

超声速条件下亚毫米液滴的变形破碎模态

施红辉¹, 师 顺¹, 刘 晨¹, 刘金宏², 董若凌¹, 俞强强¹

(1. 浙江理工大学 机械与自动控制学院, 杭州 310018;

2. 中国工程物理研究院 流体物理研究所, 四川 绵阳 621900)

摘 要: 以超声速气流中液滴变形破碎行为为研究内容,对水平激波管中承受激波冲击的亚毫米水液滴(0.44~1.09 mm)变形破碎过程进行了观测,实验激波马赫数范围为 1.07~2.11。利用纹影法,结合高分辨率高速相机对不同破碎模态下液滴的变形破碎特征进行了记录,得到了袋状、多模态、剪切和爆炸式等破碎模式下的液滴纹影图像,分析了液滴运动参数的时空关系。得出了液滴变形阶段,液滴无量纲横向变形宽度以及液滴无量纲迎风面位移随无量纲时间的变化发展规律,并且得出在液滴初始直径相同时,不同液滴破碎模式的无量纲最大横向变形宽度的变化,其中袋状、多模态、剪切破碎模式的无量纲横向最大变形宽度均在 1.15~1.61 范围内变化,爆炸式破碎模式的无量纲横向最大变形宽度均在 0.21~0.68 范围内变化。

关 键 词: 激波管; 亚毫米液滴; 高速摄影; 纹影法; 破碎模式

中图分类号: V211.751; O354.5

文献标志码: A

Deformation and fracture patterns of sub-millimeter droplets under supersonic conditions

SHI Honghui¹, SHI Shun¹, LIU Chen¹, LIU Jinhong²,
DONG Ruoling¹, YU Qiangqiang¹

(1. Faculty of Mechanical Engineering and Automation,
Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou 310018, China;

2. Institute of Fluid Physics,

China Academy of Engineering Physics, Mianyang Sichuan 621900, China)

Abstract: Based on the deformation behavior and mechanism of droplet deformation under supersonic conditions, the deformation and fracture process of sub-millimeter water droplets (0.44–1.09 mm) under shock was observed in a horizontal shock tube. The shock Mach number range was 1.07–2.11. Using the schlieren method, in combination with the high-resolution high-speed camera to record the deformation and fracture characteristics of droplets under different crush modes, the droplet streak images of the bag-shaped crushing, multi-modal crushing, shearing and explosive crushing modes were obtained. The droplet pattern image was analyzed on the temporal and spatial relationship of the motion parameters

收稿日期: 2020-03-17

基金项目: 国家自然科学基金(11772309); 浙江省基础公益研究计划项目(LGG19A020002)

作者简介: 施红辉(1962—),男,教授、博士生导师,博士,主要从事超空泡海战武器与气泡动力学、流体界面 RM 不稳定性、脉冲式消防器、水下推进及减阻技术研究。

通信作者: 董若凌(1974—),男,副教授、硕士生导师,博士,主要从事湍流及两相流的传热、传质等方面的研究。

E-mail: dongruoling@126.com

引用格式: 施红辉,师顺,刘晨,等. 超声速条件下亚毫米液滴的变形破碎模态[J]. 航空动力学报,2020,35(10):2017-2027. SHI Honghui, SHI Shun, LIU Chen, et al. Deformation and fracture patterns of sub-millimeter droplets under supersonic conditions[J]. Journal of Aerospace Power, 2020, 35(10): 2017-2027.

of the droplet. The development law of the droplet deformation stage with different diameters, the dimensionless lateral deformation width of the droplet and the dimensionless windward surface displacement of the droplet with the dimensionless time were obtained. And the maximum dimensionless lateral deformation was obtained with different droplet breaking modes when the initial diameter of the droplet was the same. As for the width changes, the dimensionless transverse maximum deformation widths variation range of the bag-shaped, multi-modal and shear crushing modes was 1.15—1.61, and the dimensionless maximum transverse deformation widths variation range of the explosive crushing mode was 0.21—0.68.

Key words: shock tube; sub-millimeter drop; high speed photography; schlieren method; broken mode

液滴突然暴露在超声速气流环境中的变形和破碎是经典的多相流体力学问题,涉及可压缩气体动力学、界面稳定性、界面动力学演化等多个研究领域。此类现象广泛存在于日常生活和工程应用中,如雨滴与高速飞行器相遇后的破碎模式对飞行器表面涂层的侵蚀作用过程^[1];高效发动机燃烧室内激波作用下液滴破碎雾化对燃烧过程乃至发动机性能的影响^[2];消防领域内惰性液体介质在激波作用下对火灾发生的预防和压制,等等。由此可见,超声速条件下液滴的变形破碎问题具有重要的学术价值和工程应用背景。

Hinze^[3]经过系统性的实验确定了韦伯数(Weber number)为液滴破碎的决定性参数,其定义韦伯数 We 为惯性力和表面张力的比值,当液滴周围流动环境的韦伯数大于临界韦伯数时,则表明周围气流提供的气动力足够克服液滴气液界面的表面张力,液滴将发生破碎行为。Lane^[4]对稳态和瞬态气流作用下的液滴变形破碎特征进行了实验研究,认为液滴的破碎是由于其表面在气流剪切作用下形成的边界层所致。Gordon^[5]通过理论分析了气动力、液滴自身表面张力和液滴黏性力等对液滴变形破碎的影响,给出了液滴破碎时间的预测公式。Ranger 和 Nicholls^[6]实验研究了激波管内马赫数为 1.5~3.5 范围内液滴的变形破碎过程,确证了液滴周围气流剪切作用与液滴表面边界层形成因果关系,并据此建立了边界层剥离模型。Reinecke 和 McKay^[7]将液滴破碎实验中的马赫数的范围进一步扩大,通过纹影法得到了水液滴在马赫数为 3~6 条件下的变形破碎图像,分析得到了液滴破碎的无量纲时间随激波马赫数变化的趋势,即:在其他初始条件相同或相近时,液滴破碎的无量纲时间随激波马赫数的增大而减小。Temkin 等^[8]对就激波管中的液滴运动学问题进行了实验研究,通过对液滴位移

