

脉冲热激励对液滴蒸发特性影响的实验研究*

周心远, 李军伟, 陈新建, 王宁飞

(北京理工大学 宇航学院, 北京 100081)

摘要: 为了研究脉冲热激励条件下的液体燃料的蒸发特性, 采用脉冲电源作为外部热激励加热微尺度燃烧器, 通过连续供给液体正庚烷在微尺度燃烧器中形成悬挂单液滴, 并对液滴在脉冲热激励下的非稳态蒸发特性进行了研究。通过示波器采集了脉冲电源的输出信号, 同时测量来流空气温度和管口火焰温度, 得到了二者对脉冲信号的响应规律, 通过图像处理方法得到了液滴直径随时间的振荡规律, 计算了液滴的蒸发速率以探究液滴振荡的原因。结果表明, 液滴蒸发速率始终围绕燃料供给速率振荡, 二者间差值是液滴振荡的根本原因。脉冲热激励首先引发空气温度的振荡, 并导致火焰温度, 液滴直径和蒸发速率以相同频率振荡, 但均滞后于空气温度。提高加热频率或减少加热功率都能加速火焰温度对空气温度振荡的响应, 但延迟了液滴直径和蒸发速率对空气温度振荡的响应。加热功率会显著影响液滴直径, 当功率低于16.0W时, 液滴直径超出临界直径2.6mm, 液滴将坠落形成液膜。

关键词: 脉冲加热; 温度振荡; 热激励; 动态响应; 非稳态蒸发

中图分类号: V19 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2022) 11-210586-15

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.210586

Experimental Study on Effects of Pulsed Thermal Excitation on Droplet Evaporation Characteristics

ZHOU Xin-yuan, LI Jun-wei, CHEN Xin-jian, WANG Ning-fei

(School of Aerospace, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: In order to investigate effects of pulsed thermal excitation on evaporation characteristics of liquid fuel, a pulse power is used as an external thermal excitation to heat a microscale burner, where a suspended droplet is formed by continuously supplying liquid *n*-heptane, and unsteady evaporation characteristics of the droplet under pulsed thermal excitation are studied. Firstly, output signal of the pulse power is obtained by oscilloscope, and the air temperature and flame temperature are measured to obtain response of the temperature to the pulse power. Secondly, oscillation of the droplet diameter with time is obtained by the image processing method. Finally, the droplet evaporation rate is calculated to explain the droplet oscillation. The results show that, the droplet evaporation rate always oscillates around the fuel supply rate, and the difference between them leads to the droplet oscillation. The pulsed thermal excitation first induces the air temperature oscillation, and causes the flame temperature, droplet diameter and evaporation rate to oscillate at the same frequency, but all of them lag behind the air temperature. Increasing the heating frequency or reducing the heating power can accelerate response of the flame temperature to the air temperature oscillation, but delay response of the droplet diameter and evaporation rate to the air temperature oscillation. The heating power significantly affects the average droplet diameter. When

* 收稿日期: 2021-08-26; 修订日期: 2022-03-23。

作者简介: 周心远, 博士生, 研究领域为微尺度燃烧。

通讯作者: 李军伟, 博士, 副教授, 研究领域为微尺度燃烧, 不稳定燃烧和发动机设计。

引用格式: 周心远, 李军伟, 陈新建, 等. 脉冲热激励对液滴蒸发特性影响的实验研究[J]. 推进技术, 2022, 43(11): 210586. (ZHOU Xin-yuan, LI Jun-wei, CHEN Xin-jian, et al. Experimental Study on Effects of Pulsed Thermal Excitation on Droplet Evaporation Characteristics[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2022, 43(11):210586.)

the power is lower than 16.0W, the droplet diameter exceeds the critical diameter of 2.6mm, and the droplet falls to form a liquid film.

Key words: Pulse heating; Temperature oscillation; Thermal excitation; Dynamic response; Unsteady evaporation

1 引言

从燃气轮机到液体火箭发动机,液体燃料注射与喷雾燃烧系统在很多工程领域得到了广泛的应用^[1-2]。对于喷雾燃烧系统,燃料以喷雾形式进入燃烧室后的蒸发与燃烧过程,本质上是多个液滴蒸发与燃烧的耦合结果^[3-4]。因此,对单液滴在高温气流中蒸发与燃烧过程的研究是喷雾燃烧系统中最为基础且重要的一环^[5-6]。准确把握单液滴在高温气流中的蒸发与燃烧过程,对于改善燃烧效率,减少环境污染及提升燃烧性能有重要意义^[7]。

对于单液滴蒸发特性的研究,学者们会施加一些外界的激励或振荡环境,用以模拟液滴蒸发过程中遇到的动态变化,达到更接近发动机实际工作环境的目的^[8-10]。常见的外部激励包括压力振荡与气流振荡。例如,Zhang等^[11]针对乙醇/水的双组分液滴建立了模型,计算了该液滴在蒸发时对环境压力振荡的响应特性。发现了在振荡压力下,液滴温度,液滴中各组分的蒸发速率都出现了不同的振荡,特别是在相位上,液滴温度的振荡会以 $\pi/2$ 的相位差滞后于压力振荡,而总蒸发速率和各组分蒸发速率与压力振荡频率相同但相位相反。Lei等^[12]对正庚烷液滴在压力和气流的振荡环境下的蒸发特性进行了数值研究。结果表明,压力振荡会引发环境温度以及液滴表面温度的振荡,二者间存在时滞,而外部施加的压力振荡频率是决定这种滞后的关键参数。压力振荡与气流振荡的研究大多基于仿真计算,相较之下,声激励和电激励是实验研究中常见的外部激励。Ju等^[13]使用了一个声压级155dB的外部扬声器,在声频率为1~5kHz的振荡环境下,对航空煤油的雾化特性进行了实验分析,并与乙醇的雾化特性进行了比较。结果表明,乙醇喷雾的液滴尺寸更小,更容易跟随声波的振荡方向,导致喷雾向无扬声器的一侧倾斜。Rahimzadeh等^[14]不仅研究了外部激励下液滴的蒸发过程,还考虑了液滴的动力学。他们将二甲基甲酰胺(DMF),异丙醇(IPA)和水置于玻璃基板上,将40kHz的垂直和水平超声振动作为外部激励,研究了声激励下,DMF,IPA和水滴的蒸发和振荡特性。Chakraborty等^[15]通过对纳米流体液滴施加正弦振荡

的交流电激励,发现了液滴的变形,表面波和内部流动将导致对流换热以及额外的蒸发。Chakraborty等^[16]在EWOD(Electrowetting on dielectric)结构中,以周期性直流脉冲电作为外部激励,研究了微小液滴的快速振荡过程。这种振荡增强了传热传质过程,可以明显提高液滴对基底的冷却效率。但是与电激励相关的研究更多关注的是液滴表面特性而非其蒸发特性。最后,热激励是一种比较少见的外部激励。Nguyen等^[17]开发了数值模型来研究薄液体弯月面内的流体动力学和传热过程。通过给壁面温度施加振荡的温度激励,研究液膜在振荡壁面温度下的蒸发特性以及与壁面之间的换热效率。

以上研究表明,外界激励对单液滴的蒸发和燃烧有着不可小觑的作用。但目前大部分关于外部激励对液滴蒸发的实验研究还只停留在驻波声场的阶段,外部激励的多样性稍显匮乏,而涉及热激励的研究更是少之又少。本文通过注射泵持续注射液体正庚烷以形成悬挂的细小单液滴,并采用直流脉冲电对燃烧室施加周期性热激励,同时建立了悬挂液滴的蒸发模型,结合理论计算与实验分析了脉冲热激励对悬挂单液滴非稳态蒸发特性的影响。

2 实验研究

2.1 实验装置介绍

实验系统如图1所示。该系统由燃料供应装置、实时数据采集系统、微尺度燃烧器和空气供应系统组成。燃料供应装置是一台以指定速率连续供给正庚烷燃料的注射泵。实时数据采集系统包括一台用以采集脉冲电源输出信号的示波器,一台用于采集温度信号的温度采集卡,以及两台采集图像的摄像机。微尺度燃烧器是一根内径4mm,外径5mm,长度100mm,右端开口的透明石英管。空气供应系统包括高压气瓶、减压阀和流量控制器。空气从气瓶出发,经减压阀减压,稳压后,由流量控制器稳定其流速,从左侧进入石英管,并从石英管右侧流入大气环境,因此管内空气的压力和流速稳定。流量控制器(Sevenstar,型号D0727A/ZM 0-5SLM)在全范围内误差不超过 $\pm 1\%$ 。实验中的空气流量恒定为0.5L/min,石英管内径为4mm,因此管内空气流速恒为0.66m/s。

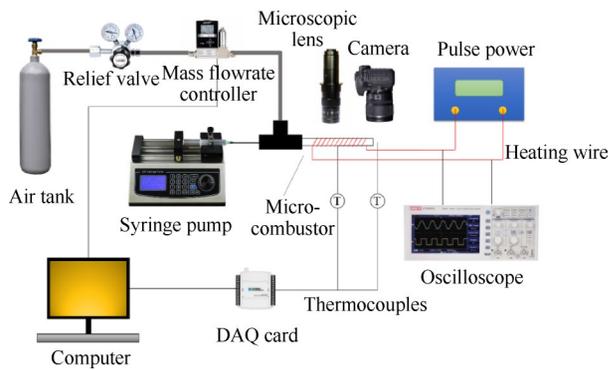


Fig. 1 Schematic of experimental system

微尺度燃烧器如图 2 所示。其表面被截面直径 0.2mm 的 Cr20Ni80 电热丝所缠绕,在燃烧器的中间固定一根外径 0.521mm,内径 0.25mm 的毛细管;毛细管作为图像处理的标定元件,其外径的精度对后续数据的处理有着非常重要的影响。将纯度为 99% 的液体正庚烷盛放于一个 20mL 的塑料注射器中,通过注射泵(Longer, 型号 LSP01-1A)以指定的速度推动柱塞,从而将庚烷注射进入毛细管,并在其尖端形成细小的悬挂液滴。将电热丝两端接入 SOYI-6020M 型脉冲电源,以直流脉冲电对燃烧器提供脉冲式热激励;脉冲电压的误差不超过设定值的 1%,并且电压与电流由示波器(Tektronix, MSO 2014B)所记录,其测量精度分别为 $0.05\% \pm 3\text{mV}$ 和 $0.3\% \pm 3\text{mA}$ 。液滴在高温气流下蒸发,燃料蒸汽在管内与空气掺混,最后在管口点燃形成火焰。液滴蒸发过程以管口火焰分别由显微镜镜头和佳能 HF200 高清摄像机以视频格式记录下来,其拍摄帧率为 60frames/s。使用两根 K 型热电偶 TC1 和 TC2(外径 0.5mm,长度 150mm)分别测量空气温度 T_a 和火焰温度 T_f 。热电偶在的最大误差为 $\pm 0.25\%$ 。最后,温度数据以 100Hz 的采样频率 f_s 经数据采集卡(Altai USB2080 DAQ)存储于计算机内。

