



## 液体横向射流在气膜作用下的破碎过程

张彬 成鹏 李清廉 陈慧源 李晨阳

### Breakup process of liquid jet in gas film

Zhang Bin Cheng Peng Li Qing-Lian Chen Hui-Yuan Li Chen-Yang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 054702 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201384

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201384>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

激波冲击作用下液膜破碎的气液两相流

Gas-liquid two-phase flow of liquid film breaking process under shock wave

物理学报. 2020, 69(24): 244702 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201051>

超声速横向气流中液体射流的轨迹预测与连续液柱模型

Prediction of liquid jet trajectory in supersonic crossflow and continuous liquid column model

物理学报. 2020, 69(23): 234702 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200903>

表面弹性和分离压耦合作用下的垂直液膜排液过程

Coupling effects of surface elasticity and disjoining pressure on film drainage process

物理学报. 2018, 67(16): 164701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180349>

表面弹性对含可溶性表面活性剂垂直液膜排液的影响

Effect of surface elasticity on drainage process of vertical liquid film with soluble surfactant

物理学报. 2018, 67(21): 214703 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181020>

稠密颗粒射流倾斜撞击颗粒膜特征

Characteristics of granular sheet of dense granular jet oblique impact

物理学报. 2018, 67(10): 104501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172092>

分离压和表面黏度的协同作用对液膜排液过程的影响

Synergistic effects of disjoining pressure and surface viscosity on film drainage process

物理学报. 2017, 66(19): 194701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.194701>

## 液体横向射流在气膜作用下的破碎过程\*

张彬 成鹏<sup>†</sup> 李清廉<sup>‡</sup> 陈慧源 李晨阳

(国防科技大学空天科学学院, 高超声速冲压发动机技术重点实验室, 长沙 410073)

(2020年8月24日收到; 2020年11月6日收到修改稿)

为了研究液体横向射流在气膜作用下的破碎过程, 采用背景光成像技术及VOF TO DPM方法进行了实验研究和仿真研究, 模拟介质为水和空气. 研究表明, 液体射流在气膜作用下主要存在两种破碎过程: 柱状破碎和表面破碎. Rayleigh-Taylor (R-T) 不稳定性产生的表面波是液体射流发生柱状破碎的主要原因, 气流穿透表面波的波谷导致射流柱破碎, 破碎后的液丝沿流向逐渐发展呈带状分布. Kelvin-Helmholtz (K-H) 不稳定性产生的表面波是液体射流发生表面破碎的主要原因, 液丝和液滴从射流表面剥离. 局部动量比对液体横向射流的破碎过程具有重要影响, 当局部动量比较低时, 液体射流的破碎由K-H不稳定性主导; 随着局部动量比的增大液体射流的破碎逐渐由R-T不稳定性主导. 液体射流的破碎长度及穿透深度均随局部动量比的增大而增大.

**关键词:** 液体射流, 破碎过程, 表面波, 气膜**PACS:** 47.61.Jd, 47.20.Ft, 47.20.Ma, 68.03.-g**DOI:** 10.7498/aps.70.20201384

## 1 引言

针栓喷注器发动机具有推力的深度调节能力, 常被用在变推力液体火箭发动机上<sup>[1]</sup>. SpaceX公司开发的猎鹰九号火箭使用梅林1D针栓发动机<sup>[2]</sup>, 成功实现火箭芯一级的回收使用, 可重复使用带来的低成本航天发射, 改变了商业航天的格局. 针栓喷注器发动机结构简单, 通常只采用一个针栓喷嘴<sup>[3]</sup>, 具有独特的火焰回流区结构<sup>[4]</sup>及可靠的燃烧稳定性. 针栓喷注器最早在美国加利福尼亚理工学院喷射推进实验室产生. 后来在TRW公司得到了快速地发展和应用, 截至20世纪末, TRW已经研究了超过60种针栓喷注器<sup>[5]</sup>.

针栓喷注器发动机虽然有很长的应用历史, 但公开的资料里对喷注器的基础机理研究却很少, 特别

是推进剂的破碎雾化过程方面. 而近几年来研究针栓喷注器的文献呈现增速变快的趋势, 表明针栓喷注器发动机又重新进入人们的视野. Nimish等<sup>[6]</sup>通过无黏理论分析了液膜破碎为液丝, 液丝再破碎为液滴的过程, 得到锥形液膜破碎的3种模式, 使用阴影拍摄技术成功拍摄到了锥形液膜表面波. 方昕昕等<sup>[7]</sup>采用高速摄影获得了针栓式喷注器在不同喷注压降和结构参数下的表面波破碎图像, 测量了锥形液膜的破碎长度和破碎时间. 其后又将离心式喷嘴锥形液膜破碎模型应用于针栓式喷注器, 对无旋锥形液膜进行了线性不稳定分析<sup>[8]</sup>, 求解色散方程获得了色散关系曲线, 分析了无旋锥形液膜表面波发展过程. 对于气液式径向缝型针栓喷注器, Son等<sup>[9]</sup>通过欧拉多相流模型和轴对称二维网格, 模拟了轴向气膜和径向液膜撞击后的破碎过程, 并在仿真结果中发现了有利于燃烧保持的回流区.

\* 国家自然科学基金(批准号: 11472303, 11402298)、国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 11902351)和国家重点基础研究发展计划(批准号: 613239)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: imchengpeng@yeah.net

<sup>‡</sup> 通信作者. E-mail: peakdreamer@163.com

刘昌波等<sup>[10]</sup>对液液径向孔型针栓喷注器进行了仿真,研究了外圈液膜厚度、阻塞率等对破碎长度的影响.并且发现轴向液膜在运动过程中与环境气体之间的界面会出现波动.这种相界面波动沿流向幅值不断增大,最终有利于喷雾的破碎.总的来讲,对针栓喷注器破碎过程的研究还比较少,即使有也是针对液膜进行了简单的研究,目前还没有针对液体射流破碎的研究.

对于气液式径向孔型针栓喷注器,液体射流在气膜的冲击下破碎,然后雾化混合,与液体射流在横向气流中的破碎较为相似.液体射流在横向气流中的破碎已经有很多人作了研究.Yates<sup>[11]</sup>研究了水和酒精在超声速气流中的破碎,指出穿透深度只与液气动量通量比  $q$  有关.Kush 等<sup>[12]</sup>在实验研究中发现超声速气流中射流的破碎模式主要受  $q$  影响,液体黏性和表面张力几乎不影响破碎过程和穿透深度.射流表面波在射流的破碎过程起着重要作用.Schetz 等<sup>[13]</sup>采用高速相机拍照的方法研究射流一次破碎过程,指出表面波是导致射流一次破碎的根本原因.陈亮等<sup>[14]</sup>、曹娜等<sup>[15]</sup>和 Yang 等<sup>[16]</sup>采用全息和高速摄影方法对冷态超声速来流横向射流进行了研究,研究结果指出射流表面不稳定波的增长是超声速流场中射流破碎的主要原因.徐胜利等<sup>[17]</sup>对液体燃料非定常喷射过程的研究表明,射流柱破碎是由迎风面的表面波引起的,且破碎点位于表面波的波谷.研究一般认为射流表面波是射流破碎的主要原因,但对表面波的产生及发展的机理认识还有欠缺.