数据的拟合计算得到了液滴速度、加速度以及阻力系数等相关运动参数。Theofanous 等^[9-13]开创性地将激光诱导荧光技术(laser induced fluorescence, LIF)运用到高速气流条件下液滴变形破碎的实验观测中,发现了更多的液滴变形破碎细节,避免了传统纹影/阴影法对液滴变形破碎过程观测时液雾的遮蔽影响,他们发现:在高 We 情况下,液滴的破碎以剪切诱导界面的剥离为主,而不是 Rayleigh-Taylor 不稳定性诱导的破碎;液滴的破碎时间受黏性效应影响。Meng 和 Colonius^[14]通过数值研究了液滴在高速气流中的破碎全过程,定性的检验了液滴破碎特征。Meng 和 Colonius^[15]则对高速气流条件下液滴变形破碎的早期阶段进行了数值模拟,获得液滴的扁平化和液滴边缘尖端的产生过程。

耿继辉等^[16]通过实验和数值方法先详细分析了激波与液滴相互作用以及液滴加速、变形和破碎过程,又进一步研究了激波诱导的液滴内流场性质及气液相间相互作用对液滴变形和破碎的影响机制。金仁瀚等^[17-18]利用高速摄影对液滴变形破碎过程进行了大量的实验研究,通过改变液滴初始直径研究不同初始直径对液滴变形破碎过程的影响,结果表明液滴发生破碎行为的临界韦伯数随着液滴初始直径的增加而增大;研究了热气流中单液滴剪切破碎特性,结果表明液滴初始直径减小、气流温度增加,降低了液滴发生剪切破碎所需最小气动力。

从以上学者的研究工作中可以发现,随着实验技术和诊断手段的不断提升,高速气流条件下液滴变形破碎的实验流场诊断方法已从最开始的背景光直接拍摄发展为高速纹影/纹影法和激光诊断法等,但受限于拍摄设备分辨率等问题,对液滴破碎研究初始直径的范围仍以毫米级别(1.5~3 mm)为主,对亚毫米液滴的变形破碎特征研究

未成系统,而在众多工程应用中,亚毫米液滴均存在甚至占大多数,如在航空发动机的燃烧室中,燃油二次雾化后的液滴尺寸均小于一个毫米,为此,开展激波作用下亚毫米液滴变形破碎行为和机理研究极具价值。

1 实验装置及方法

本文实验在横截面为 $100\text{ mm}\times100\text{ mm}$ 的水平激波管中进行,激波管由驱动段、被驱动段、测试段组成,各段之间通过螺丝紧固件进行固定,驱动段和被驱动段总长度为 11 m ,设计大尺度的激波管是因为足够大的横截面可以降低壁面对实验的影响,而较长的驱动端和被驱动端可有效地保证反射激波和稀疏波不对液滴的变形破碎产生干扰。整个实验系统结构如图 1 所示,分为激

波管、高速纹影测试系统、破膜系统、液滴发生器和时序控制系统等,其中 DG535 为延时同步机。高速相机为 Phantom 高速摄像机,拍摄频率为 100 kHz ,即幅间隔为 $10\text{ }\mu\text{s}$,分辨率为 $1280\text{ 像素}\times800\text{ 像素}$ 。各装置间通过电触发线连接,利用时序控制系统对不同系统间的时序进行设置。实验时,根据实验工况需求在驱动端通过高压气瓶充入不同压力的氮气,通过控制充气压力来调节激波马赫数。驱动段和被驱动段通过装有电阻丝的破膜圆盘和塑料薄膜隔离,圆盘与破膜机连接,通过高压电流的热效应瞬间加热电阻丝实现塑料薄膜破裂。破膜后形成的激波沿 X 轴正方向传播,在测试段开有光学玻璃窗口处与液滴发生器产生的亚毫米液滴相遇,发生相互作用。亚毫米的液滴通过如图 2 简单的气动式液滴发生装置产生,

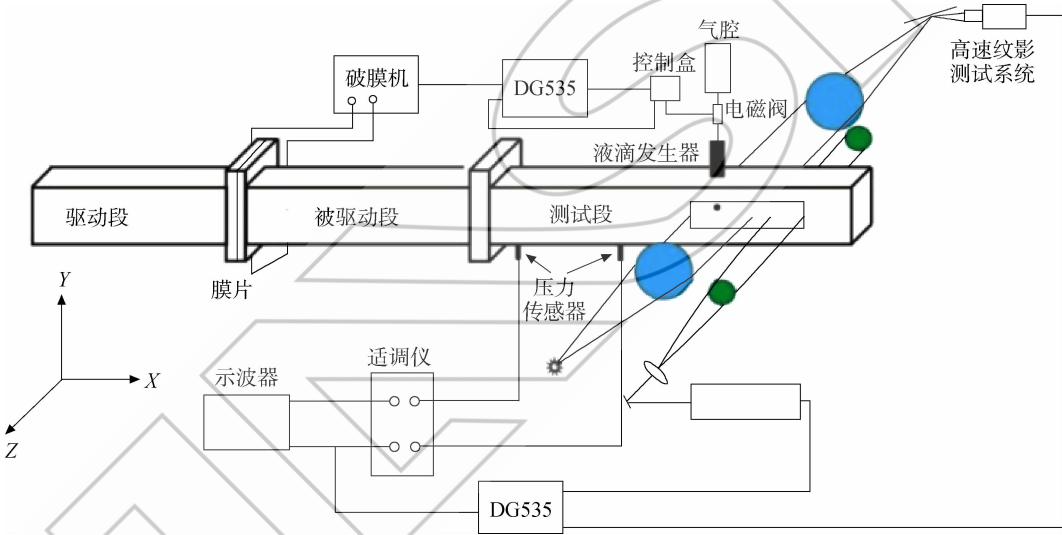


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Schematic diagram of experimental device

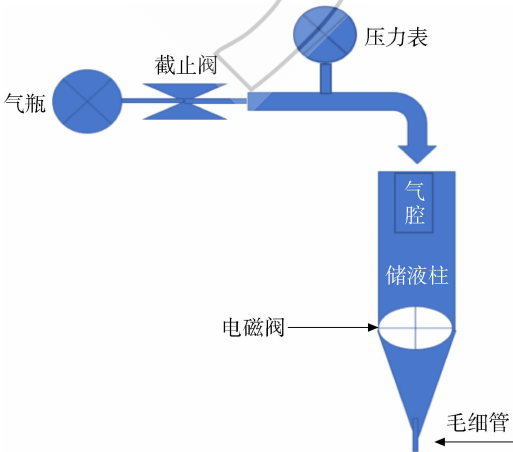


图 2 液滴发生器示意图

Fig. 2 Schematic diagram of droplet generator

主要装置包括储液柱、气腔和电磁阀,储液柱下部开有圆锥形小孔可插入毛细管,毛细管直径有 $100\text{ }\mu\text{ m}$ 和 $150\text{ }\mu\text{ m}$ 。储液柱上部开有气腔,外接气管与气瓶连接,通过截止阀调控压力控制流量动量,从而控制液滴产生的直径和间距,选取稳定的液滴进行实验,本文实验中液滴初始直径在 $0.44\sim1.09\text{ mm}$ 范围内。通过纹影法对激波作用下液滴的变形破碎过程进行观测并利用高速摄影系统记录所得到高分辨率的实验图像。激波速度是通过实验段上的压力传感器测得。