由于脉冲电源与电热丝相连,脉冲电源在启动后输出电信号,电热丝发热并加热石英管。脉冲电源的输出电信号由加热电压和加热频率决定。实验中加热电压为 15.0~23.0V,加热频率为 0.1~10Hz。设定加热电压后,通过示波器测量实际电压 U ,电流 I ,并根据二者乘积得出加热功率 P ,结果如表 1 所示。显然,设置的加热电压与实际电压几乎没有差别。此外,加热功率与加热电压是一一对应的,当加热电压为 15.0~23.0V 时,加热功率为 16.0~35.5W。下文中均采用加热功率代替加热电压来对实验进行描述。

2.2 数据处理方法

为了说明数据处理的方法,以某一工况下的实验结果为例进行讨论。对于脉冲电源,以 0.2Hz 的加热频率,20V 的加热电压加热石英管,使用示波器测出实际电压 U 和电流 I ,根据 $P=UI$ 计算出功率,并测量 TC1 处的来流空气温度 T_a ,结果如图 3 所示,图中 T_a 的平均值 $\bar{T}_a=461.8\text{K}$,振幅百分比 $\alpha=2.3\%$,振荡频率 $f_{osc}=0.2\text{Hz}$ 。

实验共采集了 30 个周期的数据,图 3 中展示了其中 3 个周期的数据。由于加热频率 f_h 为 0.2Hz,电压,电流和功率均为周期为 5s 的方波,前 2.5s 为高值 19.98V,后 2.5s 为低值 0V。当电压处于低值 0 时,燃烧室自然冷却;而在加热电压 U 为 19.98V 时,电流 I 和功率 P 分别为 1.36A 和 27.2W,燃烧室被 27.2W 的加热功率所加热。由于周期性加热,方波的加热功率引发了周期性振荡的来流空气温度 T_a 。可以发现, T_a 在 15s 内在 451~472K 之间振荡了 3 次。此外,加热功率 P 的变化会触发 T_a 的波峰和波谷。当加热功率 P 从低值 0 增加到高值 27.2W 时,对应 T_a 的低谷,当加热功率 P 从 27.2W 减少到 0W 时对应 T_a 的波峰。

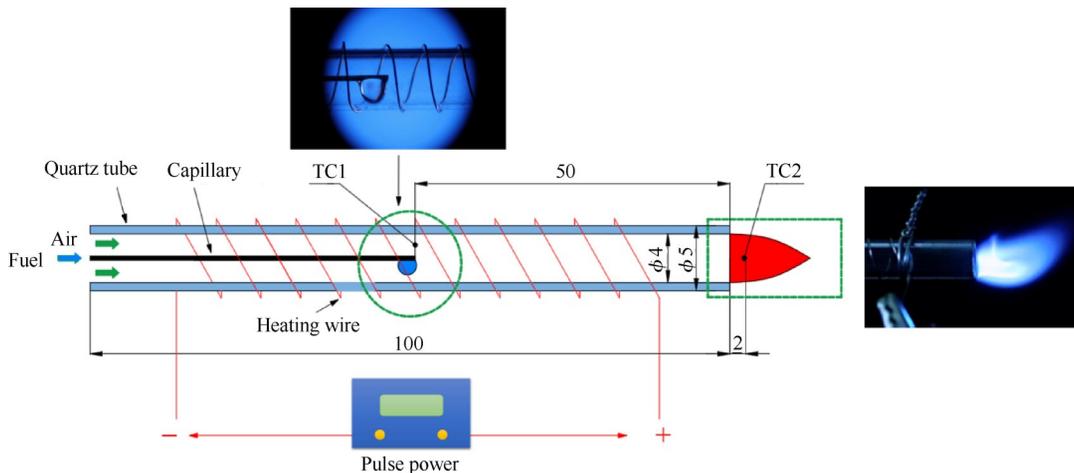


Fig. 2 Schematic of micro-combustor (mm)

Table 1 Measured U, I and P of pulse power in the experiments

Set voltage/V	Measured U /V	Measured I /A	Measured P /W			
15.0	14.99	1.07	16.0			
15.5	15.47	1.09	16.9			
17.0	16.92	1.19	20.1			
18.5	18.47	1.27	23.5			
20.0	19.98	1.36	27.2			
21.5	21.47	1.46 </tr <tr> <td>23.0</td> <td>22.93</td> <td>1.55</td> <td>35.5</td> </tr>	23.0	22.93	1.55	35.5
23.0	22.93	1.55	35.5			

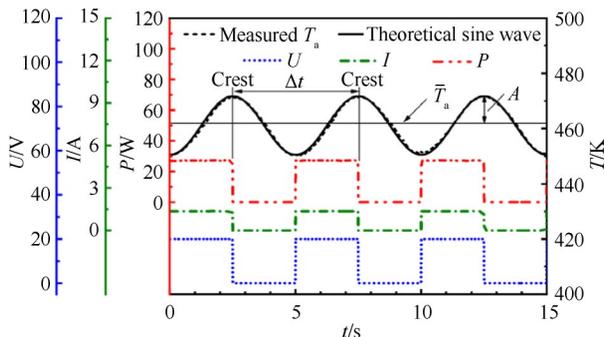


Fig. 3 Measured voltage, current, power of the pulse power and air temperature

此外,所测空气温度 T_a 的振荡规律与理论正弦波几乎完全一致,因此提出了一种表征空气温度振荡规律的方法,即用正弦公式来描述 T_a 的振荡特性,表达式为

$$T_a = \bar{T}_a \left[\alpha \sin \left(2\pi f_{osc} t - \frac{\pi}{2} \right) + 1 \right] \quad (1)$$

在实验中,将 30 个周期的数据作为样本进行测量,通过对 30 个周期数据的统计确定三个参数。对于每个振荡周期, T_a 都有一个波峰。定义第 i 个波峰到第 $i+1$ 个波峰的时间间隔为 Δt_i ,如图 3 所示。

T_a 的振荡频率为

$$f_{osc} = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n-1} [\Delta t_i]^{-1} \quad (2)$$

式中 $n=30$,为所测量的周期总数。

对于每个周期,所测的 T_a 数量是采集卡采样频率 f_s 和振荡频率 f_{osc} 的比值。 $T_a(i, j)$ 表示第 i 个采样周期中 T_a 的第 j 个测量值。因此,30 个周期内的平均温度计算公式为

$$\bar{T}_a = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left[\frac{f_{osc}}{f_s} \sum_{j=1}^{f_s/f_{osc}} T_a(i, j) \right] \quad (3)$$

振幅百分比 α 定义为振幅 A 与平均温度 \bar{T} 的比值。对于每个周期,振幅 A 定义为 T_a 最大值与平均值 \bar{T} 之差,如图 3 所示。因此,振幅百分比 α 为

$$\alpha = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left[\frac{A_i}{\bar{T}_a} \right] \quad (4)$$

在实验中,空气温度、火焰温度、液滴直径、液滴蒸发速率在实验中均表现出类似的振荡特性,因此均采用平均值,振幅百分比和振荡频率来描述其振荡特性。这些参数都是对 30 个采样周期内的实验数据进行统计得到的。

2.3 图像处理

由于液滴的尺寸较小,因此液滴的蒸发过程由显微镜镜头以视频的格式记录下来。在 MATLAB 中编写了图像处理的程序,其功能是对视频进行处理,计算出视频里的每一帧图片中,悬挂液滴的特征直径^[18]。通过对毛细管的尺寸进行标定,然后计算液滴的所占据的像素数量以计算出液滴的面积,并以此计算特征直径。

具体的做法是,首先从视频中分别获得有液滴悬挂和无液滴悬挂的图像,如图 4(a)和(d)中所示。然后使用合适的阈值将这些图像转换为二值形式,得到清晰的边界,如 4(b)所示。然后填充图像中由于光线而产生的空洞并得到 4(c)。接着从图像 4(c)中减去毛细管部分,得到液滴的无毛细管部分 4(d)。最后标记液滴边界,并筛选,去除其余的不必要部分,得到最终的液滴图像 4(e),并获得最终的液滴面积 S 。并由此计算液滴的直径为

$$d = \sqrt{4S/\pi} \quad (5)$$

2.4 不确定度分析

2.4.1 液滴直径的不确定度

对液滴直径的测量影响最大的因素是毛细管直径。用 1 级螺旋测微计测量毛细管尖端处的外径,9 次测得值分别为 0.517, 0.521, 0.522, 0.519, 0.52, 0.522, 0.524, 0.520, 0.524mm。毛细管的平均直径为 $\bar{D} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n D_i = 0.521\text{mm}$,其不确定度的 A 类评定

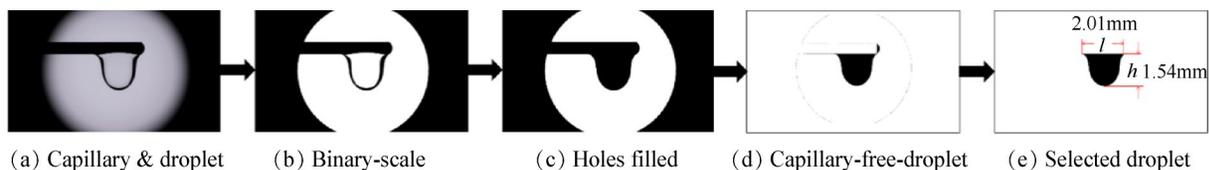


Fig. 4 Image processing method

u_A 按照下式计算,即

$$u_A = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (D_i - \bar{D})^2} \quad (6)$$