液体破碎过程中主要涉及的不稳定机制包括 Rayleigh-Taylor (R-T) 不稳定和 Kelvin-Helmholtz (K-H) 不稳定<sup>[18]</sup>.其中 R-T 不稳定性是由不同密度流体之间相界面法向速度梯度引起的,K-H 不稳定是由气液两种流体之间相界面的切向速度梯度引起的.Xiao 等<sup>[19,20]</sup>采用 LES+CLSVOF 方法研究了超声速气流中液体横向射流的一次破碎过程,指出 R-T 不稳定是射流柱迎风面表面波产生及发展的主导机理.李春等<sup>[21]</sup>对采用显微成像和 VOF 数值仿真方法对超声速气流中射流的一次破碎过程进行了研究,指出超声速横向气流中液体射流的破碎过程主要分为液柱破碎和表面破碎,分别由 R-T 不稳定和 K-H 不稳定主导,射流的表面破碎先于液柱破碎.总的来看这些学者对液体横向射流破碎的研究都是在气流来流的厚度远大于

液体的穿透深度,而气液式针栓喷注器的气膜厚度比较小,一般情况下小于液体射流的穿透深度.因此对于液体横向射流在气膜中的破碎过程还有待研究.

对于液体射流破碎的研究通常有实验及仿真的方法.实验研究主要是通过极短的曝光时间冻结流场,获得射流破碎的瞬态图像,主要有背景光成像法<sup>[22-24]</sup>(backlit photography technique)、激光阴影法<sup>[25,26]</sup>、全息成像法<sup>[27,28]</sup>(hologram reconstruction system).仿真研究主要是对气液界面进行追踪和捕捉,主要有体积分法 VOF<sup>[29,30]</sup>,水平集法 Level-Set<sup>[31-33]</sup>,两者的耦合 CLSVOF(Couple Level Set and VOF)法<sup>[19,20,34,35]</sup>,及 VOF TO DPM 法<sup>[36,37]</sup>.VOF TO DPM 法在液体射流连续段采用 VOF 追踪气液界面,当连续的液体破碎,达到设定的转化等效直径后,连续相转化为离散的 DPM 粒子模型,可以放宽对网格的要求,提高计算的效率.所以本文的仿真方法主要采用 VOF TO DPM 法.

本文主要对液体横向射流在气膜中的破碎过程进行了研究,通过 VOF TO DPM 方法追踪气液界面及破碎后的液滴,分析了液体射流在弯曲、变形、破碎的过程中与气膜的作用过程,分析了液体射流表面波的产生机理,阐明了 LMR 对液体射流破碎过程的影响,并利用背景光成像技术拍摄射流破碎图像,对计算的结果进行了验证.

## 2 实验方法和仿真方法

### 2.1 研究对象

气液式针栓喷注器示意图如图 1(a) 所示,气膜沿轴向从环缝中流出,贴壁流动,液体从径向孔中喷出到气膜中.简化为针栓喷注器单元后剖面图如图 1(b) 所示,液体射流从圆孔中喷出到平面气膜中,被气膜吹弯变形,然后破碎.

### 2.2 实验设备

开展实验所用的实验系统如图 2 所示,主要包含供应系统、测量和控制系统、成像系统、针栓喷注单元实验件和计算机等.空气瓶里面储存高压空气,经过减压阀后降到实验所需压力,作为针栓喷注单元的气体推进剂;氮气瓶储存高压氮气,经过减压阀后氮气进入水罐,将水加压到所需压力,作为针栓喷注单元的液体推进剂.成像系统主要由高

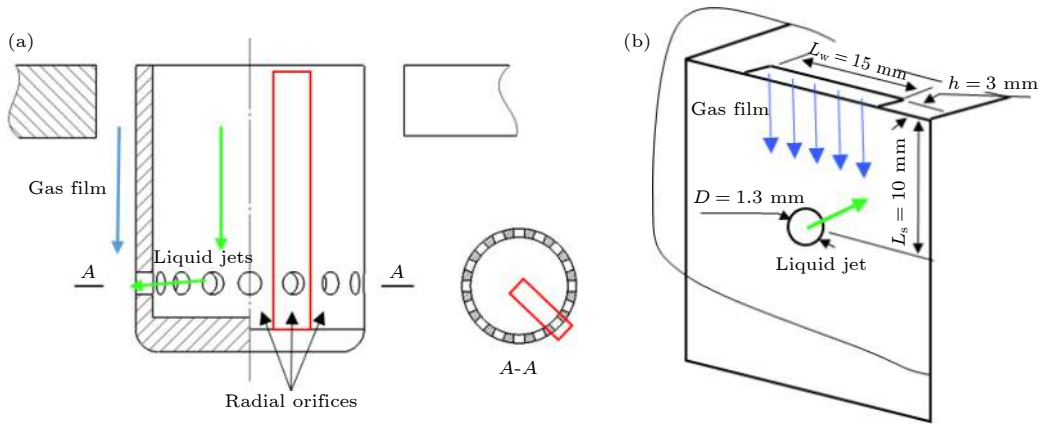


图 1 (a) 针栓喷注器; (b) 针栓喷注单元  
Fig. 1. (a) Pintle injector; (b) pintle injector element.

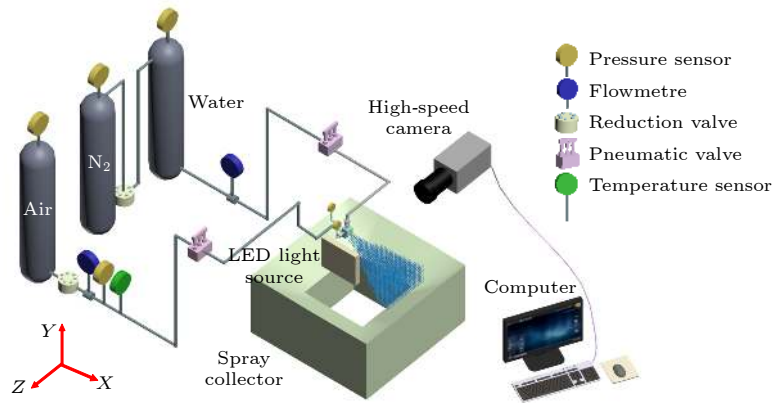


图 2 实验系统示意图  
Fig. 2. Schematic diagram of the experimental setup.

速摄像机、背景光源和计算机组成。背景光源产生的强光穿过喷雾后被高速摄像机捕捉，喷雾以图像灰度值的形式被记录下来。

### 2.3 仿真方法

数值仿真基于 FLUENT 19.2 平台，在长沙超算上计算。采用基于压力的求解器进行数值求解，时间项采用一阶隐式格式，连续方程及动量方程的离散采用二阶迎风格式，压力速度耦合方式采用 PISO 算法。多相流模型采用 VOF TO DPM 模型，详细机理参考文献 [37]。湍流模型采用带旋流修正的 Realizable  $k-\epsilon$  [38]，在强流线弯曲、漩涡、流动分离方面具有良好的表现。仿真的计算域如图 3 所示。X 方向为流向，Y 方向为径向，Z 方向为展向。气相为质量流量入口，液相为速度入口。网格尺度为 0.2 mm (约  $0.15D$ ,  $D$  为液体射流喷孔直径)，采用 3 级八叉树网格自适应加密，初始网格

为 140 万，自适应后期约为 600 万，如图 4 所示，加密后的最小网格尺寸为 0.025 mm (约  $0.02D$ )，在该网格尺度下能够捕捉到射流破碎的细节，设置射流破碎后的液滴转化等效直径为 0.05 mm，为最小网格尺度的两倍，保证射流破碎后的滴液能被转化为 DPM 粒子。VOF 相转化为 DPM 粒子后当地的网格会被还原，可以减少网格计算量，提高计算效率。

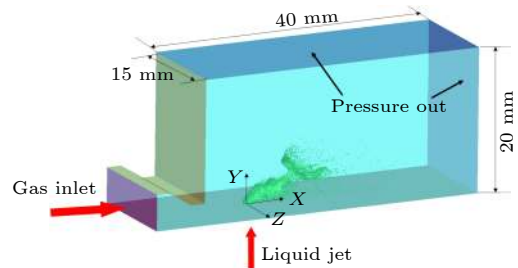


图 3 计算域  
Fig. 3. Computational domain.

