

挂滴燃烧中的微汽泡行为和液滴跳动

陆奇志^{1,2}, 龚景松¹, 朴英¹, 殷雅俊¹, 李辉¹, 范红雨¹
(1. 清华大学 航天航空学院, 北京 100084;
2. 新疆交通职业技术学院, 乌鲁木齐 831401)

摘 要: 利用高速显微摄像技术, 观察研究了 RP-3 微尺度挂滴燃烧过程中, 微汽泡的核化、生长、聚并和溢出的行为过程及液滴跳动现象. 结果表明: ①液滴中微汽泡产生位置的机理; ②在蒸发初期时由微汽泡引起液滴的体积膨胀的机理; ③在燃烧中由汽泡行为导致的液滴跳动的机理; ④液滴燃烧的稳定(不爆裂)现象. 分析了表面张力在挂滴燃烧过程中的作用, 确定了挂滴稳定燃烧的临界特征半径在 2.5~5.0 μm .
关 键 词: 挂滴燃烧; RP-3; 汽泡行为; 液滴跳动; 表面张力
中图分类号: V21; TQ038.3 **文献标志码:** A

Micro bubble behavior inside pendant droplet and droplet oscillations in combustion

LU Qi-zhi^{1,2}, GONG Jing-song¹, PIAO Ying¹,
YIN Ya-jun¹, LI Hui¹, FAN Hong-yu¹

(1. School of Aerospace, Tsinghua University, Beijing 100084, China;
2. Xinjiang Vocational and Technical College of Communications, Urumqi 831401, China)

Abstract: High-speed microscopic camera technology was applied to observe and re-search RP-3 micro-scale pendant droplet combustion process, the micro bubble nucleation, growth and coalescence and overflow behavior process and droplet oscillations phenomenon. The results show that: ① The volume expansion of the droplet caused by micro bubble growth in incipient evaporation. ② The nucleates and grows and merging and overflows for the micro bubble inside the droplet in combustion. ③ The droplet oscillates caused by the bubble behavior in combustion. ④ The droplets stability combust (not burst) phenomenon. The role of surface tension is analyzed in droplets combustion. It is established that the critical condition of stable combustion for pendant droplet, the critical condition radius within 2.5~5.0 μm .
Key words: pendant droplet combustion; RP-3; bubble behavior; droplet oscillations; surface tension

在高温环境中液滴蒸发燃烧是决定燃烧速率的重要因素, 单液滴燃烧特性一直为众多学者所关注. Law 等^[1]通过十六烷挂滴实验修正了燃烧率. Birouk 等^[2]研究了各向同性条件下, 湍流强

收稿日期: 2014-12-23
基金项目: 国家自然科学基金(51036004, 11272175)
作者简介: 陆奇志(1970—), 男, 安徽蒙城人, 博士生, 主要从事航空宇航科学与技术, 主要从事燃烧及燃烧设备的研究.
E-mail: lqz1qz1qz@126.com
通讯作者: 朴英(1959—), 女, 吉林长春人, 教授、博士生导师, 博士, 主要研究方向为航空宇航推进技术与理论.
E-mail: piaoying@tsinghua.edu.cn

度对液滴蒸发和燃烧的影响,Consolini 等^[3]进行了液滴蒸发的分子动力学的模拟,Suresh^[4]从实验和理论上分析了单液滴点火特性,Turns^[5]对液滴蒸发常数和燃烧常数进行了理论分析,Segawa 等^[6]通过实验比较了纯燃料和二元混合燃料单液滴在均匀混合的丙烷/空气,常压条件下的点火过程,Li 等^[7]从实验上分析了生物质燃料单液滴燃烧及碳烟特性,XU 等^[8]分析了碳水胶状悬浮液液滴在强辐射条件下燃烧炸裂的机理,Avedisian 等^[9]研究壬烷/己醇混合物液滴,在没有自然或强制对流条件下微重力燃烧分析了液滴的演变、烟尘壳和火焰燃烧变化情况,Kitano 等^[10]用正癸烷,正十二烷,三甲基苯组成的燃料作为 Jet-A 的替代燃料,研究了液滴的蒸发和燃烧特性。