代入测量数据,可计算得 $u_A=0.76\mu\text{m}$ 。1级螺旋测微计的最大允差为 $4\mu\text{m}$,其不确定度的B类评定为 $u_B = 4/\sqrt{3}=2.3\mu\text{m}$ 。因此,使用螺旋测微计测量毛细管直径的不确定度为 $u = \sqrt{u_A^2 + u_B^2}=2.4\mu\text{m}$ 。

在MATLAB中对液滴图像进行图像处理,每张图像的大小为 1920×1080 ,共207万个像素点。在图像中,毛细管在竖直方向上占据 $N_1=56$ 个像素点,故每个像素点的大小为 $a = \bar{D}/N_1=9.3\mu\text{m}$ 。而在所有图片中,最小、最大的液滴所占据像素点分别为 $N_{2,\text{min}}=4972$ 和 $N_{2,\text{max}}=58355$ 。液滴所占面积可按下式计算,即

$$S = N_2 a^2 \quad (7)$$

代入式(5)中,可得液滴直径的计算公式为

$$d = \frac{\bar{D}}{N_1} \sqrt{\frac{4N_2}{\pi}} \quad (8)$$

在图像处理中,对液滴特征直径的计算是基于毛细管尺寸的标定。由于毛细管直径的不确定度,经过MATLAB图像处理,最终的液滴直径不确定度为 $u_d = \frac{d}{D} u = 3.4 \sim 11.7\mu\text{m}$ 。

2.4.2 热电偶的不确定度

实验中所使用的两根热电偶为K型热电偶,I级精度,在 $400 \sim 1300^\circ\text{C}$ 的最大误差为 0.25% ,其不确定度的A类评定可表示为 $u_A=0.25\% \cdot (400 \sim 1300^\circ\text{C})=1 \sim 3.25^\circ\text{C}$ 。对于温度数据采集所使用的Altai USB2080采集卡,其系统最大误差为 0.05% ,则不确定度的B类评定可表示为 $u_B=0.05\% \cdot (400 \sim 1300^\circ\text{C})=0.2 \sim 0.65^\circ\text{C}$ 。因此,热电偶的不确定度为 $u_T = \sqrt{u_A^2 + u_B^2}=1.02 \sim 3.31^\circ\text{C}$ 。

3 悬挂液滴的瞬态蒸发模型

为了阐明脉冲热激励对液滴蒸发行为的影响机理,建立了悬挂液滴的瞬态蒸发模型,如图5所示。

在开始时,来流空气温度 T_a 稳定振荡,毛细管尖端无悬挂液滴,当液体正庚烷开始以恒定流速供给时,液滴直径 d 从0开始增加。由于 T_a 的振荡,液滴直

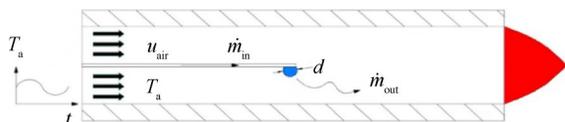


Fig. 5 Transient evaporation model of the suspended droplet in the tube combustor

径 d 最后会稳定在一个值附近振荡。液滴直径由燃油流量与蒸发速率之差决定。由于燃料的供给速率是恒定的,而蒸发速率会由于 T_a 的振荡而振荡,为了求解出每一时刻对应的液滴直径,必须先计算蒸发速率,液滴蒸发速率 \dot{m}_{out} 的计算方法如下^[19]

$$\dot{m}_{\text{out}} = \frac{\pi d \lambda_{\text{mix}}}{c_{p,f}} Nu^* \ln(1 + B_T) \quad (9)$$

式中 λ_{mix} 和 $c_{p,f}$ 分别为液滴周围混合气的导热系数和定压比热, λ_{mix} 的计算方法为

$$\lambda_{\text{mix}} = \frac{x_f \lambda_f}{x_f \theta_{f-f} + x_{\text{air}} \theta_{f-\text{air}}} + \frac{x_{\text{air}} \lambda_{\text{air}}}{x_f \theta_{\text{air}-f} + x_{\text{air}} \theta_{\text{air}-\text{air}}} \quad (10)$$

式中 x_f 和 x_{air} 分别是液滴表面燃料蒸汽和空气的摩尔分数,对于二元系统, $x_f=1-x_{\text{air}}$ 。无量纲数 θ_{i-j} ($i=f, \text{air}; j=f, \text{air}$) 的计算方法如下^[20]

$$\theta_{i-j} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left(1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{-0.5} \left[1 + \left(\frac{\lambda_i}{\lambda_j} \right)^{0.5} \left(\frac{M_j}{M_i} \right)^{0.25} \right]^2 \quad (11)$$

式中空气的分子量 M_{air} 为 29g/mol ; 正庚烷的分子量 M_f 为 100.2g/mol 。燃料蒸汽和空气的摩尔分数先通过求解它们的质量分数来确定,即

$$Y_f = Y_{f,s} + (Y_{f,\infty} - Y_{f,s})/3 \quad (12)$$

式中 $Y_{f,\infty}$ 为0。在液滴表面, $Y_{f,s}$ 的计算方法如下

$$Y_{f,s} = \left[1 + \left(\frac{p_0}{p_{f,s}} - 1 \right) \frac{M_{\text{air}}}{M_f} \right]^{-1} \quad (13)$$

式中 p_0 为环境蒸汽压,为大气压 101.33kPa , $p_{f,s}$ 为饱和蒸汽压,计算公式如下^[21],即

$$p_{f,s} = \exp \left[8.1948 - 7.8099 \left(\frac{300}{T_s} \right) - 9.0098 \left(\frac{300}{T_s} \right)^2 \right] \quad (14)$$

式中液滴表面取正庚烷沸点 $T_b=371.4\text{K}$ ^[19]。因此,根据式(12)~(14)可以确定燃料蒸汽的质量分数 Y_f 以及空气的质量分数 $Y_{\text{air}}=1-Y_f$ 。并根据下式求得燃料蒸汽的摩尔分数

$$x_f = \frac{M_{\text{air}} Y_f}{M_{\text{air}} Y_f + M_f Y_{\text{air}}} \quad (15)$$

代回式(10)~(11),可求得混合气体的热导率。但热导率还取决于参考温度 T_r 。因此还要求解参考温度 T_r ,其计算方法如下^[22],即

$$T_r = T_s + \frac{1}{3} (T_a - T_s) \quad (16)$$

实验中,TC1处所测量得到的温度数据作为 T_a 。根据式(1)可知, T_a 由平均值、振幅百分比和振荡频率这三个参数来确定,而这些参数又取决于加热频率和功率,因此可得出参考温度与脉冲热激励间的关系为

$$\begin{cases} T_r = T_b + \frac{1}{3}(T_a - T_b) \\ T_a = \bar{T}_a \left[\alpha \sin \left(2\pi f_{osc} t - \frac{\pi}{2} \right) + 1 \right] \\ \bar{T}_a = f_1(f_h, P), \alpha = f_2(f_h, P), f_{osc} = f_3(f_h, P) \end{cases} \quad (17)$$

平均值、振幅百分比和振荡频率与脉冲热激励的具体关系将在下文中进行介绍。显然,参考温度 T_r 每一时刻都在发生变化,这也导致每一时刻液滴的相关物性参数,如比热、导热系数和密度等参数都在发生变化,表 2 中列出了模型中所使用到的这些参数的值,因为许多参数与参考温度 T_r 有关,因此只给出了 293K 时的值,完整信息可以在所标注的参考文献中找到,见表 2。

Table 2 Parameter values used in the model

Parameter	Value
Special heat of gaseous <i>n</i> -heptane $c_{p,g}/(\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	1582.8 ^[23]
Special heat of air $c_{p,air}/(\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	1007 ^[24]
Thermal conductivity of gas <i>n</i> -heptane $\lambda_g/(\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	0.015 ^[25]
Thermal conductivity of air $\lambda_{air}/(\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	0.0263 ^[24]
Critical temperature T_{cr}/K	540.13 ^[26]
Coefficient <i>a</i>	14.2146 ^[27]
Coefficient <i>b</i>	3151.68 ^[27]
Boiling point of <i>n</i> -heptane T_b/K	371.55 ^[23]
Temperature at infinity T_∞/K	293
Ambient vapor pressure p_0/kPa	101.325
Molecular weights of <i>n</i> -heptane $M_g/(\text{g}\cdot\text{mol}^{-1})$	100.2
Molecular weights of air $M_{air}/(\text{g}\cdot\text{mol}^{-1})$	29
Dynamic viscosity of gaseous <i>n</i> -heptane $\mu_g/(\text{Pa}\cdot\text{s})$	5.95×10^{-6} ^[25]
Dynamic viscosity of air $\mu_{air}/(\text{Pa}\cdot\text{s})$	18.5×10^{-6} ^[24]
Density of gaseous <i>n</i> -heptane $\rho_g/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	4.168 ^[25]
Density of liquid <i>n</i> -heptane $\rho_l/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	684 ^[25]
Density of air $\rho_{air}/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	1.205 ^[24]
Surface tension of <i>n</i> -heptane $\sigma/(\text{N}\cdot\text{m}^{-1})$	0.02014 ^[28]

此外,燃料的 Spalding 传热数 B_T 为

$$B_T = \frac{c_{p,mix}}{q_e} (T_\infty - T_s) \quad (18)$$

式中 T_∞ 为室温 293K, q_e 为燃料的蒸发潜热。

$$q_e = 317.8 \left(\frac{T_{cr} - T_r}{T_{cr} - T_b} \right)^{0.38} \quad (19)$$

式中液体正庚烷的临界温度 T_{cr} 为 540.17K。

由于周围空气是以一定的速度相对液滴流动的,会导致强制对流换热,还需对努塞尔数进行修正^[20],修正后的努塞尔数为

$$Nu^* = 2 + (Nu_0 - 2)/F(B_T) \quad (20)$$

式中 $F(B_T)$ 为传热数 B_T 的函数,其与 Nu_0 的计算方法

分别如下,即

$$F(B_T) = (1 + B_T)^{0.7} \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} \quad (21)$$

$$Nu_0 = 2 + 0.552 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad (22)$$