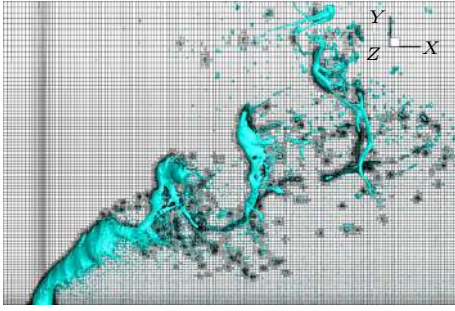


图 4 自适应加密后的网格  
Fig. 4. Mesh after adaptive.

### 2.4 仿真工况

气膜的工况参数如表 1 所示, 液体射流的工况参数如表 2 所示, 设置 6 组不同的液体射流喷注速度. 在横向射流的研究中常采用的无量纲参数为动量通量比  $q = \rho_1 v_1^2 / (\rho_2 v_2^2)$ , 但其不能体现气膜的厚度, 因此本文采用局部动量比<sup>[22]</sup> (local momentum ratio, LMR) 表示气体与液体的相对动量大小. 局部动量比定义为液体射流的动量比上等效宽度气膜的动量, 公式为

$$LMR = \frac{\dot{m}_{jet} V_{jet}}{\dot{m}_{film} V_{film} D / L}, \quad (1)$$

式中,  $\dot{m}$  为流量,  $V$  为速度,  $D$  为射流孔直径,  $L$  为气膜的宽度, 下标 jet 代表液体射流, 下标 film 代表气膜.

### 2.5 计算结果验证

实验拍摄  $LMR = 1.52$  的背景光图像如图 5(b) 所示, 液体射流在气膜的作用下弯曲变形, 射流表

表 1 气膜工况参数  
Table 1. Parameters of gas film.

总压/ MPa	静压/ MPa	质量流量/ ( $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$ )	速度/ ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ )	温 度/K	膜厚/ mm
0.2	0.1	0.02	315.4	300	3

表 2 液体射流工况参数  
Table 2. Parameters of liquid jets.

密度/ ( $\text{kg}\cdot\text{m}^3$ )	速度/ ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ )	孔径/ mm	局部动量 比 LMR
998.2	12.5, 15.0, 17.5, 20.0, 22.5, 25.0	1.3	0.38, 0.55, 0.74, 0.97, 1.23, 1.52

面产生不稳定波动, 随着不稳定波的增长, 液体射流破碎断裂. 图 5(c) 中红色部分为仿真结果的轮廓线, 可以看出仿真结果与实验结果符合得较好, 并且仿真捕获到了破碎后的液滴等细节, 说明仿真方法可行. 不稳定波波长的对比如图 5(d) 所示, 实验与仿真结果吻合得较好, 在射流临界破碎处的不稳定波长  $\lambda$  误差最大, 实验为  $4.6D$ , 仿真为  $4.2D$ , 误差为 8.7%.

## 3 结果分析

### 3.1 液体横向射流的破碎过程

液体射流从圆孔喷出后与横向吹来的气膜相互作用, 在气膜气动力的作用下, 射流逐渐弯曲变形, 伴随着气液界面不稳定波的产生和发展, 液体射流向下游发展破碎成液丝及液滴. 图 6(a), (b) 分别是射流中心对称面的压力云图及速度云图, 从图中可以清晰地看到液体射流表面的不稳定波动.

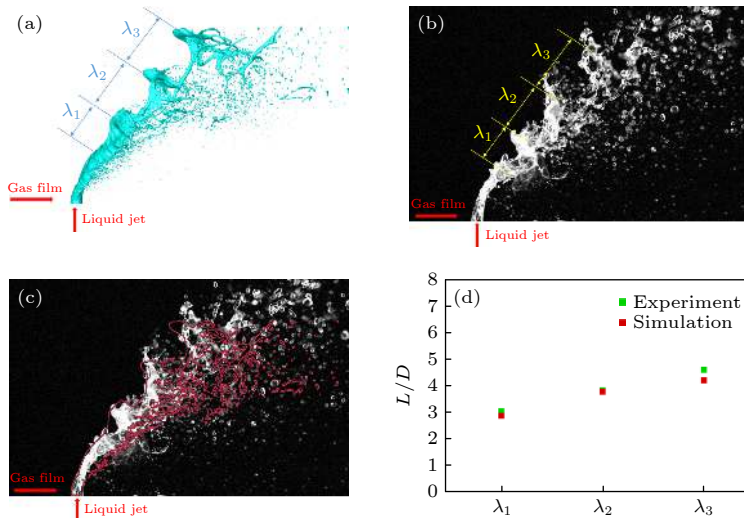


图 5 (a) 仿真结果; (b) 实验结果; (c) 破碎图像对比; (d) 不稳定波长对比  
Fig. 5. (a) Simulation; (b) experiment; (c) comparison of breakup process; (d) comparison of unstable wavelength.

气膜在射流近壁面受阻减速, 在射流前方形成局部高压区, 同时气膜绕过射流后发生流动分离, 射流后方存在低压区, 由此形成了一个垂直射流流向的气动力, 产生了一个与液体射流相界面垂直的加速度, 法向速度梯度导致 R-T 不稳定性产生<sup>[18,19]</sup>, R-T 不稳定性导致液体射流表面出现不稳定波. 这种存在于射流表面的不稳定波动通常称作表面波<sup>[28]</sup>, 表面波随着射流流向发展, 振幅及波长不断增长, 液体射流被拉细变薄, 直到其表面张力无法抵抗气体作用力, 然后破碎, 破碎后的液体与连续射流脱离, 形成液丝带.

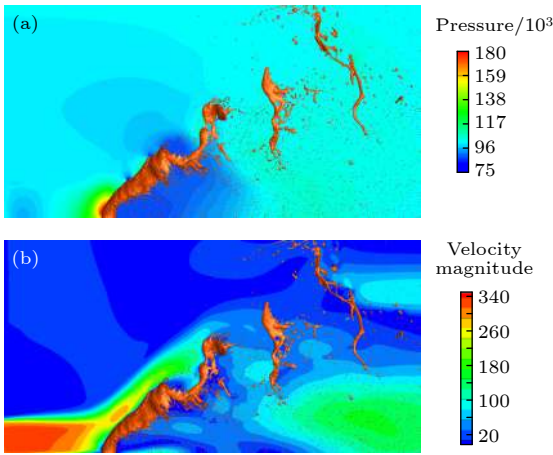


图 6 (a) 压力云图; (b) 速度云图  
Fig. 6. (a) Contour of pressure; (b) contour of velocity.