实验工况参数如表 1 所示,液滴直径在 $0.44\sim1.09\text{ mm}$ 之间。表 1 中, $We^{[3]}$ 采用惯性力与表面张力之比

$$We = \frac{\rho_g d_0 u_g^2}{\sigma}$$

(1)

$$Ma = \frac{V}{a}$$

(2)

式中 ρ_g 为波后气体密度, d_0 是初始液滴直径, u_g 是波后气流速度, a 为当地声速, σ 为液体的表面

张力,下同。表 1 中, V 表示来流气流速度, Ma 表示马赫数, We 表示韦伯数。实际值与测量值之间的存在一定的误差,经计算分析,其误差为 1.75%~3.5%,在实验允许的误差范围内。熊红平等^[19]已给出了实验误差约为 3.2%。

表 1 实验参数及工况表

Table 1 Experimental parameters and working condition table

工况	d_0/mm	$V/(\text{m/s})$	Ma	$\rho_g/(\text{kg/m}^3)$	$u_g/(\text{m/s})$	We
B1	0.67	372.80	1.07	1.32	41.52	21
M1	0.72	380.48	1.10	1.37	53.12	38
M2	0.88	380.48	1.10	1.37	53.12	46
M4	0.74	380.48	1.10	1.37	53.12	39
M5	0.81	380.48	1.10	1.37	53.12	43
S1	1.09	406.80	1.17	1.52	91.00	188
S2	0.68	403.51	1.16	1.50	87.63	108
C1	0.84	472.59	1.36	1.91	180.73	720
C2	1.09	440.79	1.27	1.72	139.62	501
C3	0.68	507.68	1.46	2.11	224.24	996
C4	0.70	507.68	1.46	2.11	224.24	1022
C5	0.67	507.68	1.46	2.11	224.24	971
C6	0.88	507.68	1.46	2.11	224.24	1277
C7	0.89	507.68	1.46	2.11	224.24	1303
C8	0.72	464.91	1.34	1.86	171.68	543
C9	0.93	464.91	1.34	1.86	171.68	702
C10	0.70	572.37	1.65	2.49	301.82	2182
C11	0.96	572.37	1.65	2.49	301.82	3000

2 实验结果

以表 1 中工况 B1 为例,对水液滴的袋状变形破碎现象进行描述,整个液滴的变形破碎特征如图 3 所示。气流方向,从右到左,初始时刻 $t=0\ \mu\text{s}$ 为激波刚扫过液滴的时刻,由于液滴变形需响应时间,在图形中并未观测到液滴形貌的变化,液滴仍呈球形; $t=16\ \mu\text{s}$ 时,在激波的作用下,液滴表面波开始生成; $176\sim752\ \mu\text{s}$ 期间,由于迎风面和背风面之间的压差存在,液滴沿气流方向压缩变形,在垂直气流方向上拉伸,最终形成圆盘形状;从 $t=944\ \mu\text{s}$ 时刻开始,液滴中心向气流的下游方向凹陷,袋开始发展; $t=1280\ \mu\text{s}$ 时刻可以看到明显的袋已经生成,此时袋内仍处于高压状态,袋状结构并不稳定,并且在 $t=1504\ \mu\text{s}$ 时刻呈现

出了一个锚状环,在气流作用下最终破碎成许多小水滴。

当 We 进一步增加,液滴变形破碎模态转化为多模态破碎,以工况 M1 为例,如图 4 所示。气流方向,从右到左, $0\sim368\ \mu\text{s}$ 期间依旧为液滴的扁平化过程, $t=768\ \mu\text{s}$ 时刻,液滴主体部分变形演化为中间凸起边缘平坦的帽状结构,明显不同于袋状破碎中液滴中心凹陷的结构; $t=864\ \mu\text{s}$ 时刻,帽状结构两侧不稳定区域(韧带)逐渐演化出花蕊状;当时间达到 $t=864\ \mu\text{s}$ 时刻,花蕊状结构发展出数个袋状结构,这些袋通过液丝连接并不独立存在; $t=1040\ \mu\text{s}$ 时刻,花蕊状结构中的袋开始破裂,而液核部分继续向气流的下游方向运动并不发生破碎现象。