式中,雷诺数 Re 和普朗特数 Pr 的计算方法为

$$Re = \rho_{mix} du_{mix}/\mu_{mix} \quad (23)$$

$$Pr = c_{p,mix} \mu_{mix}/\lambda_{mix} \quad (24)$$

式中 u_{mix} 为混合气体流速,即空气流速 $u_{air}=0.66\text{m/s}$ 。 μ_{mix} 为混合气体的动态粘度,计算方法与混合气的热导率求解方法相同,即式(10)~(11)。 ρ_{mix} 是气体混合物的密度,计算方法为

$$\rho_{mix} = x_f \rho_f + x_{air} \rho_{air} \quad (25)$$

式中 ρ_f 和 ρ_{air} 分别为气态庚烷和空气在大气压下的密度。在瞬态蒸发模型中,假定液滴内部温度场均匀,且液滴表面附近的燃料蒸汽温度也是均匀的^[19]。在计算液滴直径时,首先需要求解液滴的质量。作为初始条件,液滴初始直径 $d_0=0$,液滴质量 $m_0=0$ 。在任意时刻 t_i ,液滴直径为 d_i ,液滴质量为 m_i ,对于液滴质量的求解是基于初始条件进行迭代计算的。在某一时刻,液滴的质量增加率记作 dm/dt ,它取决于液滴的蒸发速率和燃料的供给速率,二者差值则是液滴质量的增加率。由于 T_a 是随时间正弦振荡的,因此蒸发速率 \dot{m}_{out} 也是时间的函数,那么液滴在某一时刻的质量增加率 dm/dt 也是随时间变化的,可表示为

$$\frac{dm}{dt} = \dot{m}_{in} - \dot{m}_{out}(t) \quad (26)$$

在对液滴质量的迭代计算中,先根据 t_i 时刻的空气温度 T_a 计算出 t_i 时刻液滴的相关物性参数,进而求得液滴质量 m_i 。然后再根据下一时刻 t_{i+1} 的空气温度 T_a 计算出 t_{i+1} 时刻液滴的相关物性参数,进而求解出此时的液滴质量增加率 dm/dt 。则下一时刻液滴质量为

$$m_{i+1} = m_i + \frac{dm}{dt} (t_{i+1} - t_i) \quad (27)$$

以此类推,即可计算出每一时刻所对应的液滴质量。再根据质量与体积的关系,可以求得液滴直径为

$$V_{i+1} = m_{i+1}/\rho_i \quad (28)$$

$$d_{i+1} = \left(\frac{6}{\pi} V_{i+1} \right)^{1/3} \quad (29)$$

通过上述迭代方法,便可得到每一时刻的液滴直径 d_i 。此外,液滴的直径存在一个临界值,这是因为液滴悬挂在毛细管尖端是依靠液体表面张力,当液滴自身重量 mg 超过其在毛细管的附着力 F 时,液滴将坠落。庚烷在常温下的表面张力 σ 为 20.14mN/

$m^{[28]}$, 由于本模型中液滴尺寸较小, 因此用直径 d 来代替液滴与毛细管的特征长度, 液滴在毛细管上的附着力为

$$F = \sigma d \quad (30)$$

当液滴坠落至热壁面形成液膜时, 液膜的快速蒸发会导致管内燃料蒸汽浓度迅速升高, 从而引发火焰振荡, 在实验中应尽可能避免, 因此需对液滴坠落的临界工况进行预测。在临界条件下, 液滴自身重量 mg 等于其在毛细管上的附着力 F , 即

$$F = mg \quad (31)$$

根据式(28)~(31), 可推导出液滴的临界直径为

$$d_c = \left(\frac{6\sigma}{\pi g \rho_L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (32)$$

式中 ρ_L 和 σ 分别为液体正庚烷的密度及表面张力, 取决于参考温度 T_r 。当液滴直径 $d < d_c$ 时, 液滴能够在毛细管尖端稳定悬挂; 当液滴直径 $d > d_c$ 时, 液滴在毛细管上的附着力小于液滴重力, 因此液滴将坠落。

4 结果与讨论

4.1 脉冲热激励对空气温度的影响

脉冲热激励包括加热频率和加热功率, 在实验中分别改变加热频率和加热功率, 测量液滴的加热功率 P , 空气温度 T_a , 火焰温度 T_f 和液滴蒸发过程, 并计算了液滴直径和蒸发速率。图6中展示了一个完整的实验过程。在开始时 ($t=0s$) 无燃料供给。在 $t=5s$ 处启动脉冲电源对燃烧器进行周期性加热, 来流空气温度 T_a 从室温开始迅速上升并最终稳定且反复振荡。待 T_a 稳定后, 开始供给燃料(图6中的 I 时刻, $t=45s$), 燃料流量以固定速率 $1.03mg/s$ 通过毛细管输送并在其尖端形成悬挂液滴, 整个过程由相机所记

录。燃料液滴蒸发形成庚烷蒸汽, 与空气混合后, 在时刻 II ($t=80s$) 在石英管口处点燃形成火焰。此时 T_f 温度迅速上升, 最后趋于稳定并反复振荡。当液滴直径 d , 来流空气温度 T_a 和火焰温度 T_f 的振荡均稳定后, 系统进入稳定区 III, 此时 T_a, T_f, d 数据均呈现周期性振荡规律, 在稳定区 III 测量 30 个周期内的数据为样本进行分析。

此外, 在实验中一共对 T_a 和 T_f , 液滴蒸发图像和加热功率(电压和电流)这三个部分进行了数据采集, 三者之间的同步性对相位分析的准确性至关重要。实验中是采用以下方法保证三者的采集同步性: 在脉冲电源还未开启时, 就开始对各物理量的测量, 包括测量 T_a 和 T_f , 拍摄毛细管尖端处的视频, 记录加热功率。此时 T_a 和 T_f 均为室温, 毛细管尖端处无液滴, 加热功率、电压和电流均为 0。当实验开始时, 启动脉冲电源, 此时示波器测量到的电压和电流由 0 开始分别迅速上升至 20V 和 1.36A, 在记录到的电压, 电流数据中即可确定脉冲电源启动的这一时刻。与此同时, 由于加热, T_a 也会从室温开始迅速升高, 在记录到的 T_a 数据中, 找出 T_a 由室温开始迅速升高的时刻即可确定为脉冲电源的启动时刻。通过对二者的数据进行对比, 即可保障温度采集和功率采集的同步性。同样, 在点火时刻(图6中的时刻 II)可以确定温度采集与液滴图像采集的同步性。在混合气点火前, 温度 T_f 较低, 在 450K 左右振荡。用喷枪在燃烧器出口处点燃混合气时, 在视频中记录了这一点火过程, 同时 T_f 温度也会急剧上升。因此, 对比 T_f 数据和录制的视频, 即可确定温度采集与图像采集之间的同步性。因此, 温度采集、功率采集和图像采集这三者的同步

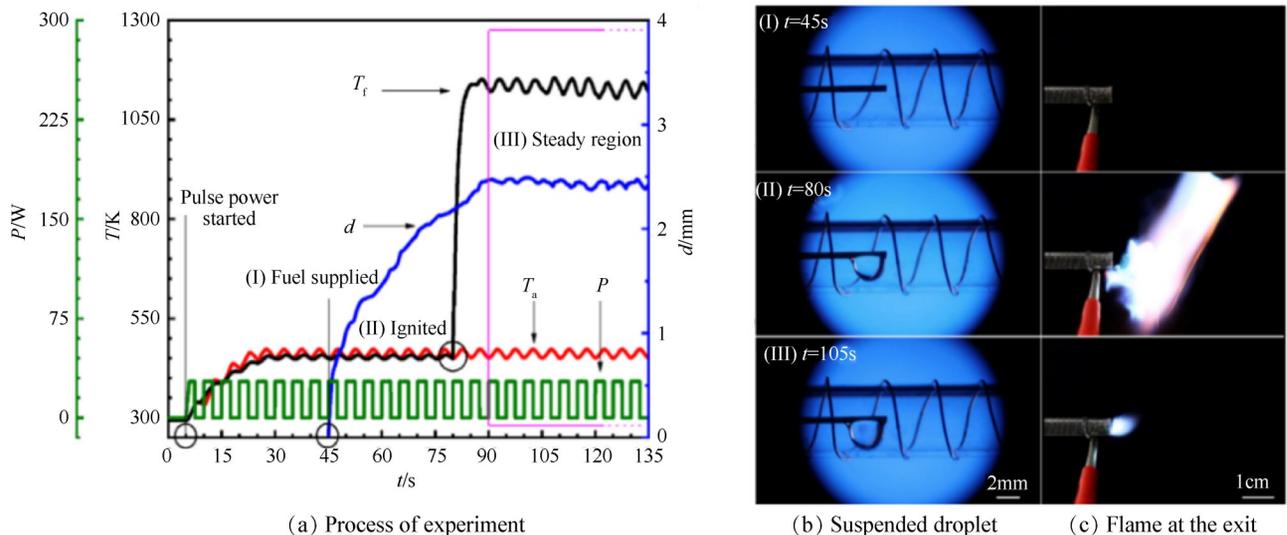


Fig. 6 Process diagram of the experiments ($u_{air}=0.66m/s, \dot{m}_{in}=1.03mg/s, P=27.2W, f_h=0.2Hz$)

性得以保证。

如图 6 所示,在稳定区 III, T_a 在 451~472K 振荡, 周期为 5s。液滴直径 d 和火焰温度 T_f 也表现出了振荡特性,液滴直径 d 在 2.44~2.49mm 振荡,周期为 5s, 火焰温度 T_f 在 1120~1140K 振荡,周期为 5s。显然, T_a , d 和 T_f 的振荡频率都是 0.2Hz, 与加热频率 0.2Hz 完全相同。因此,加热频率对燃烧系统振荡频率起着至关重要的作用。因此,首先需要明确加热频率对来流空气温度 T_a 的影响规律。脉冲电源的加热频率为 0.1~10Hz, 在该区间内选取了 8 组加热频率: 0.1, 0.2, 0.33, 0.5, 1, 2, 5, 10Hz。设置脉冲加热功率为 27.2W 不变, 在 8 组加热频率下, 测量并统计了 T_a 的平均值, 振幅百分比和振荡频率, 每组实验重复 3 次, 并根据统计出的离散点拟合了 T_a 的三个振荡特征随加热频率 f_h 的变化曲线, 结果如图 7(a) 所示。可以发现, 改变加热频率不影响 T_a 平均值, 在各组加热频率下, T_a 平均值都为 460K, 说明其平均值与加热频率无关。无论加热频率取何值, 振荡频率 f_{osc} 始终与 f_h 完全一致; 通过对振幅百分比的拟合发现, 振幅百分比与加热频率的倒数呈线性关系。