参考文献<sup>[39]</sup>中对横向射流的研究, 液体射流在气膜中的破碎过程主要体现出柱状破碎及表面破碎两种破碎模式. 不稳定波引起射流柱的破碎被称为柱状破碎, 不稳定波引起的液滴、液丝剥离破碎被称为表面破碎. 沿射流方向的不稳定波发展过程及柱状破碎过程如图 7 所示. 在  $t_0$  时刻 R-T 不稳定波从近壁面的高压区附近产生; 经过 0.12 ms 后不稳定波的振幅及波长均增大; 经过 0.24 ms 后不稳定波达到临界破碎的波长, 不稳定波的波谷已经发生了部分的破碎, 同时新的 R-T 不稳定波又生成了; 经过 0.36 ms 后不稳定波的波谷处已经完全与连续射流断裂开, 破碎后的液丝呈带状分布. 不稳定波破碎的位置总是发生在波谷, 与刘楠<sup>[18]</sup>及徐胜利<sup>[17]</sup>的研究结论一致. 不稳定波波谷破碎的原理将在后面进行分析.

将射流近壁面区放大如图 8 所示, 射流根部存在一段明显未变形的圆柱段高约为  $0.2D$ . 气膜的滞止点在圆柱段的上方, 高速的气流在此滞止,

形成局部高压区, 然后分为两路, 一路沿着射流表面流动, 一路在射流根部前端回流形成漩涡, 同样在射流根部的背风面也能看到漩涡, 如图 8(b) 所示. 圆柱段内未见到液滴从射流上剥落, 壁面附近气体速度较低, 气液作用力较小, 未能使液滴剥离. 圆柱段以外能清晰看见液滴从射流表面剥离. 并随着气流的绕流, 部分剥离的液滴向壁面附近输运. 类似于横向射流中观察到的拉丝现象<sup>[40]</sup>.

前面提到 R-T 表面波的破碎总是发生在波谷, 这与气膜的流动特性有关. 从前面的分析中得出射流的迎风面压强高, 而背风面压强低的结论, 气体

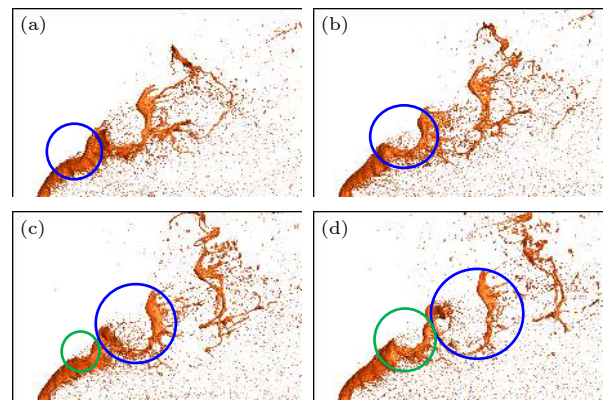


图 7 R-T 不稳定波的发展过程 (a)  $t_0$ ; (b)  $t_0 + 0.12$  ms; (c)  $t_0 + 0.24$  ms; (d)  $t_0 + 0.36$  ms

Fig. 7. The development of unsteady wave: (a)  $t_0$ ; (b)  $t_0 + 0.12$  ms; (c)  $t_0 + 0.24$  ms; (d)  $t_0 + 0.36$  ms.

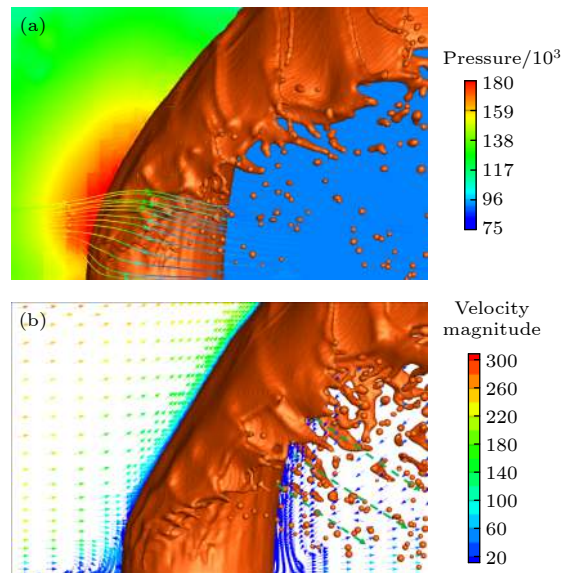


图 8 (a) 射流近壁面的流线图; (b) 射流近壁面的速度矢量图

Fig. 8. (a) Streamline diagram of jet near the wall; (b) velocity vector diagram of jet near the wall.

总是有趋于从压强高的地方流向压强低的地方的动力. 当表面波发展到一定程度, 射流变薄变成液膜, 表面波波谷处的液膜维持其形状的表面张力不足以克服气流从高压区流向低压区的趋势, 则气流将会穿透液膜, 表面波波谷处发生破碎. 气流穿透表面波波谷的仿真如图 9(a), 在实验中拍摄到了同样的表面波波谷破碎图像如图 9(b).

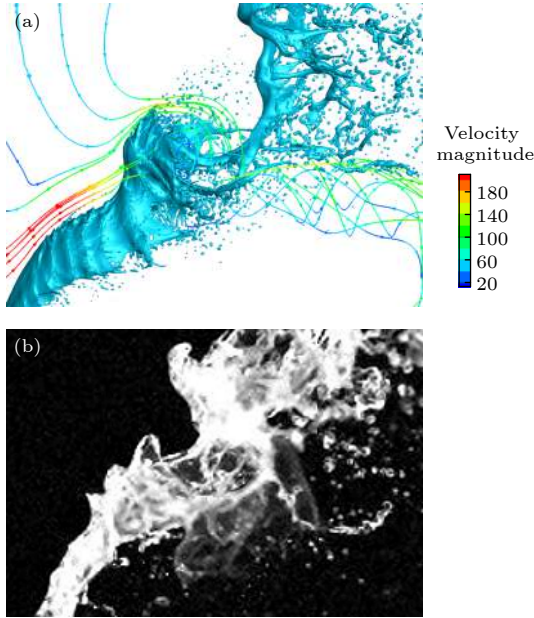


图 9 气流穿透射流表面波波谷 (a) 仿真; (b) 实验  
Fig. 9. The gas penetrate the trough of surface wave: (a) Simulation; (b) experiment.

柱状破碎是液体射流在气膜中破碎的主要模式, 除了柱状破碎外, 液体射流的另外一种破碎模式——表面破碎发生于整个液体射流的弯曲变形

阶段. 气膜与射流之间的切向速度梯度是产生 K-H 不稳定性的主要原因. 射流中心对称面的高速气流沿射流表面偏转后, 仍然与低速的液体射流之间存在较大的速度梯度, 如图 10(a) 所示. 沿液体射流流向的速度梯度导致 K-H 不稳定波动的产生, K-H 表面波在射流表面发展, 导致射流表面产生层状的褶皱, 随着表面凸起的褶皱变薄, 变薄的液膜破碎为液丝, 液丝破碎为液滴, 如图 10(b) 所示. 可以看出 K-H 表面波的尺度相对于 R-T 表面波的尺度更小, 在两者的共同作用下连续的液体射流逐渐破碎为液滴.