随着 We 的进一步增加,液滴变形转化为剪

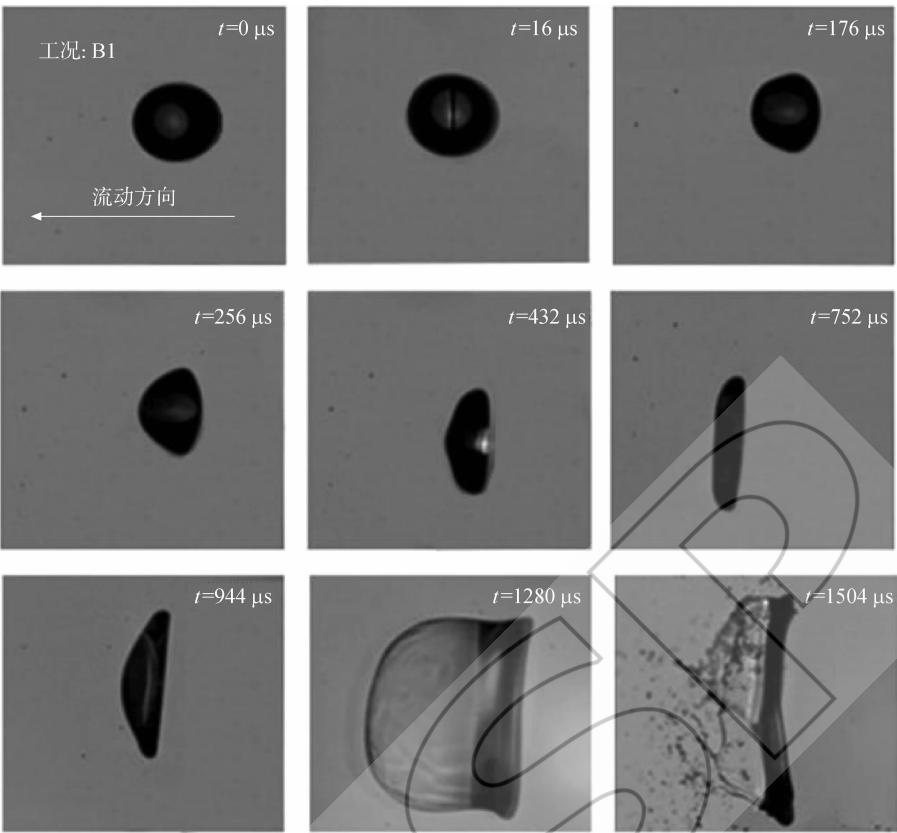


图 3 液滴袋状破碎特征示意图

Fig. 3 Schematic diagram of the characteristics of droplet bag-shaped crushing

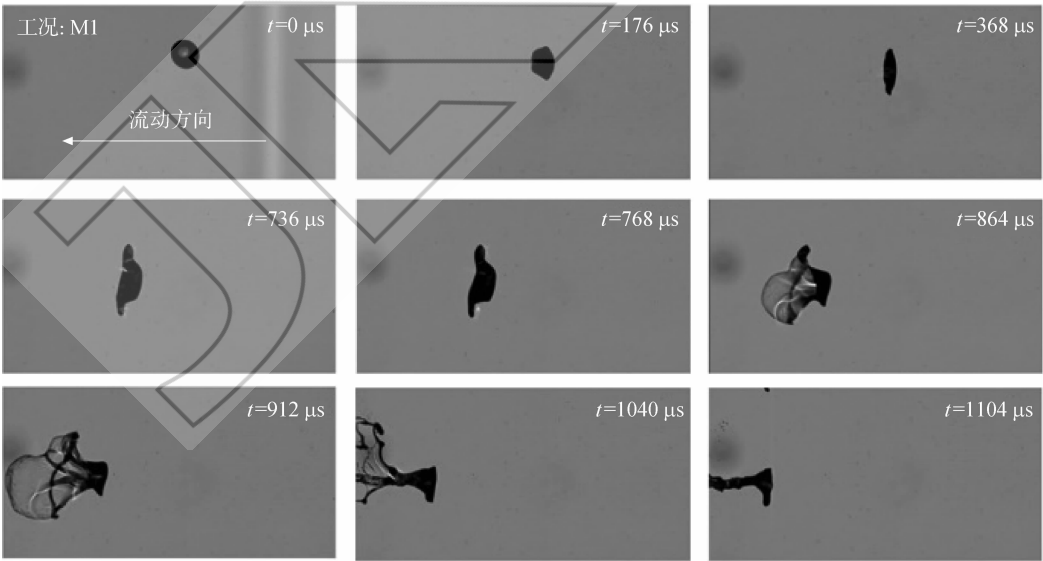


图 4 液滴多模态破碎特征示意图

Fig. 4 Schematic diagram of the characteristics of droplet multi-model crushing

切破碎。以 S1 工况为例,变形破碎过程如图 5 所示。气流方向,从右到左,初始时刻 $t=0\ \mu\text{s}$ 为激波即将扫过液滴的时刻; $0\sim140\ \mu\text{s}$ 时液滴向下游运动并压缩变形,在 $t=140\ \mu\text{s}$ 时刻时液滴中间位置在气流剪切作用下出现液体薄片,而迎风面呈

现扁平化;从作用时间达到 $240\ \mu\text{s}$ 开始,液滴基本完成扁平化的变形阶段,赤道区域的液体薄片开始以比液滴基体更快的运动速度向下游运动,逐渐有小液滴从基体和液体薄片上剥离; $t=440\ \mu\text{s}$ 时刻,在气流的剪切作用下,液滴背风面开始有液

体薄片产生,同时赤道附近的液体薄片不断剥离成小液滴,严格意义上液滴的剥离并不是从液滴基体两侧向中心剥离;从作用时间到达 $520\mu\text{s}$ 时,背风面液体薄片开始剥离成小液滴,持续的剥离

会形成液雾,这一现象在爆炸式破碎中更为明显。

随着 We 的进一步增加,液滴破碎模态转化为最终的爆炸式破碎。以 C1 工况为例,变形破碎过程如图 6 所示。气流方向,从右到左,初始时

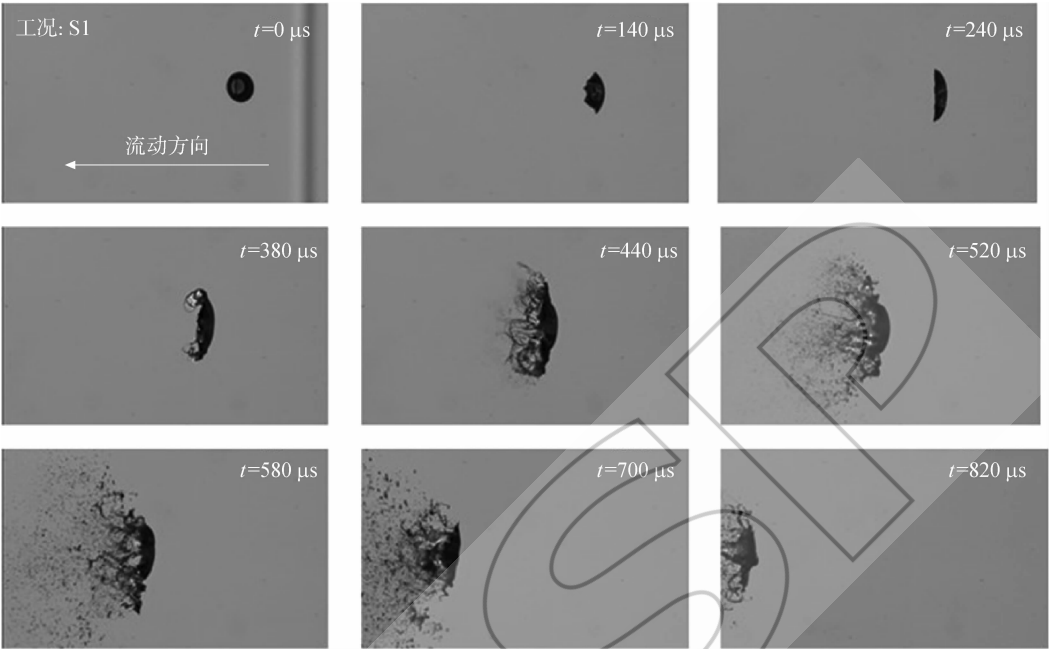


图 5 液滴剪切破碎特征示意图
Fig. 5 Schematic diagram of the characteristics of droplet shearing crushing