除了加热频率, 加热功率对空气温度的振荡特性也有很大的影响。设置加热频率为 0.2Hz 不变, 统

计了表 1 中的 7 组脉冲加热功率下, T_a 的振荡特征, 结果如图 7(b) 所示。可以发现, 在多组加热功率下, T_a 的振荡频率均等于加热频率 0.2Hz, 说明加热功率不影响空气温度的振荡频率。但平均值和振幅百分比均随加热功率呈线性变化。综上所述, 对于 T_a 的振荡特征, 其平均值只与加热功率呈线性关系且与加热频率无关; 振幅百分比与加热功率呈线性关系且与加热频率的倒数呈线性关系, 振荡频率与加热功率无关且恒等于加热频率。

根据图 7 可以总结得到来流空气温度的振荡特性与脉冲加热频率、脉冲加热功率之间的关系为

$$\begin{cases} T_a = 5.18P + 318.12 \\ \alpha = 0.061P + 0.472f_h^{-1} - 1.66 \\ f_{osc} = f_h \end{cases} \quad (33)$$

将方程组(33)代入方程组(17), 即可建立脉冲热激励与液滴蒸发过程间的联系, 从而获得完整的脉冲热激励下液滴的瞬态蒸发模型。此外, 在实验中发现了液滴的两种状态。当脉冲热激励高于 16.0W 时, 液滴稳定悬挂, 如图 7(b) 中的 (II) 所示; 而当脉冲加热功率低于 16.0W 时, 此时液滴的重量超过其在毛细管上的附着力 F , 液滴将会坠落至壁面形成液膜, 液膜的快速蒸发会引发火焰振荡^[29], 如图 7(b) 中的 (I) 所示, 在实验中应避免。

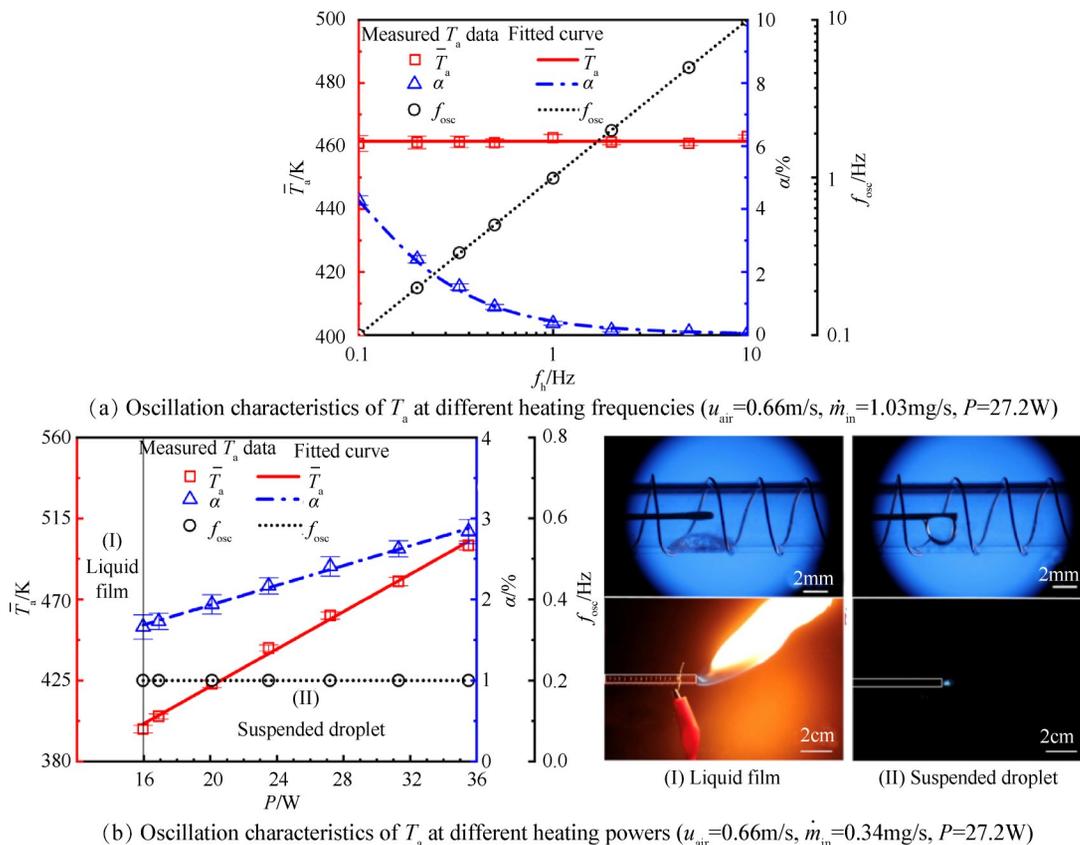


Fig. 7 Effects of heating frequency and heating power on oscillation characteristics of T_a

4.2 加热频率对燃烧室的影响

加热频率通过影响来流空气温度进而影响燃烧室内液滴的蒸发过程。在明确了加热频率对空气温度的影响机理后,下面讨论加热频率对燃烧室内液滴蒸发过程的影响。由于在较高的加热频率下, T_a 的幅值百分比 α 太低以至于难以观察到明显的振荡现象,因此实验分别在四组加热频率下(0.1, 0.2, 0.33和0.5Hz)进行。加热功率、空气流量和燃料流量保持不变,其值如表3中所示。讨论了加热频率对火焰温度、液滴直径等参数的影响。

Table 3 Experimental parameters when heating frequency is changed

Parameter	Value
f_h/Hz	0.1, 0.2, 0.33, 0.5
$u_{\text{air}}/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	0.66
$\dot{m}_{\text{in}}/(\text{mg}\cdot\text{s}^{-1})$	1.03
P/W	27.2

4.2.1 火焰温度

分别以四组加热频率对微尺度燃烧器进行加热,待系统稳定后,测量了30个周期内的加热功率 P , 来流空气温度 T_a , 液滴直径 d 以及管口火焰温度 T_f , 其中加热功率、空气温度、火焰温度随时间的曲线如图8(a)所示。由于加热频率不同,因此每一个周期所对应的时长也不同。为了统一描述,将图8(a)的横坐标时间无量纲化为 $f_h t$, 即加热频率与时间的乘积,每一个单位则代表了一个周期,图8(a)中共展示了3个周期。由于时间被无量纲化,在四组加热频率下,所测加热功率曲线是完全重合的,因此在图中未对其进行标注与区分。

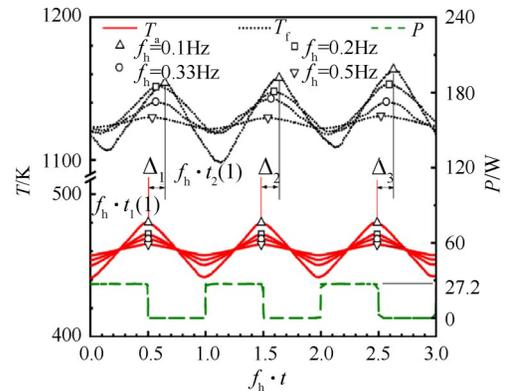
由图8(a)可知, T_a 以及 T_f 均呈周期性振荡的规律,当加热功率 P 由27.2W降为0时,来流空气温度 T_a 会达到峰值(图中符号标志着 T_a 的波峰),二者间不存在延迟。但 T_a 与 T_f 的波峰在时间上却存在明显滞后关系。不同加热频率下,所对应的滞后程度也不同。假设在第 i 个周期, T_a 波峰对应无量纲时刻 $f_h t_1(i)$, T_f 波峰的无量纲时刻为 $f_h t_2(i)$, 定义二者间时间差为 $\Delta_i = f_h t_2(i) - f_h t_1(i)$, T_f 滞后于 T_a 的相位值为 $\Delta\phi_{T_f-T_a}$, 其表达式为

$$\begin{cases} \Delta_i = f_h t_2(i) - f_h t_1(i) \\ \Delta\phi_{T_f-T_a} = 2\pi \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta_i \end{cases} \quad (34)$$

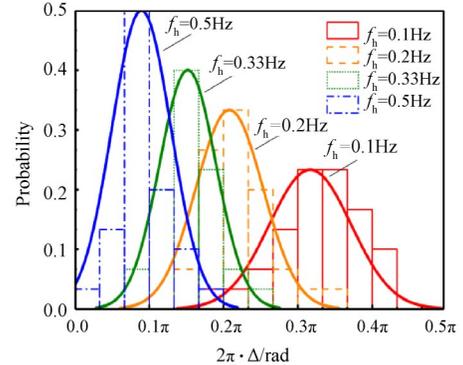
式中 $n=30$ 。

显然,相位差即为时间差 Δ 的平均值与 2π 的乘

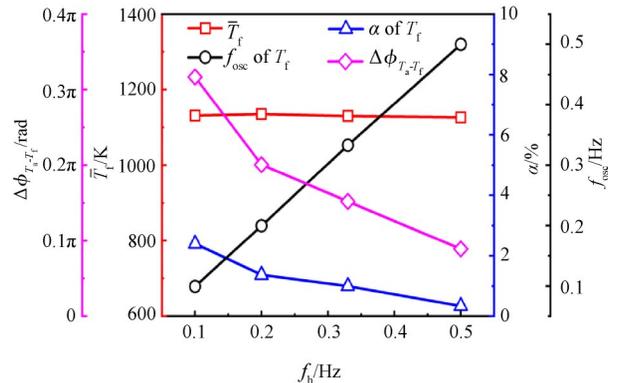
积。对于每一个周期,时间差 Δ 都不相同。为了探究其分布规律,对30个周期的 $2\pi\Delta$ 进行正态分布统计,如图8(b)所示。当加热频率为0.5Hz时,曲线位于左侧,形状高而窄。30个周期内的 $2\pi\Delta$ 分布在 $0\sim 0.2\pi$, 最多50%分布在 $0.067\pi\sim 0.1\pi$ 。当加热频率为0.1Hz时,它们分布在 $0.167\pi\sim 0.5\pi$, 最多23.3%分布在 $0.3\pi\sim 0.33\pi$ 。随着加热频率的降低,曲线逐渐右移,且在形状上逐渐扁平化。表明在30个周期内,空气温度和火焰温度间的相位差随加热频率的升高而增大,火焰温度对于空气温度振荡的响应变慢。曲线的扁平化说明 $2\pi\Delta$ 在30个周期的分布范围越来越广。