除了气体沿射流流向偏转产生的切向速度梯度外, 气体从射流表面绕流同样会产生切向速度梯度, 导致沿展向的 K-H 不稳定波产生. 射流的横截面变形过程如图 11 所示, 在径向距离为  $0.2D$  上射流的截面仍然保持圆形, 表明该区域内射流受到的气液作用力小, 不足以使射流截面发生变形. 到  $0.5D$  位置, 受气液剪切的作用, 射流沿展向两侧变形, 射流表面有液膜凸起, 并伴随着液滴的剥离. 到  $1.0D$  的位置, 射流表面凸起的液膜被拉长, 射流沿展向的破碎加剧, 同时可以沿展向的表面波已经在射流横截面中产生. 从速度矢量图 12 中可以看出, 横截面上气体与射流之间存在切向速度梯度, 导致 K-H 表面波产生, 射流横截面的轮廓线出现了突起褶皱, 同时射流背面存在两个方向相反的漩涡, 漩涡的存在使得凸起的液膜加速剥离射流表面. 当射流的运动距离沿径向到  $2.0D$ , 射流的横截面形状变为月牙型, 表面不稳定波清晰可见, 与

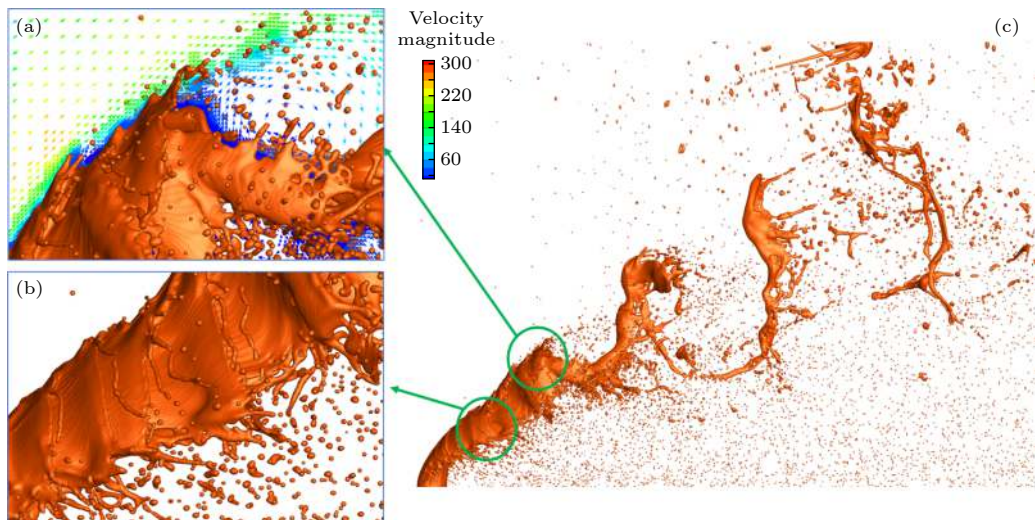


图 10 射流迎风面的液滴剥离  
Fig. 10. Droplet striped from the windward surface of the jet.

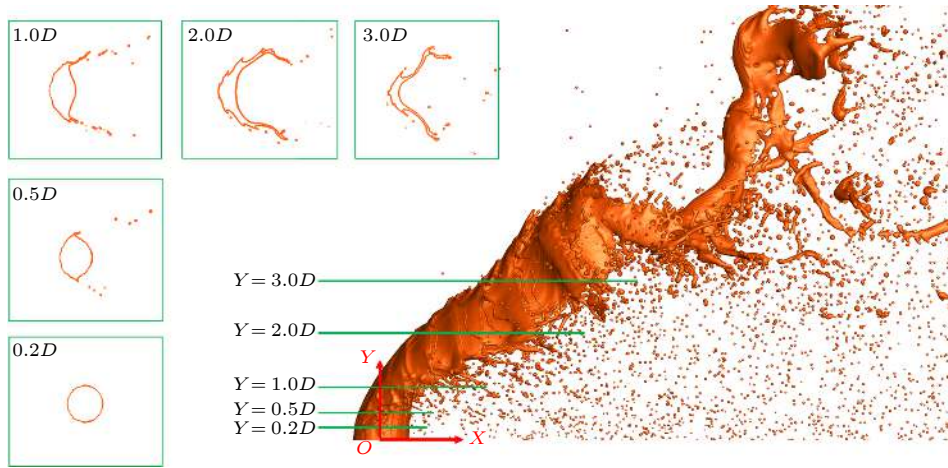


图 11 射流横截面变形过程  
Fig. 11. Deformation process of jet cross section.

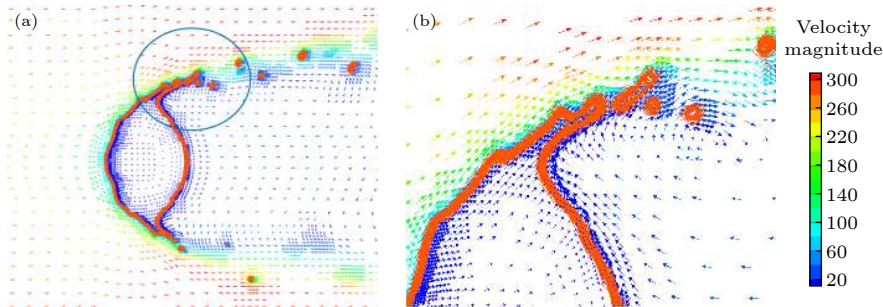


图 12 射流横截面 ( $Y = 1.0D$ ) 的速度矢量图  
Fig. 12. Velocity vector diagram of jet cross section ( $Y = 1.0D$ ).

文献 [39] 中的研究相似. 径向位置到  $3D$  时射流横截面形状已经完全变成了液膜, 表面波的振幅显著增大, 液体射流即将沿展向破碎.

液体射流与气膜相互作用的流场流线如图 13 所示. 从图中可以看出, 气膜遇射流的阻碍后一部分偏转方向, 沿射流流向运动; 一部分在射流表面发生三维绕流, 在射流背风面形成复杂流动涡. 射流表面波发展到临界破碎波长后, 沿液体射流流向运动的气体穿透表面波波谷, 汇合入气膜主流中. 高速运动的气膜带动静止的周围环境气体, 在射流上方形成大的回流区. 气膜绕过射流后在后方形成了一对反转漩涡对, 其中靠近壁面的反转涡对比较小, 与文献 [41] 中横向射流的计算结果相似, 其原理都是气流经过射流表面后复杂的三维绕流造成的.

液体射流在气膜中的破碎过程可以总结为图 14 所示的示意图. 液体射流从径向孔喷出后, 在气动力的作用下, 射流开始弯曲变形. 伴随着强烈的气液剪切, K-H 表面波产生, 表面破碎开始发生, 液丝

及液滴从射流表面剥离. 导致柱状破碎的 R-T 表面波也开始产生, R-T 表面波随射流流向发展, 振幅和波长变大, 整个过程伴随着表面破碎的不断发生. 液丝液滴的剥离及表面波振幅变大使得液柱变薄变细, 维持液体形态的表面张力无法克服气动力的作用, 最终在 R-T 表面波波谷处发生柱状破碎. 柱状破碎后产生的液丝, 在往下游的发展过程中逐渐破碎为液滴.

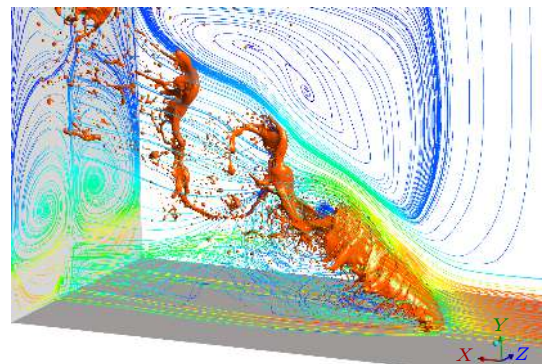


图 13 流场流线图  
Fig. 13. Streamline of flow field.