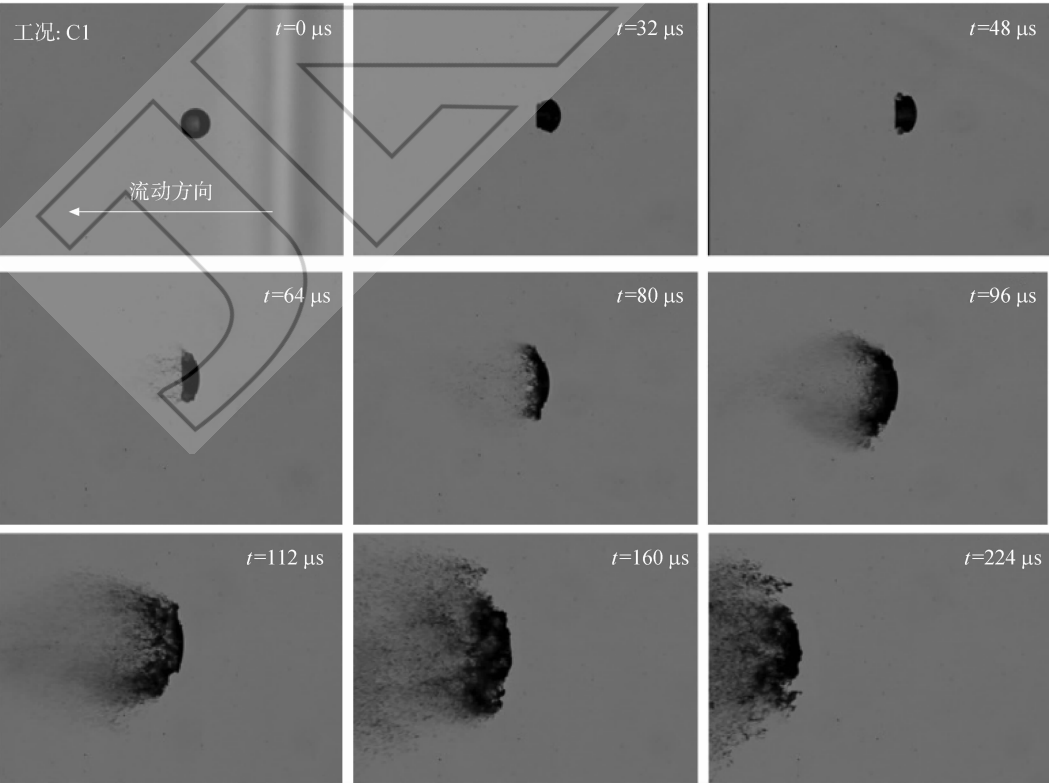


图 6 液滴爆炸式破碎特征示意图
Fig. 6 Schematic diagram of the characteristics of droplet explosive crushing

刻 $t=0\ \mu\text{s}$, 液滴未受到激波的作用, 在液滴自身表面张力的作用下呈球状; $0\sim 32\ \mu\text{s}$ 期间, 球形液滴激波的作用下出现了明显的变形, 液滴在沿气流运动方向尺度变小, 在垂直激波运动方向上拉伸, 整体变形趋势呈现出扁平化; 从激波与液滴作用时间 $t=32\ \mu\text{s}$ 开始, 液滴的背风面发展演变出明显的环状凸起, 而液滴此时的迎风面仍呈光滑的球形液面; 从约 $t=48\ \mu\text{s}$ 开始, 液滴赤道附近衍变出 Kelvin-Helmholtz(KH) 不稳定性(KH 不稳定性是发生在存在较高切向相对速度差的流体界面处, 这种切向的相对速度差造成界面的扰动)区域, 该区域的液体在气流的剪切夹带作用下不断向下游剥离; 从 $64\ \mu\text{s}$ 开始, 背风面的环状凸起直径已发展到和液滴基体部分相当, 凸起的顶端和外部气流的作用下不断有小液滴从液滴基体背风面剥离脱落, 整个剥离过程持续到液滴主体部分的破碎结束。从 $t=80\ \mu\text{s}$ 开始, 液滴破碎的程度明显加快, 液滴赤道两侧的 KH 不稳定区域在气流的剪切夹带作用下不断向下游区域剥离出小液滴, 可观察到此过程一直发展到约 $t=112\ \mu\text{s}$, 此后液滴基体部分分解, 大量的液雾形成对观察视场内液滴的破碎行为起遮蔽的影响。在液滴破碎的末期如图 7 所示, 液滴的迎风面早已不再光滑, 出现一系列的尖钉结构, 这是 Rayleigh-Taylor(RT)不稳定作用的结构, 表明爆炸式破碎是剪切诱导夹带机制为主的, 但 RT 波对液滴迎风面的作用一直存在, 只是未能穿透过迎风面, 这也与 Theofanous 等^[9-13]得到的结论相同。



图 7 尖钉结构示意图

Fig. 7 Schematic diagram of spike structure

3 实验数据分析

本文通过对液滴运动参数分析, 给出液滴无

量纲位移和无量纲横向宽度随无量纲时间的变化曲线, 分析液滴在沿气流方向和垂直气流方向运动参数与 We 、液滴初始直径等参数的关系。

无量纲尺寸以及无量纲时间如下:

$$x = \frac{S}{d_0} \tag{3}$$

$$d_c = \frac{D_c}{d_0} \tag{4}$$

$$\tau = \frac{t}{t^*} \tag{5}$$

$$t^* = \frac{d_0}{u_g \sqrt{\rho_g / \rho_l}} \tag{6}$$

式中 x 代表无量纲位移, d_c 代表无量纲横向变形宽度, τ 代表无量纲时间, t^* 液滴的特征破碎时间, S 代表液滴迎风面位移, t 代表变形破碎时间, ρ_l 为液体密度, D_c 表示液滴变形后的测量宽度 D 减去初始液滴直径 d_0 。