(a) Air temperature and flame temperature with time at different heating powers



(b) Distribution of $2\pi\Delta$ at different heating powers



(c) Oscillation characteristics of the flame temperature

Fig. 8 Effects of the heating frequency on the flame temperature

图 8(c)展示了 T_i 的振荡特性,包括平均温度、振幅百分比、振荡频率以及相位差。结合图 7 可知, T_a 和 T_i 的振荡频率始终与脉冲电源的加热频率完全一致。加热频率的增加对 T_a 和 T_i 的平均值影响不大,分别为 461.8K 和 1132K,但 T_i 的振幅百分比从 2.4% 下降到 0.34%。假设 T_a 为燃烧系统的输入信号,则 T_i 为燃烧系统的输出信号。平均相位滞后越小,那么火焰温度 T_i 对空气温度 T_a 振荡的响应越快。当加热频率从 0.1Hz 升高至 0.5Hz 时, T_a 和 T_i 之间的相位差从 0.32π 下降到 0.09π ,表明燃烧过程对高频空气温度振荡的响应要比其对低频空气温度振荡的响应更快。

4.2.2 液滴直径

在脉冲热激励条件下,微燃烧室中来流空气温度 T_a 呈正弦式振荡,因此液滴的蒸发速率并非定值,而是会随时间变化,而输入的燃料质量流量始终是不变的,这也导致每一时刻的液滴直径不会是一个定值,而是最终会在某一个值附近稳定振荡。为了明确脉冲热激励条件下,液滴直径的变化规律,根据图 8(a)中来流空气温度,计算了当加热频率为 0.1~0.5Hz 时,液滴直径随时间的曲线,并与图像处理所得测量值对比,如图 9(a)中所示。

可以发现,在脉冲热激励下,液滴直径 d 也呈现正弦振荡的规律,且理论值与实验值吻合良好。当脉冲加热频率 f_h 为 0.1Hz 时,液滴直径 d 的相对变化最为明显,从时刻 I 到时刻 II,悬挂液滴的直径大小从波谷增大到波峰,尺寸发生振荡,而液滴直径 d 的振荡是由来流空气温度 T_a 的振荡所导致的,将图 8(a)中 T_a 曲线的波峰在图 9(a)中以红色直线进行标注,对应无量纲时间 $f_h t_1(i)$,所计算的液滴直径 d 曲线的波峰以蓝色直线进行标注,对应无量纲时间 $f_h t_3(i)$,可以发现,二者之间存在明显的滞后关系,并且滞后程度上要远高于 T_a 与 T_i 之间的,同样地,为了对这一现象进行说明,定义每个周期内 T_a 与液滴直径间的时间差为 Δ ,30 个周期内的相位差为 $\Delta\phi_{T_a-d}$ 。

对于实验测量的液滴直径数据,统计了其波峰与空气温度波峰在 30 个周期的 $2\pi\Delta$ 值,正态分布统计结果如图 9(b)所示。可以发现,液滴直径与空气温度之间时间差的分布规律与火焰温度的有明显不同。当加热频率为 0.5Hz 时,曲线位于最右侧,形状高而窄,分布区间为 $1.67\pi\sim 1.9\pi$,最多有 40% 分布在一个区间内。随着加热频率的降低,曲线左移,逐渐扁平化。当加热频率为 0.1Hz 时,分布区间为 $1.33\pi\sim$

1.6π ,最多只有 20% 分布在一个区间内。表明随着加热频率的降低,空气温度和液滴直径之间的相位差越来越小,液滴直径对于空气温度振荡的响应加快,且 $2\pi\Delta$ 在 30 个周期内的分布范围变得更广且分散。

为了明确脉冲加热频率对液滴直径以及相位差 $\Delta\phi_{T_a-d}$ 的影响规律,扩大了计算范围。由图 7(a)中可知,来流空气温度在 0.1~10Hz 时的振荡规律,现将这种规律应用到更宽的频率范围 0.01~100Hz,计算了在该范围内,液滴直径 d 的平均值,振幅百分比,振荡频率以及相位差,如图 9(c)所示。结果表

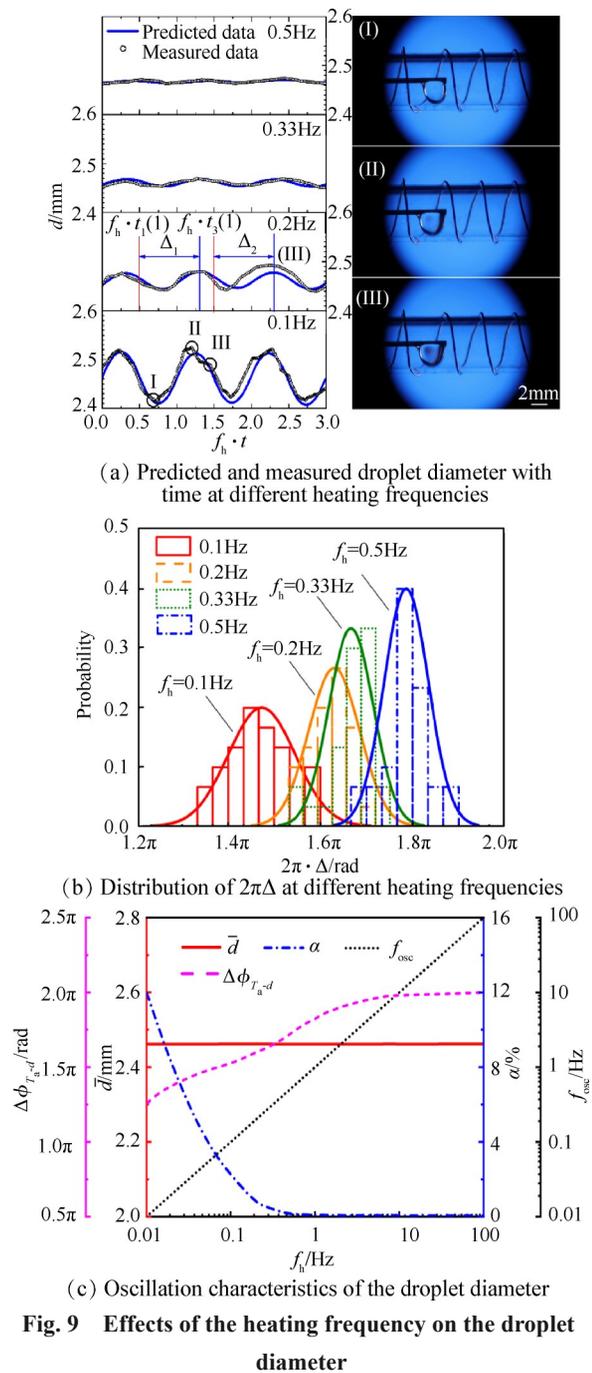


Fig. 9 Effects of the heating frequency on the droplet diameter

明,加热频率始终与液滴直径的振荡频率相一致,而加热频率的增加不会改变悬挂液滴的平均直径,但会降低其振幅百分比。而相位差 $\Delta\phi_{T_a-d}$ 会随着加热频率的增加而增加,当加热频率达到 100Hz 时,此时相位差已完全收敛至 2π ,此时液滴直径波峰会与下一周期的 T_a 波峰完全重合。随着加热频率的升高,液滴直径对于空气温度振荡的响应越来越慢。

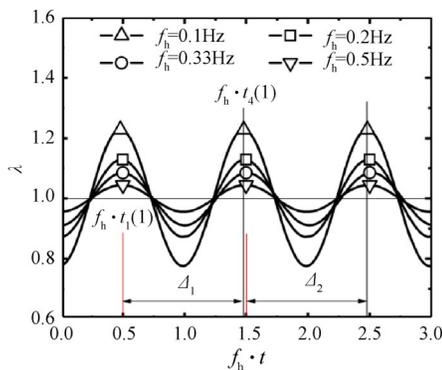
4.2.3 燃料输出-输入比

脉冲热激励引发空气温度的振荡,不仅会导致火焰温度和液滴直径的振荡,还会造成液滴蒸发速率的振荡。对于燃烧系统,燃料流量 \dot{m}_{in} 可视作系统的输入,液滴蒸发速率 \dot{m}_{out} 可视作系统的输出,定义燃料的输出-输入比 λ 为

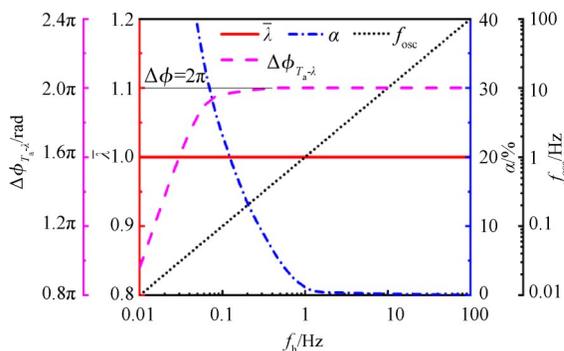
$$\lambda = \frac{\dot{m}_{out}}{\dot{m}_{in}} \quad (35)$$

其中,输入的燃料质量流量为定值 1.03mg/s。

λ 反映单位时间内,燃烧室内液滴所蒸发掉的质量与输入燃烧室内燃料的质量的比值。根据图 8(a) 中的 T_a 数据,计算了 0.1~0.5Hz 加热频率下的 λ ,结果如图 10(a) 所示。在四组加热频率下, λ 均围绕着 $\lambda=1$ 展开振荡,说明在液滴的蒸发过程中,虽然蒸发速率随时间变化而非定值,但始终是围绕着恒定的燃