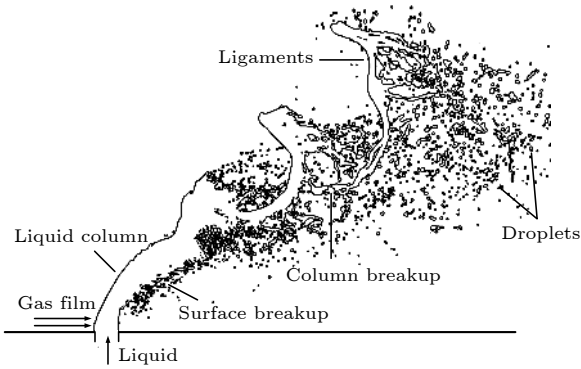


图 14 液体射流破碎过程示意图

Fig. 14. Schematic diagram of liquid jet breaking process.

### 3.2 局部动量比 LMR 对破碎过程的影响

研究表明,局部动量比对径向孔型针栓喷注器的喷雾分布具有重要影响<sup>[42]</sup>,其定义见(1)式.所以本文通过改变局部动量比的方式研究工况参数对液体射流在气膜中破碎过程的影响.不同 LMR 下的液体射流破碎形态如图 15 所示,可以看出,随着局部动量比的改变,射流的破碎形态显著变化.射流的连续段长度及射流的倾斜程度随着局部动量比的增大而增大. LMR 较低时,射流的破碎发生在壁面附近,部分破碎的液丝及液滴跟随气膜的绕流向壁面输运,射流表面的 R-T 表面波还未完全成形,射流就已经完全破碎成液丝及液滴,如图 15(a) 所示,此时主导射流破碎的是 K-H 不稳定性.随着 LMR 增大, R-T 不稳定性逐渐占据主导

地位, R-T 表面波随射流流向发展,直到气流穿透表面波波谷,射流发生柱状破碎,如图 15(b) 和图 15(c) 所示.随着 LMR 进一步增大,射流表面的 R-T 表面波增多,由于破碎位置更远,射流表面能够同时存在更多的表面波; LMR 增大后,液体射流相对气膜的动量增大,尽管气流已经穿透射流表面波波谷,射流柱仍然未完全破碎,如图 15(e) 和图 15(f) 所示.

将未破碎的最大 R-T 表面波波波长定义为  $\lambda$ ,计算方法如图 16 中插图所示.在 LMR = 0.38 时  $\lambda$  约为 1.7D; 随着 LMR 增大,  $\lambda$  呈线性增大,当 LMR = 0.74 时,  $\lambda$  约 4.3D; 当 LMR 继续增大时  $\lambda$  趋于不变.  $\lambda$  随 LMR 变化规律的本质原因还是气液的相互作用. LMR 较低时, R-T 表面波产生后不久射流就在 K-H 不稳定性的主导下破碎,因此  $\lambda$  值较低.随着 LMR 增大, R-T 不稳定性的影响逐渐在增强, K-H 不稳定性的影响逐渐减弱,因此  $\lambda$  值逐渐增大.当 LMR 大于 0.74 后,射流的破碎完全由 R-T 不稳定性主导,因此  $\lambda$  值趋于不变.射流近壁面区的压力云图如图 17 所示,可以看出 LMR = 0.38 时射流前方的高压区面积最小,而 LMR 增大射流前方的高压区面积也增大,表明射流前后压力差产生的法向加速度是 R-T 不稳定性的来源,因此 LMR = 0.38 时 R-T 不稳定性的影响较弱.

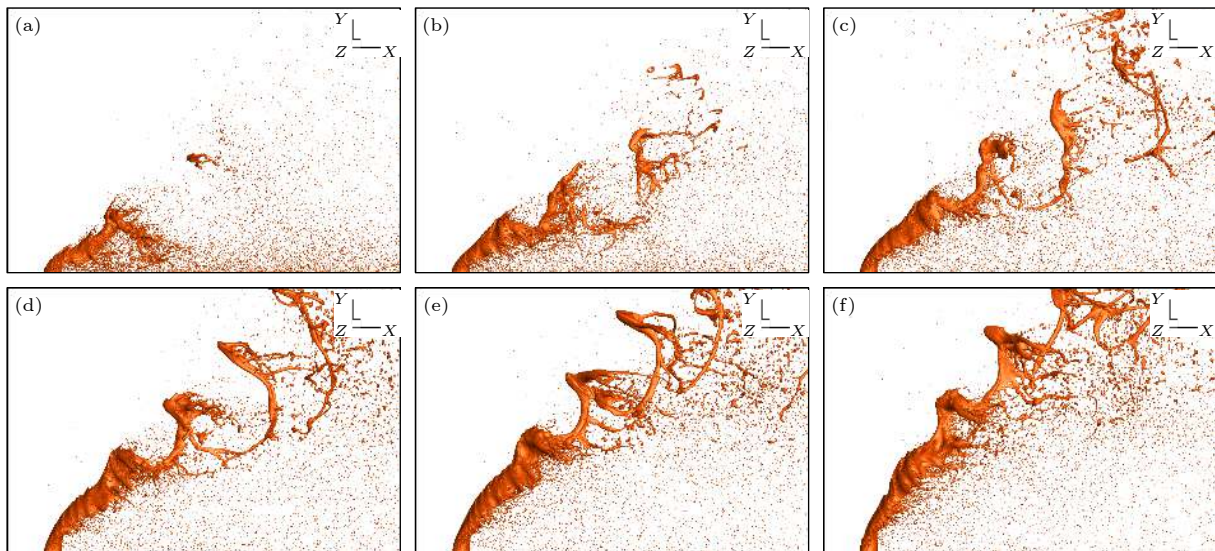


图 15 不同 LMR 下的射流破碎过程 (a) LMR = 0.38; (b) LMR = 0.55; (c) LMR = 0.74; (d) LMR = 0.97; (e) LMR = 1.23; (f) LMR = 1.52

Fig. 15. Breakup process of liquid jet under different LMR: (a) LMR = 0.38; (b) LMR = 0.55; (c) LMR = 0.74; (d) LMR = 0.97; (e) LMR = 1.23; (f) LMR = 1.52.

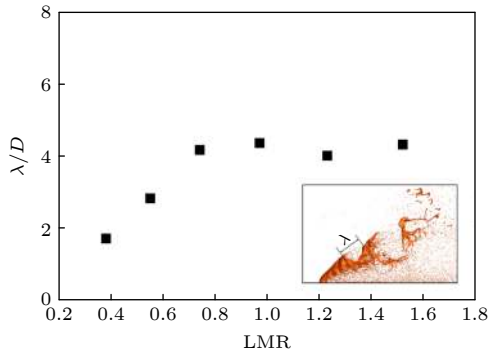


图 16 不稳定波波长随 LMR 变化  
Fig. 16. Unsteady wavelength vs. LMR.

气膜与液体射流的相互作用是影响射流破碎过程的重要因素. 气膜的迹线如图 18 所示, 气膜的迹线代表气膜在一定时刻下的作用范围, 当 LMR 小于 0.55 时, 液体射流几乎被气膜包围, 液体射流的变形及破碎位置均发生在气膜作用范围内, 随着表面波的发展, 气膜穿透表面波波谷, 部分液丝逃离气膜作用范围. 当 LMR 增大至 0.74 及 0.97 时, 可以看到更多的液丝逃离气膜作用范围, 并且液体射流的破碎位置发生在气膜作用的

边缘; 逃离出气膜的液丝受的气动力减弱, 使其能够保持液丝形态运动更远的距离. 当 LMR 继续增大, 液体射流的破碎位置远离气膜作用范围, 气膜受到射流的阻碍后, 部分气体沿射流表面运动, 但很快经过绕流回到气膜主流区.