液滴加速度是通过无量纲迎风面位移随时间变化的拟合曲线二次系数给出。

3.1 袋状破碎

袋状破碎由于其低韦伯数的条件, 液滴在气流中的运动速度较慢, 液滴整个变形破碎过程的时间尺度是液滴破碎模态中最长的。通过对时间和迎风面位移的无量纲化, 得到如图 8 所示的液滴的无量纲迎风面位移随无量纲时间变化的示意图, 由图中可以看出, 液滴迎风面位移随时间变化的无量纲曲线近似呈抛物线状, 抛物线方程式见式(7); 因为当液滴突然暴露在高速气流中时, 气流所提供的气动能主要转换为液滴变形所需的能量, 很少一部分转化为液滴运动所需的能量, 导致了液滴初始阶段的运动发展并不明显。

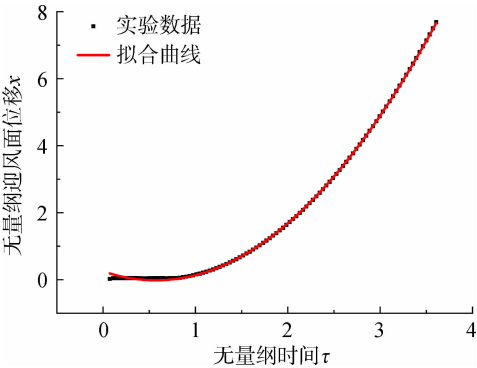


图 8 袋状破碎无量纲迎风面位移随无量纲时间变化示意图

Fig. 8 Schematic diagram of dimensionless windward surface displacement of bag-shaped crushing with dimensionless time

$$x = 0.832\tau^2 - 0.95\tau + 0.25 \quad (7)$$

在袋状破碎中,液滴在气动力作用下变形后会演化出袋状结构,对液滴沿垂直于气流方向的运动分析主要集中在对液滴变形阶段基体部分横向宽度的发展和袋状结构横向增长宽度的发展。如图 9 所示为液滴基体部分无量纲横向变形宽度随无量纲时间变化的示意图。由图中可以看出,无量纲横向宽度随无量纲时间的变化主要分为两个线性阶段,在 $\tau=0$ 到 $\tau=2.63$ 时,无量纲横向宽度以较低的横向增长速率增长,此阶段主要是液滴的变形阶段;在 $\tau=2.63$ 后以较快的横向增长速率增长,此阶段液滴完成变形阶段逐渐生长出袋状结构,而液滴基体部分呈液环状,液环在气流的作用下继续向下游运动并在垂直气流方向上拉伸。值得注意的是, $\tau=2.63$ 也是有明显袋状结构产生的时刻,这也表明袋状结构对液滴基体在垂直于气流方向的展开是有显著影响的。

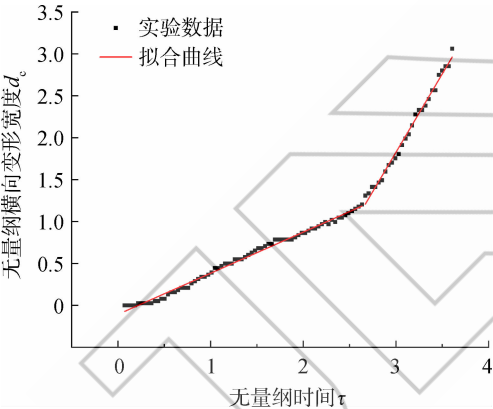


图 9 袋状破碎无量纲横向变形宽度随无量纲时间变化示意图

Fig. 9 Schematic diagram of dimensionless lateral deformation width of bag-shaped crushing with dimensionless time

3.2 多模态破碎

得到无量纲迎风面位移随无量纲时间变化的示意图,如图 10 所示。从图中可以看出,4 组的无量纲迎风面位移随无量纲时间变化趋势基本相近,在同一时刻, We 越高,液滴无量纲迎风面位移越小,表明液滴沿气流方向的运动速度随 We 的增大而减小。再根据 We 的定义,由于多模态 4 组工况中气流密度、波后气流速度和液滴的表面张力系数均相同,而液滴直径分别为 0.72、0.88、

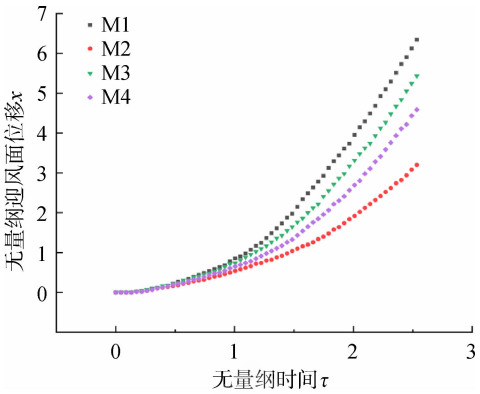


图 10 多模态破碎无量纲迎风面位移随无量纲时间变化示意图

Fig. 10 Schematic diagram of dimensionless windward surface displacement of multi-model crushing with dimensionless time

0.74、0.81 mm,可以得出在同一破碎模式下相同气动力作用的条件时,液滴沿气流方向的运动速度是随着液滴直径的增大而减小的结论。

如图 11 所示为多模态破碎无量纲横向变形宽度随无量纲时间变化的示意图。从图中可以看出,在液滴变形的初期约 $\tau=0$ 到 $\tau=0.13$ 时,液滴无量纲横向变形宽度的变化并不明显,可认为近似为 0,结合液滴无量纲位移随无量纲时间的变化曲线,可得知在此阶段为液滴在激波作用下处于表面波生成阶段,并无明显的横向变形和沿气流方向的运动。在约 $\tau=0.13$ 后,由于液滴表面压力分布的不平衡,液滴开始变形趋于扁平化,横向变形宽度开始随时间线性变化,此阶段一直持续到液滴完成变形过程开始生长出袋状或羽状结构之前。

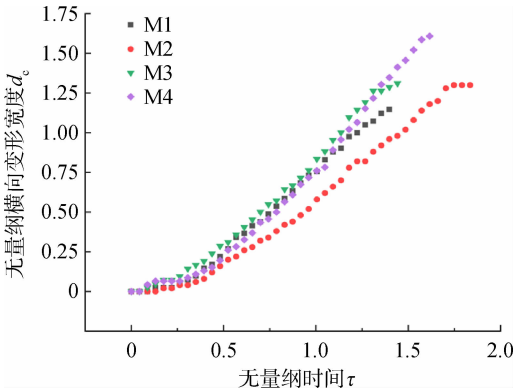


图 11 多模态破碎无量纲横向变形宽度随无量纲时间变化示意图

Fig. 11 Schematic diagram of dimensionless lateral deformation width of multi-model crushing with dimensionless time