鉴于液滴蒸发燃烧的复杂性,对于燃料液滴的蒸发燃烧特性的实验及理论研究,至今仍是许多学者研究的方向.而对于液滴在蒸发燃烧过程中形貌的变化及动力学分析研究的相对较少,本文利用高速显微摄像技术,基于对微尺度挂滴燃烧过程的微观观测,并对此进行分析研究。

1 实验燃料、装置及实验过程

1.1 实验燃料

RP-3 组分含量如表 1 所示。

表 1 燃料液滴组分

Table 1 Components of the fuel droplet

烷烃 质量 分数/%	环烷烃 质量 分数/%	烯烃 质量 分数/%	芳烃 质量 分数/%	含氧碳氢 化合物 质量分数/%
53.0	37.7	2.1	4.4	2.8

注：有少量惰性物质不影响燃烧特性。

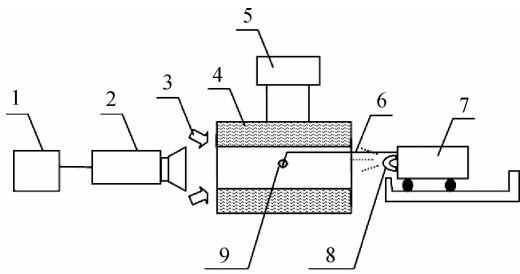
1.2 实验装置

实验系统见图 1。实验条件为 0.1 MPa, 1073 K。挂滴实验仪器:直径 0.1 mm 的石英丝,微量取样器,温度测控仪,高速显微摄影机,Photron Mini-UX100 SA-2 2048×2048@1080fps 拍摄速度为 1000 帧/s,在存储照片时同时存储视频文件。2 L/min 空气, $Re=55$,用于助燃及吹扫燃烧后炉内残余气体。

1.3 实验测量

1.3.1 图像预处理。

实验拍摄后的实际椭球体液滴成像图像为椭



1 像记录仪; 2 显微摄像仪; 3 空气; 4 电炉;
5 温控器; 6 石英丝; 7 滑轨; 8 灯光; 9 挂滴

图 1 实验系统示意图

Fig. 1 Schematic of the experimental system

圆形,需将椭圆转为当量球体才能进行蒸发率和燃烧率的计算,因此需测量出液滴椭圆的长、短轴。由于挂丝附着力及表面张力等的作用,椭球体的横切面方向两个短轴等长,而实验照片为平面照片,即取照片中椭圆的短轴为椭球体短轴,长轴为椭球体长轴。而气泡除聚并及溢出外均视为球体。

计算液滴当量直径

$$4/3\pi^2b = 4/3\pi(D/2)^3, D = 2(a^2b)^{1/3}$$

式中 D 为液滴球当量直径; a 为椭球体短半轴; b 为椭球体长半轴; $\pi=3.1415926$ 。

确定液滴及气泡边界。通过 Photoshop 对图像进行预处理,寻找并确定液滴边界。边界曲线调整为二次立方样条插值。先对椭圆图像进行初步选择,进行变换选区定位,设置三次立方样条插值再对椭圆进行细微变形选定调整,图形边界界定以选择框与液滴球边缘图像重合为准,填充所选区,存储为 JPEG 格式以备程序测量识别。气泡处理与此类似。

1.3.2 形貌识别测量

测量液滴及气泡直径。运用 Matlab 编程测量液滴椭球体长轴和短轴长。编程识别提取长、短轴在任意位置的椭圆,并测量计算椭圆长、短轴,以挂丝图像直径与实际直径 0.1 mm 为对比放大倍数,测量计算得出椭圆长轴和短轴长度。

通过对图像的精度要求,确定网格划分的细密尺度,对单元格进行计数,计算确定椭圆长短轴位置及长度。

根据液滴蒸发率常数定律,进行线性拟合。当拍摄成像设定速度时,以液滴测量计算的当量直径平方变化率为纵坐标,以拍摄时间间隔为横坐标,测量液滴及气泡直径的时间步长取 0.005 s,通过最小二乘法进行线性拟合,并求出 $D^2 \sim t$ 曲线。

2 实验结果及分析

2.1 实验现象描述

从实验视频看液滴蒸发时,微汽泡在液滴内表面上萌生,沿液滴内表面运动,继而离开液滴内表面进入内部,作环流运动并逐渐长大,液滴的体积开始膨胀,若干微汽泡聚合形成较大汽泡,随着蒸发过程的进行,液滴直径不断减小,长大的汽泡溢出液滴表面,燃烧完毕.液滴内表面的汽泡萌生、生长、汇聚、融合、长大并溢出的现象,与 Law 等所述汽泡产生于液滴内部中心区有所不同^[11].此外本文还观测到液滴的跳动和液滴的直径的涨落现象.