破碎长度是射流破碎的重要特征参数, 将 X 方向 (流向) 及 Y 方向 (径向) 的破碎长度分别定义为流向破碎长度  $L_x$  和径向破碎长度  $L_y$ , 计算方法如图 19(a) 中插图所示, 取射流中心对称面上的相分数分布图判断射流发生柱状破碎的位置, 当对称面上的射流不连续时, 认为柱状破碎已经发生, 断裂点即为破碎位置, 破碎位置与射流喷孔中心之间的距离为破碎长度<sup>[43]</sup>. 图 19(a) 显示了破碎长度随时间的变化趋势,  $L_x$  和  $L_y$  均保持在一定偏差范围内变化, 计算该段时间内的  $L_x$  和  $L_y$  的平均破碎长度, 可得破碎长度随 LMR 的变化趋势如图 19(b) 所示. LMR 越大, 射流相对气膜的动量越高, 射流越难破碎, 破碎位置也越远.  $L_x$  和  $L_y$  均随 LMR 的增大而增大, 但  $L_y$  增加的速率更快, 原因是 LMR 越大射流也变得越倾斜, 如图 15 所示, 使得  $L_y$  占的分量增加.

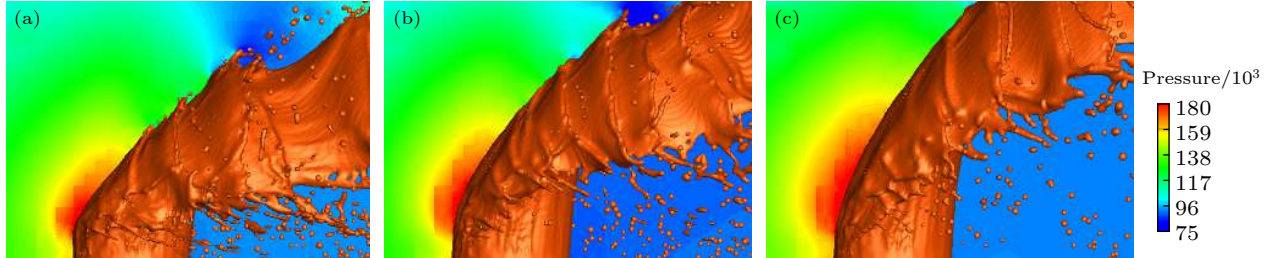


图 17 射流近壁面的压力云图 (a) LMR = 0.38; (b) LMR = 0.55; (c) LMR = 0.74  
Fig. 17. Pressure contour of jet near the wall: (a) LMR = 0.38; (b) LMR = 0.55; (c) LMR = 0.74.

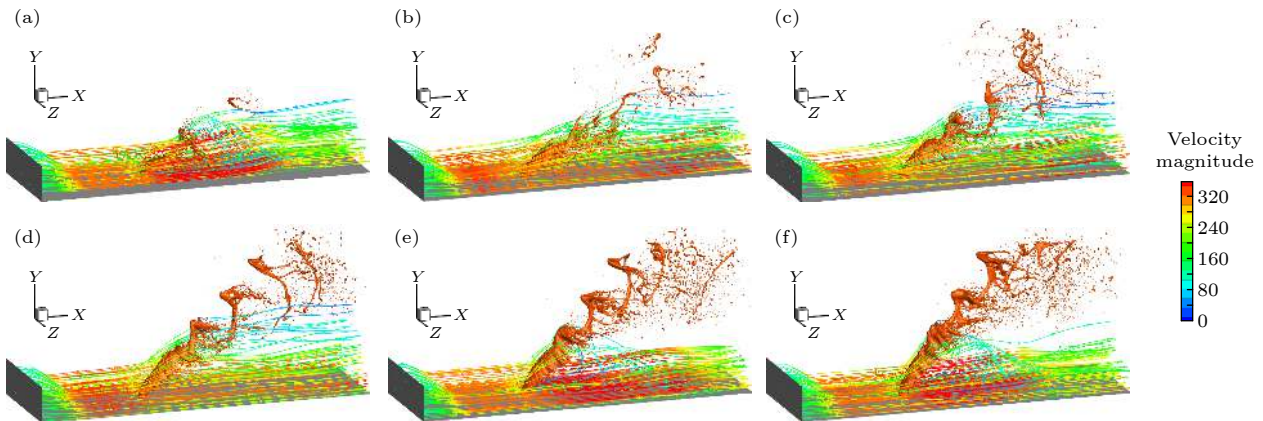


图 18 气膜迹线图 (a) LMR = 0.38; (b) LMR = 0.55; (c) LMR = 0.74; (d) LMR = 0.97; (e) LMR = 1.23; (f) LMR = 1.52  
Fig. 18. Streamline of gas film: (a) LMR = 0.38; (b) LMR = 0.55; (c) LMR = 0.74; (d) LMR = 0.97; (e) LMR = 1.23; (f) LMR = 1.52.

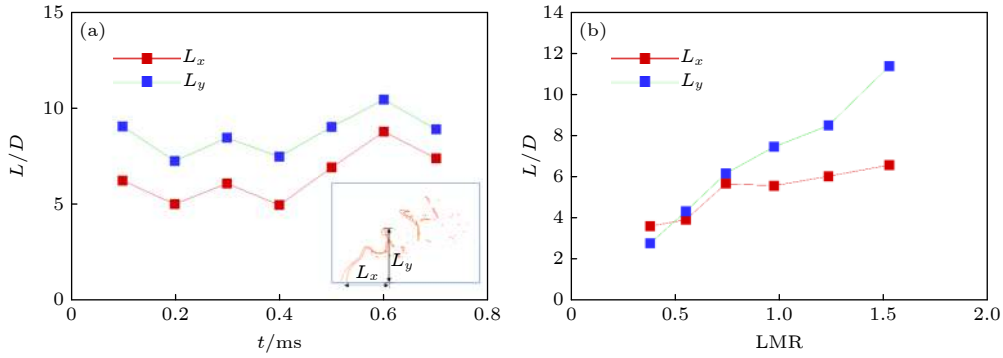


图 19 (a) 破碎长度随时间变化 (LMR = 1.23); (b) 破碎长度随 LMR 变化  
 Fig. 19. (a) Breakup length with flow time (LMR = 1.23); (b) breakup length with different LMR.

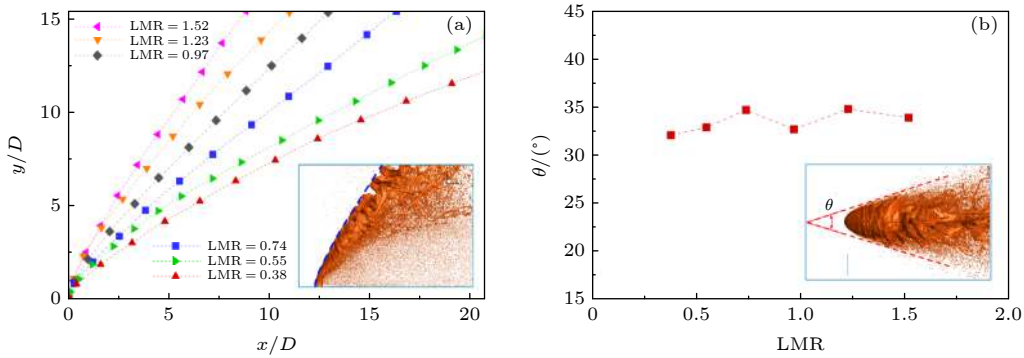


图 20 (a) 穿透深度随 LMR 变化; (b) 展向扩张角随 LMR 变化  
 Fig. 20. (a) Penetration depth vs. LMR; (b) spray spread angle vs. LMR.