3.3 剪切破碎

剪切破碎中液滴无量纲横向变形宽度随无量纲时间的变化主要在 $\tau=0$ 至 $\tau=1.2$,如图 12 所示,此阶段液滴为液滴的变形阶段,液滴逐渐完成迎风面的扁平化,但赤道区域的液体薄片并未产生。由图可以看出,在液滴早期生长阶段和末期破碎,其横向展开速率相对较慢;而在稳定生长阶段,其横向展开速率相对较快且近似为常数。所以说在液滴变形阶段,无量纲横向变形宽度随无量纲时间基本呈现线性变化。

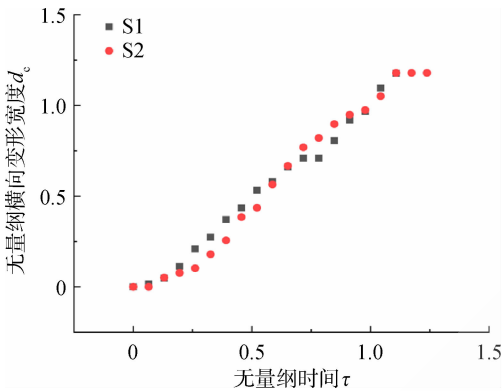


图 12 剪切破碎无量纲横向变形宽度随无量纲时间变化示意图

Fig. 12 Schematic diagram of dimensionless lateral deformation width of shearing crushing with dimensionless time

3.4 爆炸式破碎

随着韦伯数的进一步增大,液滴的破碎模态转化为爆炸式破碎,液滴的运动更加复杂且时间尺度上也更小,然而可以从如图 13 所示的爆炸式破碎无量纲迎风面位移随无量纲破碎时间的变化图中看到,各工况下的变化曲线仍呈现出类似于抛物线形状的图形,所以各工况下表面其加速度近乎是一个定值,符合袋状破碎、多模态破碎和剪切破碎的结论。

各工况中,C3 和 C5 工况、C4 和 C10 工况的液滴初始直径相同, We 分别为 996 和 971、1022 和 2182,可近似认为 C3 和 C5 工况处于同一气动条件下,由于其相近的液滴初始直径,它们的无量纲迎风面位移随无量纲时间的变化曲线近似相同;C4 和 C10 工况的液滴初始直径相同, We 却相差很大,表现在无量纲迎风面位移随无量纲时间的变化曲线的曲线斜率,即在两者的沿气流方向运动的加速度有很大差别,实验结果表面:在相

同液滴初始直径的条件下, We 越大,液滴沿气流方向的加速度越大。为验证这一结论,选取液滴初始直径相近的 C1 和 C7、C9 和 C11、C4 和 C8 工况对比,对比结果与结论相符。

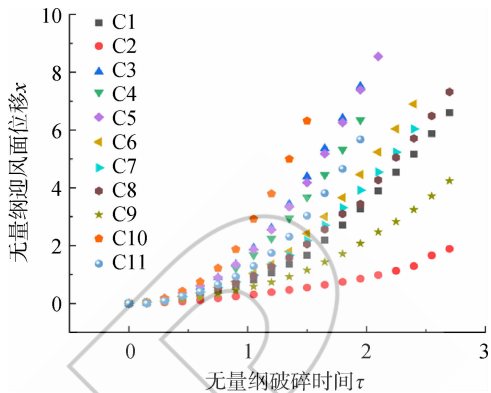


图 13 爆炸式破碎无量纲迎风面位移随无量纲时间变化示意图

Fig. 13 Schematic diagram of the dimensionless windward displacement of explosive crushing with dimensionless time

在爆炸式破碎中,液滴在气动力作用下快速完成变形过程,从如图 14 所示的爆炸式破碎无量纲横向变形宽度随无量纲时间变化示意图可以看出,除 C2 工况外,其余工况在 $\tau=0.5$ 内完成了液滴的初期变形过程,基体部分横向宽度不再增长,之后是在 KH 不稳定性作用机理下的赤道两侧液滴剥离破碎过程。所有工况变形过程无量纲横向宽度的变化基本符合线性,表明液滴在超声速气流条件下的变形破碎过程中,尽管其破碎机理

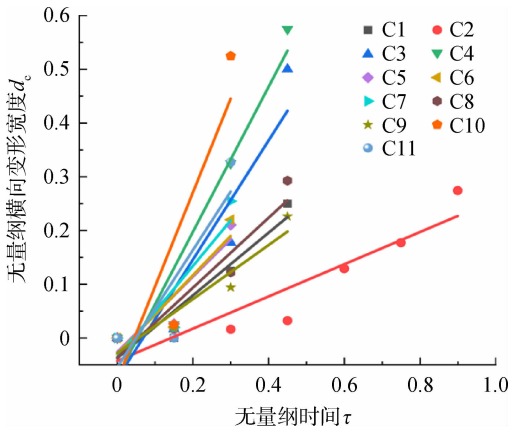


图 14 爆炸式破碎无量纲横向变形宽度随无量纲时间变化示意图

Fig. 14 Schematic diagram of the dimensionless lateral deformation width of explosive crushing with dimensionless time

不同导致了不同的破碎模态,但液滴在变形过程(未发生破碎前)的运动趋势近似一致,并未表现出较大差异。

4 结 论

本文以超声速条件下液滴变形破碎行为和机理为基础,在水平激波管中实验研究了激波冲击下亚毫米水液滴的变形破碎过程,通过高分辨率高速相机结合纹影法对不同破碎模态下亚毫米液滴的变形破碎特征进行拍摄记录,得到了袋状破碎、多模态破碎、剪切破碎和爆炸式破碎模式下的液滴纹影图像。在高韦伯数条件下,液滴破碎的时间尺度小于低韦伯数的,而空间尺度却远大于低韦伯数。在破碎机理方面,袋状破碎、多模态破碎、剪切破碎中流体界面不稳定性以 RT 不稳定性为主,而爆炸式破碎的机理为 KH 不稳定性起主要作用的剪切诱导夹带机制,边界层的剪切剥离现象仅存在于激波和液滴相互作用的早期,随后液滴迎风面的光滑区域随着气流压力的增加而减小,但始终不会被不稳定的 RT 波穿透,由此表明光滑区域的产生是由于外围的剪切作用导致变形的流体向液滴前驻点运动。