图 2 显示了近似球形的液滴燃烧过程.

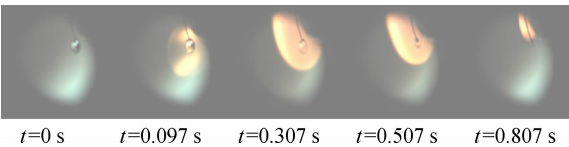


图 2 液滴燃烧过程
Fig. 2 Droplet combustion process

2.2 微汽泡核化萌生

注意到所有微汽泡都是从液滴“表面/界面”上萌生.所谓“表面”是指液滴内表面;所谓“界面”是液滴在液滴石英丝上的黏附界面.

经过精细的实验观察测量发现:在液滴蒸发着火阶段,液滴表面上产生了微小凹坑,微气泡从凹坑的底部萌生.图 3 中 A 所指示的凹坑的直径约为 0.0667 mm, B 所指示凹坑底部微汽泡直径约为 0.0045 mm.另外,在挂丝和液滴的黏附界面部位也有少量的微汽泡析出, B 所指示微汽泡直径约为 0.0089 mm.

图 4 是汽泡萌生并生长的过程.微汽泡萌生于凹坑底部动力学分析如下:凹坑底部表面张力

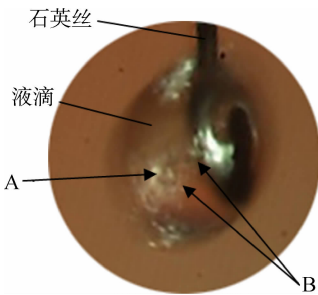


图 3 $t=0.208\text{ s}$ 时的图像
Fig. 3 $t=0.208\text{ s}$, image

引起的附加压力和底部的低压力区(图 5),诱导了汽泡的析出.图 5 显示了凹坑底部表面张力引起的附加压力和底部的低压力区诱导了汽泡的析出.

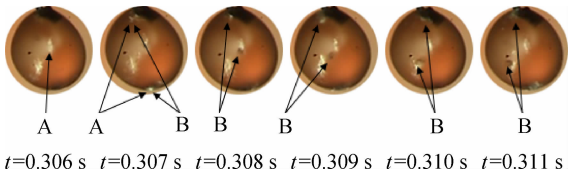


图 4 汽泡萌生并生长
Fig. 4 Bubble conceive and growth

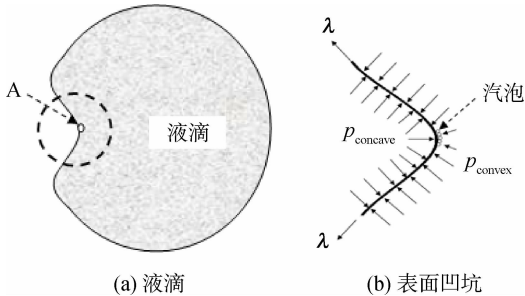


图 5 汽泡萌生于液滴内表面凹坑位置
Fig. 5 Bubbles conceive from inner surface

由 Yang-Laplace 方程可知^[12]

$$\Delta p = p_{\text{concave}} - p_{\text{convex}} = 2\lambda |H| \quad (1)$$

其中 Δp 为由表面张力引起的附加压力, p_{concave} 为曲面凹侧的压力, p_{convex} 为曲面凸侧的压力, λ 为表面张力, H 为平均曲率. 则^[13]

$$H = (c_1 + c_2)/2 \quad (2)$$

式中 c_1 和 c_2 是曲面的主曲率. 由于凹坑表面是一个高度弯曲的曲面, 其底部的平均曲率达到最大值 $|H|_{\text{max}}$. 此时由式(1)知

$$\Delta p = p_{\text{concave}} - p_{\text{convex}}$$

由于凹侧 p_{concave} 是环境压力, 故凸侧压力 p_{convex} 达到最小值. 凹坑底部内表面低压区, 压力越低液滴越易汽化. 因此微汽泡优先在低压区萌生.