(a) Fuel output-input ratio with time at different heating frequencies



(b) Oscillation characteristics of the fuel output-input ratio

Fig. 10 Effects of the heating frequency on the fuel output-input ratio

料供给速率展开振荡,液滴蒸发速率与燃料供给速率在瞬时的不相等导致了液滴直径的变化,使其产生振荡。在相位上,图 10(a) 中的红色直线为 T_a 波峰,对应无量纲时间 $f_h t_1(i)$,黑色直线为 λ 的波峰,无量纲时间为 $f_h t_2(i)$,可以发现,当加热频率为 0.1Hz 时, λ 出现波峰时,此时已经非常接近下一周期 T_a 的波峰,而在更高的频率下,如加热频率为 0.5Hz 时,二者已经完全重合。为了对其进行分析,定义二者间的相位差,并计算了 0.01~100Hz 下的平均值 $\bar{\lambda}$,振幅百分比 α ,振荡频率 f_{osc} 及相位差 $\Delta\phi_{T_a-\lambda}$,结果如图 10 (b) 所示。

显然,在所有的脉冲加热频率下, λ 的平均值均为 1,振荡频率始终同步于脉冲加热频率,脉冲加热频率的增加会降低 λ 的振幅百分比并增加相位差 $\Delta\phi_{T_a-\lambda}$ 。值得注意的是,相位差 $\Delta\phi_{T_a-\lambda}$ 的收敛速度非常快,反观相位差 $\Delta\phi_{T_a-d}$ 在 100Hz 时才完全收敛,而相位差 $\Delta\phi_{T_a-\lambda}$ 在 0.2Hz 时就已完全收敛至 2π 。二者的收敛速度有明显差异,说明液滴的蒸发速率对于脉冲加热频率的变化更加敏感,其收敛速度也明显更快。

4.3 加热功率对燃烧室的影响

上一节中讨论了加热频率对液滴蒸发特性的影响,接下来分析加热功率的影响。保持燃料供给速度,空气流速和加热频率不变,其值如表 4 所示,在四组加热功率下进行实验,讨论加热功率 P 对火焰温度 T_f ,液滴直径 d 以及燃料输出-输入比 λ 的影响。

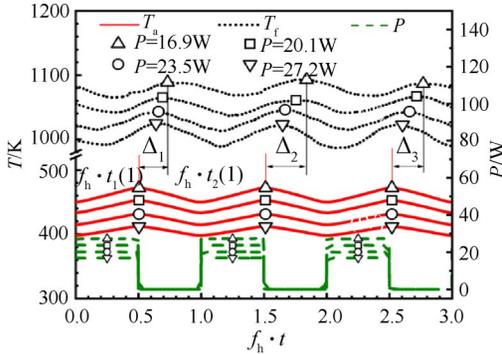
Table 4 Experimental parameters when heating power is changed

Parameter	Value
P/W	16.9, 20.1, 23.5, 27.2
$u_{air}/(m \cdot s^{-1})$	0.66
$\dot{m}_{in}/(mg \cdot s^{-1})$	0.34
f_h/Hz	0.2

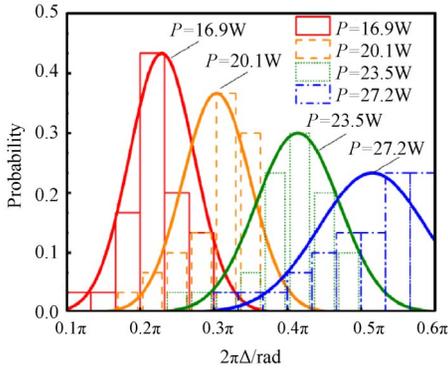
4.3.1 火焰温度

分别以四种加热功率对微尺度燃烧器进行加热,待系统稳定后,测量了 30 个周期内的空气温度 T_a ,液滴直径 d 以及火焰温度 T_f ,如图 11(a) 所示。显然,加热功率 P 的提高可以明显提升 T_a 以及 T_f 的平均温度。 T_a 峰值对应无量纲时间为 $f_h t_1(i)$, T_f 峰值对应无量纲时间为 $f_h t_2(i)$,加热功率与 T_a 波峰之间无明显滞后关系,但 T_f 依然滞后于 T_a ,且在 16.9W 时最为明显。与上文方法类似,对 30 个周期的 $2\pi\Delta$ 进行正交

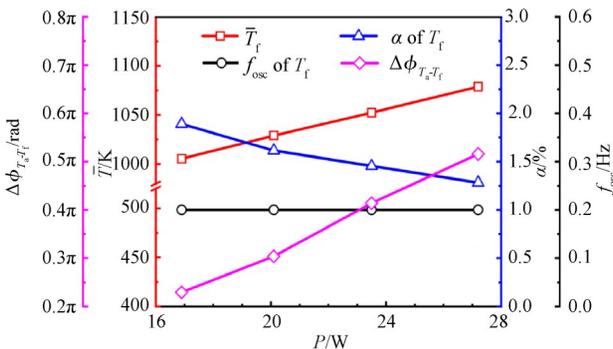
统计,如图 11(b)所示。



(a) Air temperature and flame temperature with time at different heating powers



(b) Distribution of $2\pi\Delta$ at different heating powers



(c) Oscillation characteristics of the flame temperature

Fig. 11 Effects of the heating power on the flame temperature

当加热功率为 27.2W 时,曲线位于最右侧,形状扁平, $2\pi\Delta$ 在 30 个周期内分布在 $0.3\pi\sim 0.6\pi$, 最多 23.3% 分布在 $0.53\pi\sim 0.57\pi$ 或 $0.57\pi\sim 0.6\pi$ 。相比之下,当加热功率为 16.9W 时,它们分布在 $0.1\pi\sim 0.3\pi$, 最多 43.3% 分布在 $0.2\pi\sim 0.23\pi$ 。随着加热功率从 27.2W 减小到 16.9W,正态分布曲线向左偏移,逐渐变高变窄,表明相位差随加热功率的降低而减小,此时火焰温度对空气温度振荡的响应加快,而 $2\pi\Delta$ 在采样周期内分布更集中。

对于火焰温度,统计其平均值、振幅百分比、振荡频率以及 T_f 与 T_a 之间的相位差 $\Delta\phi_{T_f-T_a}$,如图 11(c)

所示。显然,功率的提高会提升火焰温度和空气温度的平均值但会减少火焰温度的振幅百分比。火焰温度的振荡频率与功率无关,二者间相位差随功率降低而减小,说明火焰温度对空气温度振荡的响应在低功率下会加快。

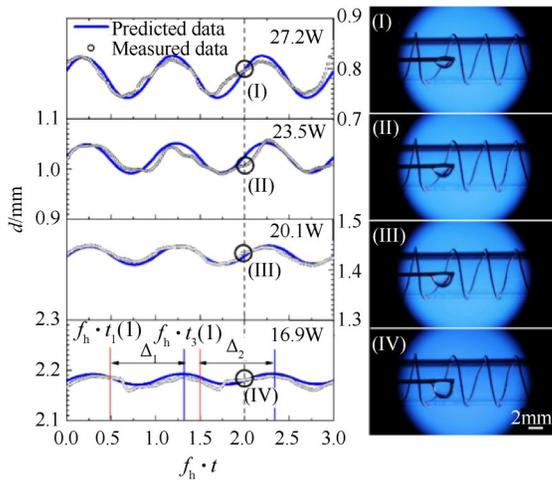
4.3.2 液滴直径

为研究加热功率对液滴直径的影响规律,根据图 11(a)中的来流空气温度计算了四组加热功率下液滴直径随时间的曲线,并与实验值相对比,如图 12(a)所示。加热功率的升高会明显减少液滴平均直径。以 16.9W 工况为例, T_a 波峰和 d 波峰分别对应时间 $f_h t_1(i)$ 和 $f_h t_3(i)$,以相位差 $\Delta\phi_{T_a-d}$ 表征二者间相位差。对于实测的液滴直径,统计其波峰与空气温度波峰在 30 个周期的 $2\pi\Delta$ 值,如图 12(b)所示。

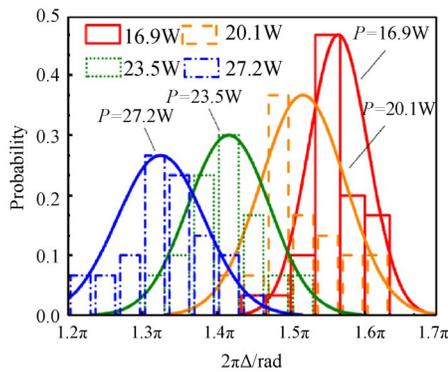
当加热功率为 16.9W 时,曲线位于最右侧,分布区间为 $1.43\pi\sim 1.63\pi$,最多有 47% 分布在单个区间内。随着功率的升高,曲线左移,逐渐扁平化。当功率为 27.2W 时,分布区间为 $1.2\pi\sim 1.47\pi$,最多仅 27% 分布在单个区间内。表明随着加热功率的升高,液滴直径和空气温度间的相位差越来越小,液滴直径对空气温度振荡的响应加快,且 $2\pi\Delta$ 在 30 个周期内的分布范围变广。此外,统计了液滴直径的振荡特征和相位差,如图 12(c)所示。为便于理解,在图 12(c)上方另添加一 X 轴,代表 T_a 的平均值,与加热功率 P 所对应。此外,考虑到当加热功率过低时,液滴不能再稳定悬挂,因此有必要计算加热功率与临界直径 d_c 间的关系。具体方法是通过式(33),根据加热功率确定空气温度,并计算出相应参考温度,最后由式(32)计算临界直径。由图 12(c)可知,相位差 $\Delta\phi_{T_a-d}$ 随着加热功率的减少而增加,说明加热功率越低,液滴直径对空气温度振荡的响应则越慢。此外,在高加热功率下,临界直径始终高于液滴平均直径,因此液滴在高加热功率下均可稳定悬挂。随着功率的降低,临界直径小幅提高,液滴平均直径迅速增大,当加热功率降低到 16.0W 时,二者在 2.6mm 处交汇,当功率进一步降低时,液滴直径将超过临界直径并将坠落。