对亚毫米液滴在超声速条件下的破碎行为进行了描述,液滴与激波相互作用作用后都会经历变形和破碎雾化两个主要阶段。通过对垂直气流方向运动参数的分析,得到如下结论:

1) 在液滴变形阶段,无量纲横向宽度随无量纲时间基本呈现线性变化;

2) 在同一破碎模态下相同气动条件下,液滴无量纲横向最大变形宽度随直径的增加而减小;

3) 在液滴初始直径相同时,爆炸式破碎中液滴的无量纲横向最大变形宽度相比于其他破碎模态显著减小,袋状破碎、多模态破碎、剪切破碎的无量纲横向最大变形宽度均在 1.15~1.61 范围内变化,爆炸式破碎的无量纲横向最大变形宽度均在 0.21~0.68 范围内变化。

对液滴沿气流方向运动参数的分析,得到了如下的结论:

1) 液滴无量纲迎风面位移随无量纲时间变化的曲线呈抛物线状,表明整个破碎过程中液滴加速度的大小是常数;

2) 在相同气动力作用下,液滴初始直径在液滴沿气流方向运动速度中的决定性作用,液滴沿气流方向的运动速度随着液滴初始直径的增大而减小;

3) 在液滴初始直径相同的前提条件下,液滴的加速度随 We 增加而增加,从袋状破碎到多模态破碎再到剪切破碎最后到爆炸式破碎,液滴的加速度依次增加,其中爆炸式破碎的液滴加速度相比于前三者破碎模态显著提升。

参考文献:

- [1] 孙岳,黄海明. 飞行器涂层侵蚀机理分析[J]. 科学技术与工程, 2007, 7(23): 6146-6149.
SUN Yu, HUANG Haiming. Analysis of erosion mechanism of aircraft coating[J]. Science Technology and Engineering, 2007, 7(23): 6146-6149. (in Chinese)
- [2] 王振国,梁剑寒,丁猛,等. 高超声速飞行器动力系统研究进展[J]. 力学进展, 2009, 39(6): 716-739.
WANG Zhenguo, LIANG Jianhan, DING Meng, et al. A review on hypersonic airbreathing propulsion system[J]. Advances in Mechanics, 2009, 39(6): 716-739. (in Chinese)
- [3] HINZE J O. Critical speeds and sizes of liquid globules[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 1949, 1(1): 273-288.
- [4] LANE W. Shatter of drops in streams of air[J]. Industrial and Engineering Chemistry, 1951, 43(6): 1312-1317.
- [5] GORDON G D. Mechanism and speed of breakup of drops[J]. Journal of Applied Physics, 1959, 20(11): 1759-1761.
- [6] RANGER A, NICHOLLS J. Aerodynamics shattering of liquid drops[J]. AIAA Journal, 1969, 7(2): 285-290.
- [7] REINECKE W G, MCKAY W L. Experiments on water drop breakup behind Mach 3 to 12 shocks[R]. Sandia Corporation, SC-CR-70-6063, 1969.
- [8] TEMKIN S, KIM S S. Droplet motion induced by weak shock waves[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1980, 96(1): 133-157.
- [9] THEOFANOUS T G, LI G J, DINH T N, et al. Aerobreakup in disturbed subsonic and supersonic flow fields[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2007, 593: 131-170.
- [10] THEOFANOUS T G, LI G J. On the physics of aerobreakup[J]. Physics of Fluids, 2008, 20(5): 2599-2604.
- [11] THEOFANOUS T G. Aerobreakup of Newtonian and viscoelastic liquids[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2011, 43(1): 661-690.
- [12] THEOFANOUS T G, MITKIN V V, Ng C L, et al. The physics of aerobreakup: II viscous liquids[J]. Physics of Fluids, 2012, 24(2): 022104. 1-022104. 39.
- [13] THEOFANOUS T G, MITKIN V V, Ng C L. The physics of aerobreakup: III viscoelastic liquids[J]. Physics of Fluids, 2013, 25(3): 032101. 1-032101. 46.
- [14] MENG J C, COLONIUS T. Droplet breakup in high-speed gas flows[R]. Jeju, Korea; the 8th International Conference on Multiphase Flow, 2013.
- [15] MENG J C, COLONIUS T. Numerical simulations of the early stages of high-speed droplet breakup[J]. Shock Waves, 2015, 25(4): 399-414.
- [16] 耿继辉,叶经方,王健,等. 激波诱导液滴变形和破碎现象

实验研究[J]. 工程热物理学报, 2003, 24(5): 797-800.

GENG Jihui, YE Jingfang, WANG Jian, et al. Experimental investigation on phenomena of shock wave-induced droplet deformation and breakup[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2003, 24(5): 797-800. (in Chinese)

[17] 金仁瀚, 刘勇, 王锁芳. 连续均匀热气流中液核/袋状破碎特性实验[J]. 航空动力学报, 2017, 32(2): 280-288.

JIN Renhan, LIU Yong, WANG Suofang. Experimental study on liquid core/bag crushing characteristics in continuous uniform hot gas flow[J]. Journal of Aerospace Power, 2017, 32(2): 280-288. (in Chinese)

[18] 金仁瀚, 刘勇, 王锁芳. 单液滴羽状/液膜稀释破碎特性研究[J]. 推进技术, 2017, 38(4): 885-895.

JIN Renhan, LIU Yong, WANG Suofang. Experimental investigations of breakup characteristic of single droplet in plume/sheet-thinning breakup regime in airflow[J]. Journal of Propulsion Technology, 2017, 38(4): 885-895. (in Chinese)

[19] 熊红平, 刘金宏, 施红辉, 等. 高速氩气流中水滴和电子氟化液滴变形破碎的实验研究[J]. 浙江理工大学学报(自然科学版), 2017, 37(3): 409-416.

XIONG Hongping, LIU Jinhong, SHI Honghui, et al. Experiments on deformation and breakup of water and electronic fluoride droplets in high-speed argon stream[J]. Journal of Zhejiang Scit-Tech University (Natural Sciences Edition), 2017, 37(3): 409-416. (in Chinese)

(编辑:王碧琚)