同理微汽泡也萌生于石英丝黏附界面. 液滴挂在石英丝上形成内凹的黏附面见图 6.

黏附面是“液/固”交界面, 界面上的界面张力 σ 与表面张力 λ 类似, 也会在黏附面内外诱发压力差, 且与式(1)类似, 如图 7 所示.

$$\Delta p = p_{\text{concave}} - p_{\text{convex}} = 2\sigma |H| \quad (3)$$

2.3 微汽泡的环流运动、聚并与长大

如图 8 所示, 观察到从凹坑底部生成的微汽

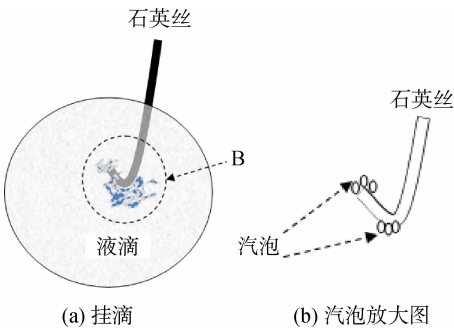


图 6 液/固界面处产生气泡

Fig. 6 Bubbles from the interface of liquid/solid

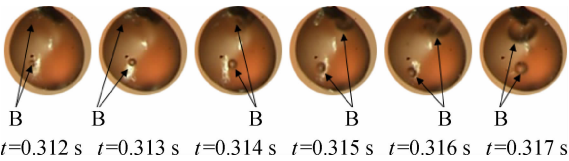


图 7 气泡环流运动并长大

Fig. 7 Bubble circulation move and grow up

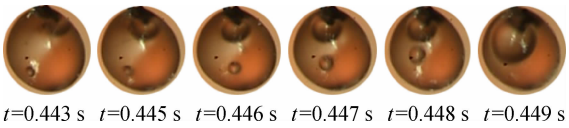


图 8 气泡聚并且长大

Fig. 8 Bubbles coalesces and growth

泡,并没有立即泄漏或炸裂,也没有直接进入液滴内部,而是沿着液滴的内壁做不规则运动,气泡运动得较快,同时逐渐长大,但长大的速度比较缓慢.之后气泡才逐渐进入液滴内部,一方面,做不规则运动,且气泡运动得较慢,另一方面,以稍大的速度继续长大.

气泡沿液滴内壁的不规则运动,源自液滴的表面环流运动;气泡在液滴内部的不规则运动,则源液滴自内部的环流运动.

观测到往往有多个气泡同时出现在液滴内部.在液滴内部的环流运动中,体积小的气泡与体积稍大的气泡相遇时,汇聚并融合成较大气泡,较大气泡在内部环流的作用下,不断与新的小气泡相遇、汇聚和融合,体积不断地长大.

图 9 是液滴直径为 $1.2\mu\text{L}$ 时,内壁处生成的尺寸较大的自由气泡和挂丝上气泡直径随时间的变化.小气泡生长成较大的气泡,能量会降低,系统的稳定性会增加,因此液滴内气泡融合长大的过程,是一个自发的过程.除了内部气泡还注意到石英丝与液滴黏附面上的气泡.与液滴内部的自由气泡不同,黏附面上的气泡受到吸附作用,不能

参与环流运动.吸附气泡虽然静止不动,但仍在不断长大,这是其不断“吞噬”小气泡而发展壮大的结果.

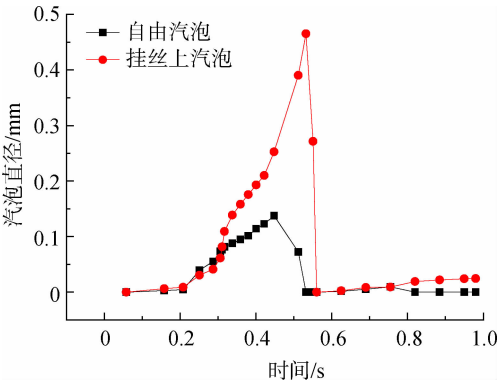


图 9 主要气泡直径-时间图

Fig. 9 Major bubble diameter-time

2.4 气泡的溢出

如图 10 所示,微气泡虽然不断长大,但并没有突然炸裂,而是随着液滴燃尽,徐徐溢出.如果气泡不是溢出而是炸裂,必然会有细微的液滴颗粒抛射出来,且在抛射过程中边蒸发边燃烧,形成一簇火焰.但在实验中,并没有出现这种现象,而是在气泡消失的瞬间,火焰面缓慢扩张并改变形状.这表明气泡的确是溢出来的,气泡内的饱和蒸汽,是以气体形式溢出并向远方扩散,才使得火焰面形状大面积缓慢射向远方.