4.3.3 燃料输出-输入比

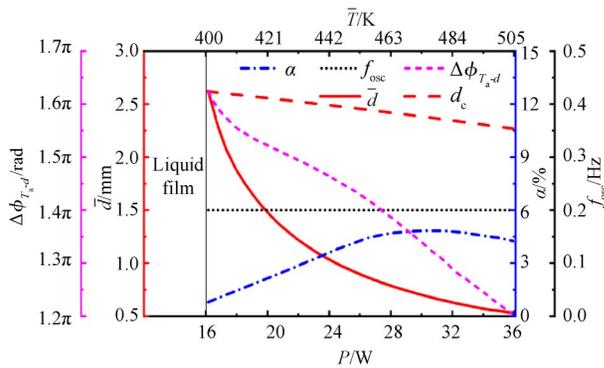
最后讨论加热功率对燃料输出-输入比的影响。图 13(a)中展示了四组加热功率下燃料的输出-输入比随时间的变化曲线。可以发现,各加热功率下, λ 均围绕着 1 展开振荡;此外,当加热功率为 16.9W 时,空气温度的波峰已经下一周期燃料输出-输入比的



(a) Predicted and measured droplet diameter with time at different heating powers



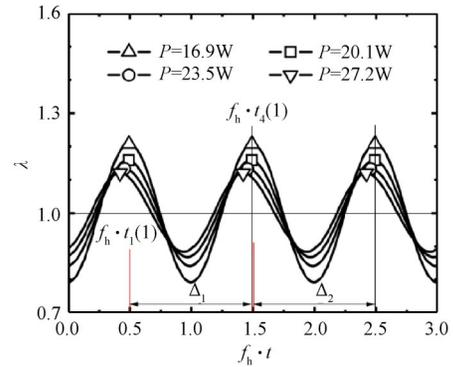
(b) Distribution of $2\pi\Delta$ at different heating powers



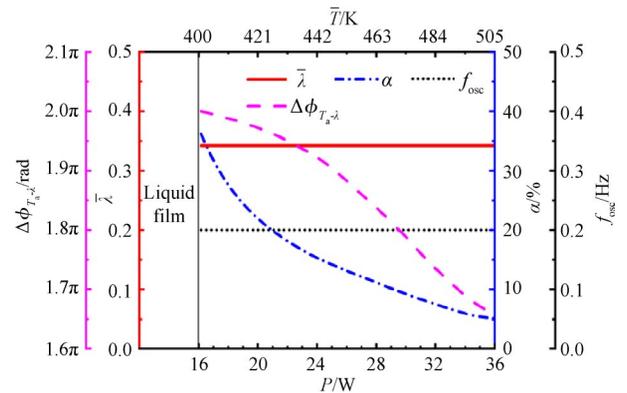
(c) Oscillation characteristics of the droplet diameter at different heating powers

Fig. 12 Effects of the heating power on the droplet diameter

波峰重合,而在较高的加热功率时,如 27.2W 时则并未完全重合。最后,在 16.0~35.5W 的加热功率范围内,计算了 λ 的平均值,振幅百分比,振荡频率以及相位差,结果如图 13(b)所示。显然,加热功率的增加不会影响 λ 的振荡频率与平均值,但会将振幅百分比从 36% 减至 5.2%,相位差从 2π 下降到 1.66π 。而在悬挂液滴与液滴坠落的临界工况时,相位差为 2π 。



(a) Fuel output-input ratio with time at different heating powers



(b) Oscillation characteristics of the fuel output-input ratio

Fig. 13 Effects of the heating power on the fuel output-input ratio

5 结论

本文在微燃烧器中连续供给液体正庚烷燃料形成细小悬挂液滴,并使用脉冲电源周期性加热微燃烧室,对悬挂液滴在该热激励下的非稳态蒸发特性进行了研究。可得到以下结论:

(1) 脉冲热激励首先引发来流空气温度的振荡,并导致了火焰温度、液滴直径和燃料输出-输入比的振荡,其振荡频率与脉冲加热频率完全相同,但在相位上相对于空气温度均存在滞后现象。

(2) 燃料输出-输入比始终围绕着 1 展开振荡,其平均值恒为 1,液滴蒸发速率与燃料供给速率间的差值是液滴直径产生振荡的根本原因。

(3) 加热频率的升高不会影响空气温度、火焰温度、液滴直径和燃料输出-输入比的平均值,但会缩减其振幅百分比。加热频率的增加能够促进火焰温度对空气温度振荡的响应,但会延迟液滴直径和燃料输出-输入比对空气温度振荡的响应,最多使其相位差收敛至 2π 。

(4) 加热功率的减小会降低燃烧室内的平均温度,同时会促进了火焰温度对空气温度振荡的响应,

但会延迟液滴直径和燃料输出-输入比对空气温度振荡的响应。加热功率显著影响液滴的平均直径以及液滴能够稳定悬挂所对应的临界直径,当加热功率低于16.0W时,液滴直径大于临界直径2.6mm,液滴将坠落形成液膜。

参考文献

- [1] Gradinger T B, Boulouchos K. A Zero-Dimensional Model for Spray Droplet Vaporization at High Pressures and Temperatures[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1998, 41(19): 2947-2959.
- [2] Sazhin S S, Abdelghaffar W A, Krutitskii P A, et al. New Approaches to Numerical Modelling of Droplet Transient Heating and Evaporation[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2005, 48(19/20): 4215-4228.
- [3] Bellan J, Cuffel R. A Theory of Nondilute Spray Evaporation Based upon Multiple Drop Interactions[J]. *Combustion and Flame*, 1983, 51(1): 55-67.
- [4] Chigier N A. The Atomization and Burning of Liquid Fuel Sprays [J]. *Progress in Energy and Combustion-Science*, 1976, 2(2): 97-114.
- [5] Burger M, Schmehl R, Prommersberger K, et al. Droplet Evaporation Modeling by the Distillation Curve Model: Accounting for Kerosene Fuel and Elevated Pressures [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, 46(23): 4403-4412.
- [6] Dombrovsky L A, Sazhin S S. A Simplified Non-Isothermal Model for Droplet Heating and Evaporation[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2003, 30(6): 787-796.
- [7] Consolini L, Aggarwal S K, Murad S. A Molecular Dynamics Simulation of Droplet Evaporation [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, 46(17): 3179-3188.
- [8] Petersson M, Nilsson J, Wallman L, et al. Sample Enrichment in a Single Levitated Droplet for Capillary Electrophoresis [J]. *Journal of Chromatography, B: Biomedical Sciences and Applications*, 1998, 714(1): 39-46.
- [9] Nomura H, Ujiie Y, Rath H J, et al. Experimental Study on High-Pressure Droplet Evaporation Using Microgravity Conditions [J]. *Symposium on Combustion*, 1996, 26(1): 1267-1273.
- [10] Welter E, Neidhart B. Acoustically Levitated Droplets-A New Tool for Micro and Trace Analysis[J]. *Fresenius Journal of Analytical Chemistry*, 1997, 357(3): 345-350.
- [11] Zhang X, Shen C, Cheng P, et al. Response of Subcritical Evaporation of Ethanol/Water Bi-Component Droplet to Pressure Oscillation [J]. *Acta Astronautica*, 2016, 128: 229-236.
- [12] Lei Y, Shen C, Zhang X. Dynamic Response of Vaporizing Droplet to Pressure Oscillation [J]. *Heat and Mass Transfer*, 2016, 53(2): 1-13.
- [13] Ju D H, Sun X C, Jia X X, et al. Experimental Investigation of the Atomization Behavior of Ethanol and Kerosene in Acoustic Fields [J]. *Fuel*, 2017, 202: 613-619.
- [14] Rahimzadeh A, Eslamian M. Experimental Study on the Evaporation of Sessile Droplets Excited by Vertical and Horizontal Ultrasonic Vibration [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2017, 114: 786-795.
- [15] Chakraborty M, Anand R, Rao P S, et al. Oscillating Nanofluid Droplet for Micro-Cooling[J]. *Sensors and Actuators B Chemical*, 2017, 239: 562-570.
- [16] Chakraborty M, Ghosh A, Das Gupta S. Enhanced Microcooling by Electrically Induced Droplet Oscillation [J]. *RSC Advances*, 2014, 4(3): 1074-1082.
- [17] Nguyen T, Yu J, Plawsky J L, et al. Spontaneously Oscillating Menisci: Maximizing Evaporative Heat Transfer by Inducing Condensation [J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2018, 128: 137-148.
- [18] Tuyen T B, Subhasish M, Mayur J, et al. Evaporation of a Suspended Binary Mixture Droplet in a Heated Flowing Gas Stream [J]. *Experimental Thermal and Fluid Science: International Journal of Experimental Heat Transfer, Thermodynamics, and Fluid Mechanics*, 2018, 91: 329-344.
- [19] Feng M, Wang N, Li J. Study on Unsteady Evaporation of *n*-Heptane Droplet in a Heated Tube[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, 122(7): 539-556.
- [20] 孙慧娟, 张海滨, 白博峰. 高温燃气中单个液滴的蒸发特性[J]. *西安交通大学学报*, 2008(7): 833-837.
- [21] Spalding D B. The Combustion of Liquid Fuels[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 1953, 4(1): 847-864.
- [22] Lefebvre A H. Atomization and Sprays[M]. *New York: Hemisphere Publishing Corporation*, 1988.

- [23] Kobe K A. The Properties of Gases and Liquids [M]. Maryland: American Institute of Physics, 1959.
- [24] Bergman T L, Lavine A S, Incropera F P. Fundamentals of Heat and Mass Transfer[J]. *Staff General Research Papers*, 1996, 27(1-2): 139-162.
- [25] Ludwig E E. Applied Process Design for Chemical and Petrochemical Plants[M]. Houston: Gulf Publishing Corporation, Book Division, 1977.
- [26] Sazhin S S, Abdelghaffar W A, Sazhina E M, et al. Models for Droplet Transient Heating: Effects on Droplet Evaporation, Ignition, and Break-Up [J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2005, 44(7): 610-622.
- [27] 姚 荣, 李军伟, 邱佐祯, 等. 正庚烷液滴在微细直管中的燃烧特性实验[J]. *航空动力学报*, 2015, 30(9): 2129-2139.
- [28] Cosgrove T. Surfaces, Interfaces and Colloids: Principles and Applications [M]. New York: VCH Publishers, 1991.
- [29] Li J, Huang J, Yan M, et al. Experimental Study of *n*-Heptane/Air Combustion in Meso-Scale Burners with Porous Media [J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2014, 52(1): 47-58.

(编辑:朱立影)