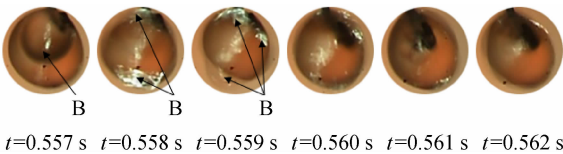


图 10 气泡的溢出

Fig. 10 Bubbles overflow

当液滴在 $5.0\mu\text{L}$ 以上时,在燃烧时气泡普遍出现爆裂现象.因此推测从宏观尺度到微尺度,一定存在一个临界特征半径 R_{cr} .若液滴初始半径(R)满足条件 $R < R_{cr}$,液滴能够稳定地燃烧;若液滴初始半径满足条件 $R > R_{cr}$,液滴燃烧时发生爆裂.

在本实验条件下,经过大小不同的液滴实验.上述推测初步得到实验证实.当液滴容积在 $5.0\mu\text{L}$ 以上时,都会出现爆裂现象;而液滴容积在 $2.5\mu\text{L}$ 以下时,不论何种燃料液滴均不出现爆裂现象.而燃料液滴在 R_{cr} 在 $2.5\sim 5.0\mu\text{L}$ 之间时,

取决于燃料样品的成分. 只要液滴尺度足够小, 液滴燃烧就不会炸裂, 液滴都会稳定地燃烧完全.

2.5 微气泡稳定燃烧的机理

如图 11 所示, 假设液滴为球形半径为 R , 且液滴内只有一个球形气泡半径为 r . 液滴表面外的蒸汽压力为 p_{air} , 气泡内的气压为 p_{vapor} . 液滴内的压力为 p_{oil} ^[14-16].

$$p_{\text{oil}} - p_{\text{air}} = 2\lambda/R \tag{4}$$

$$p_{\text{vapor}} - p_{\text{oil}} = 2\lambda/r \tag{5}$$

式(4)与式(5)相加, 得到

$$p_{\text{vapor}} - p_{\text{air}} = 2\lambda(1/r + 1/R) \tag{6}$$

式(6)给出

$$p_{\text{vapor}} = p_{\text{air}} + 2\lambda(1/r + 1/R) \tag{7}$$

式(7)中 p_{air} 和 λ 均为定值, 且有 $r < R$. 液滴半径 R 越大, 则随着气泡半径 r 的增加, 气泡能够承担的内压 p_{vapor} 就越小, 气泡和液滴就越易爆裂. 反之液滴半径 R 越小, 气泡能够承担的内压 p_{vapor} 就越大, 气泡和液滴就越不会爆裂, 越容易稳定地燃烧完全.

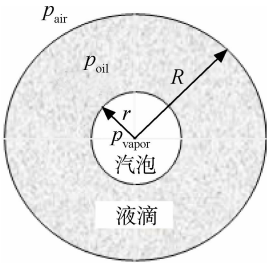


图 11 液滴中气泡

Fig. 11 Bubble inside the droplet

2.6 液滴的跳动与燃烧曲线

液滴在燃烧过程中, 液滴的跳动是在各种驱动力作用下的结果, 液滴中心在不同时刻的位置是随机. 液滴直径为 $1.2\mu\text{L}$ 时液滴中心轨迹随时间如图 12 所示.

液滴燃烧的稳定性是相对的, 是一种整体意义上的稳定性^[17]. 而液滴在局部意义上的不稳定性随时都在发生, 具体表现为液滴的跳动及其直径(D)的涨落. 由 D^2 定律知^[18-19]

$$K = -d(D^2)/d \tag{8}$$

图 13(图中 D_0 为液滴的初始直径)油样的 $D^2 \sim t$ 曲线知, 在实验初始时, 液滴直径均呈短暂的上升趋势, 随后曲线出现一个平台, 大约 0.25 s 之后, 直径突然出现跃升, 然后开始减小. 观察表明从平台到跃升的转折点, 大体对应着明焰出现

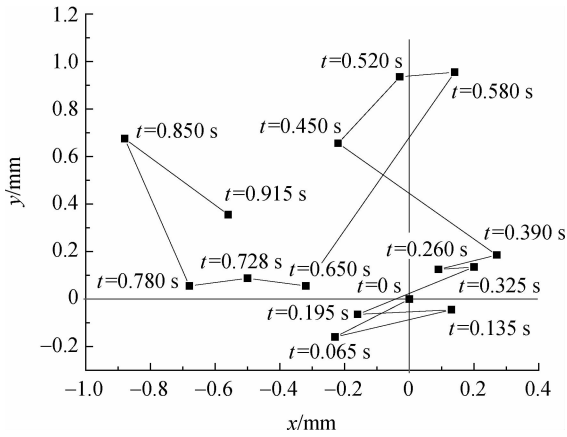


图 12 液滴中心的随机轨迹

Fig. 12 Droplet centroid random trajectory

的时刻.

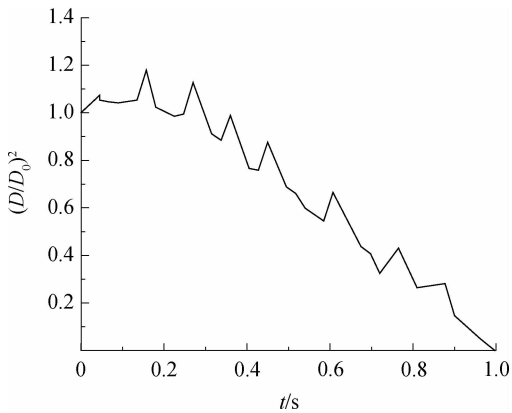


图 13 液滴的 $D^2 \sim t$ 曲线

Fig. 13 $D^2 \sim t$ curve for droplet

在整体呈减小趋势下, 液滴直径一直在涨落. 明焰出现之后的 0.4 s, 涨落比较剧烈, 随后逐步趋缓, 直至燃烧完全. 图中的涨落幅度大约为 $0.1 \sim 0.3\text{mm}^2$.

对上述涨落现象背后的机理分析如下.

明焰产生前, 挂滴的直径变化取决于 3 个因素: ①表面蒸发促使直径减小; ②热膨胀促使直径增加; ③内部微气泡萌生促使直径增加. 其中因素①、因素②的影响明显, 对因素③的影响阐述如下.

体积为 v_0 的油, 汽化后生成体积为 V_0 的气泡. 一般 $\Delta v = V_0 - v_0$. 因此内部汽化生成的气泡, 导致挂滴表观体积增加.

当因素②、因素③的影响大于因素①的影响, 挂滴直径呈膨胀趋势. 当因素②、因素③的影响与因素①的影响达到平衡时, 本文看到曲线上的平台. 之后, 因素①在整体上占据了主导, 于是, 本文看到了直径整体下降的趋势.

然而在整体下降趋势上叠加的涨落效应不可忽视. 因此液滴跳动及液滴直径的涨落效应可归结为如下 3 种驱动力.

驱动力之一是表面蒸发燃烧引起的非平衡反冲力. 注意到液滴并非球形, 而是“梨形”或椭球形. 液滴形状的非对称性, 导致了燃烧火焰的非对称性, 进而引起表面反冲力分布的非对称性. 于是非对称的反冲力形成了非零的合力. 由于液滴质量很小, 故微的合力就足以引起形状振荡, 导致直径的涨落效应.

驱动力之二是内部汽泡的环流运动. 从视频看汽泡团在液滴内的环流运动相当剧烈. 汽泡团的快速运动, 必然导致液滴内质量分布的快速变化. 质量分布的变化驱动了液滴的形状振荡, 导致直径的涨落效应.

驱动力之三是汽泡团的融合冲击力. 从视频看, 汽泡团在环流运动的同时, 不仅体积在继续长大, 而且大汽泡会“吞噬”小汽泡, 即上述的汽泡融合现象. 由式(7)可知, 小汽泡的气体压力大于大汽泡的气体压力, 因此汽泡的融合, 与汽泡的爆裂类似, 在融合的瞬间, 必然伴随着压力的突变和气体运动的突变. 这样的突变, 同时伴随着气体体积的突然膨胀和突然收缩, 导致液滴直径的涨落效应.

3 结 论

实验忽略了石英丝对液滴体积及热传导的影响. 微观观测了 RP-3 液滴蒸发和燃烧过程, 对液滴吸热升温过程中出现的现象进行了分析, 主要结论如下:

- 1) 液滴表面和内部存在温度不均现象, 表面出现凹坑及微汽泡, 其形状不对称质量分布不均匀导致液滴蒸发过程中出现不规则跳动, 明焰出现后, 跳动加剧.
- 2) 液滴内表面和液滴挂丝液/固交界面处先出现微汽泡, 沿着液滴内表面作短暂的环流运动后, 进入到液滴内部, 进而微汽泡聚合, 形成较大汽泡后运动到液滴内表面并溢出, 引起液滴直径增加.
- 3) 经实验分析提出液滴爆裂燃烧临界条件. 当液滴直径大于一定值时, 燃烧会出现爆裂现象.

参考文献:

[1] Law C K, Williams F A. Kinetics and convection in the combustion of alkane droplets[J]. Combustion and Flame, 1972,19(1):393-405.
[2] Birouk M, Chauveau C, Gokalp I. Turbulence effects on the combustion of single hydro-carbon droplets[J]. Proceed-

ings of the Combustion Institute,2000,28(1):1015-1021.
[3] 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.
[4] Aggarwal S K. Single droplet ignition; theoretical analyses and experimental findings[J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2014,45:79-107.
[5] Turns S R. An introduction to combustion[M]. New York: McGraw-Hill, 2000.
[6] Segawa D, Kadota T, Kohama R. Ignition of binary mixture droplets by a propagating laminar flame[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2000,28(1):961-968.
[7] Li T X, Zhu D L, Akafuah N K. Synthesis, droplet combustion, and sooting characteristics of biodiesel produced from waste vegetable oils[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2011,33(2):2039-2046.
[8] XU Jian, QIAO Li, GAO Jian. Droplet breakup of micro- and nano-dispersed carbon-in-water colloidal suspensions under intense radiation[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014,78:267-276.
[9] Avedisian C T, Callahn B J. Experimental study of nonane/hexanol mixture droplet combustion without natural or forced convection[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2000,28(1):991-997.
[10] Kitano T, Nishio J, Kurose R, et al. Evaporation and combustion of multicomponent fuel droplets[J]. Fuel, 2014, 136:219-225.
[11] Law C K, Law H K. A d2-law for multicomponent droplet vaporization and combustion[J]. AIAA Journal, 1982, 20(4):522-527.
[12] Herring C. Surface tension as a motivation for sintering[M]. Kingston W E, ed. The Physics of Powder Metallurgy. New York: McGraw-Hill, 1951.
[13] Yin Y, Chen Y, Ni D. Shape equations and curvature bifurcations induced by inhomogeneous rigidities in cell membranes[J]. Journal of Biomechanics, 2005,38(7):1433-1440.
[14] Law C K. Internal boiling and superheating in vaporizing multicomponent droplets[J]. AIChE, 1978, 24(4):626-632.
[15] Yin Y, Wu J, Yin J. The second gradient operator and integral theorems for tensor fields on curved surfaces[J]. Applied Mathematical Sciences, 2007,1(30):1465-1484.
[16] Yin Y. Integral theorems based on a new gradient operator derived from biomembranes; Part I fundamentals[J]. Tsinghua Science and Technology, 2005,10(3):372-375.
[17] Wang C H, Liu X Q, Law C K. Combustion and microexplosion of freely falling multicomponent droplets[J]. Combustion and Flame, 1984,56(2):175-197.
[18] Miglani A, Basu S, Kmar R. Insight into instabilities in burning droplets[J]. Physics of Fluids, 2014, 26(3):032101.
[19] Miglani A, Basu S, Kmar R. Suppression of instabilities in burning droplets using preferential acoustic perturbations[J]. Combustion and Flame, 2014,161(12):3181-3190.