穿透深度和展向扩张角是体现射流破碎分布范围的重要参数. 穿透深度的提取方法如图 20(a) 中插图所示, 将不同时刻的射流破碎图像叠加在一起, 最外侧的轮廓线定义为穿透深度. 从图 20(a) 中可以看出, LMR 是影响射流穿透深度的主要因素, 射流穿透深度随 LMR 的增大而增大. 在相同来流条件下, LMR 越大意味着液体射流的喷注速度越大, 更能抵抗气动力导致的射流弯曲变形, 因此具有更大的穿透深度. 特别地当 LMR 从 0.55 增大到 0.74 时, 穿透深度显著增大, 从前面的分析知道, 当 LMR 等于 0.74 时液体射流已经穿透气膜的作用范围, 射流穿透气膜后受到的气动力显著减小, 因此穿透深度显著增大.

展向扩张角的定义如图 20(b) 中插图所示, 在俯视图上射流展向边界渐近线的夹角  $\theta$  为展向扩张角, 从图中可以看出 LMR 对射流展向扩展角影响不大. 液体射流的展向变形及破碎主要受气膜与射流之间的气液剪切力影响, 本文中不同 LMR 下气膜的速度相同, 而射流的在展向的投影速度较低可以忽略不计, 从而不同 LMR 之间展向的气液剪切力差别不大, 故展向扩张角没有明显变化.

## 4 结论

本文通过 VOF TO DPM 方法结合自适应网格对相界面加密, 对液体射流在气膜中的一次破碎过程进行了仿真研究, 采用高速摄影捕捉到了射流一次破碎的背景光图像, 阐述了液体射流在气膜中的破碎过程, 分析了射流表面波的产生及发展过程. 分析了局部动量比变化对射流破碎过程的影响. 具体得到以下结论.

1) 液体射流在气膜中主要存在两种破碎过程: 柱状破碎和表面破碎. R-T 不稳定性产生的射流表面波, 导致了射流的柱状破碎; K-H 不稳定性产生的射流表面波, 导致了射流的表面破碎.

2) 液体射流前方的高压区产生的法向速度梯度是 R-T 不稳定性产生的主要原因, 气流穿透表面波的波谷导致射流柱破碎, 破碎后的液丝沿流向逐渐发展呈带状分布.

3) 气流绕过射流表面产生的切向速度梯度是 K-H 不稳定性产生的主要原因, K-H 不稳定性导致流向和展向表面波的产生, 分别导致沿流向的液

滴剥离和沿展向的液滴剥离.

4) 局部动量比对液体射流的破碎过程具有重要影响: 当局部动量比较低时, 液体射流的破碎由 K-H 不稳定性主导; 随着局部动量比的增大, 液体射流的破碎逐渐由 R-T 不稳定性主导.

5) 局部动量比是液体射流破碎长度及穿透深度的主要影响因素. 液体射流的破碎长度及穿透深度均随局部动量比的增大而增大, 当液体射流穿透气膜后穿透深度显著增加.

## 参考文献

- [1] Yue C G, Li J X, Hou X, Feng X P, Yang S J 2009 *Sci. Sin.: Tech.* **39** 464 (in Chinese) [岳春国, 李进贤, 侯晓, 冯喜平, 杨姝君 2009 *中国科学: 技术科学* **39** 464]
- [2] Zhang X S 2017 *Satell. Network* **6** 40 (in Chinese) [张雪松 2017 *卫星与网络* **6** 40]
- [3] Heister S D 2011 *Handbook of Atomization and Sprays: Theory and Applications* (New York: Springer Science Business Media) pp647–655
- [4] Son M, Radhakrishnan K, Yoon Y, Koo J 2017 *Acta Astronaut.* **135** 139
- [5] Dressler G A, Bauer J M 2000 *36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit* Huntsville, Alabama, July 16–19, 2000 p2000
- [6] Ninish S, Vaidyanathan A, Nandakumar K 2018 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **97** 324
- [7] Fang X X, Shen C B, Zhang X Q 2016 *J. Aerosp. Power* **31** 3004 (in Chinese) [方昕昕, 沈赤兵, 张新桥 2016 *航空动力学报* **31** 3004]
- [8] Fang X X, Shen C B 2017 *J. Aerosp. Power* **32** 2291 (in Chinese) [方昕昕, 沈赤兵 2017 *航空动力学报* **32** 2291]
- [9] Son M, Yu K, Radhakrishnan K, Shin B, Koo J 2016 *J. Therm. Sci.* **25** 90
- [10] Liu C B 2014 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Xi'an Aerospace Propulsion Institute) (in Chinese) [刘昌波 2014 博士学位论文 (西安: 西安航天动力研究所)]
- [11] Yates C L 1971 *Proceedings of the 7th Propulsion Joint Specialist Conference* Salt Lake City, June 14–18, 1971 p724
- [12] Kush E A, Schetz J A 1973 *AIAA J.* **11** 1223
- [13] Schetz J A, Kush E A, Joshi P B 1980 *AIAA J.* **18** 774
- [14] Cheng L, Le J L, Song W Y, Yang S H, Cao N 2011 *J. Exp. Fluid Mech.* **25** 29 (in Chinese) [陈亮, 乐嘉陵, 宋文艳, 杨顺华, 曹娜 2011 *实验流体力学* **25** 29]
- [15] Cao N, Xu Q, Cao L, Lei L, Han C C, Ma J M, Du J Y 2013 *Mod. Appl. Phys.* **4** 323 (in Chinese) [曹娜, 徐青, 曹亮, 雷岚, 韩长材, 马继明, 杜继业 2013 *现代应用物理* **4** 323]
- [16] Yang S H, Le J L 2006 *Proceedings of the 12th Chinese National Symposium on Shock Waves* Luoyang, July 24, 2006 p70
- [17] Xu S L, Archer R D, Milton B E, Yue P T 2000 *Sci. Sin.: Tech.* **30** 179 (in Chinese) [徐胜利, Archer R D, Milton B E, 岳朋涛 2000 *中国科学: 技术科学* **30** 179]
- [18] Liu N 2019 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [刘楠 2019 博士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]
- [19] Xiao F, Wang Z G, Sun M B, Liang J H, Liu N 2016 *Int. J. Multiph. Flow* **87** 229
- [20] Xiao F, Sun M B 2019 *Atom. Sprays* **28** 975
- [21] Li C, Shen C B, Li Q L, Zhu Y H 2019 *J. Natl. Univ. Def. Technol.* **41** 73 (in Chinese) [李春, 沈赤兵, 李清廉, 朱元昊 2019 *国防科技大学学报* **41** 73]
- [22] Cheng P, Li Q L, Chen H Y 2019 *Acta Astronaut.* **154** 61
- [23] Chen H Y, Li Q L, Cheng P 2019 *Acta Astronaut.* **162** 424
- [24] Wu L Y, Wang Z G, Li Q L, Li C 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 094701 (in Chinese) [吴里银, 王振国, 李清廉, 李春 2016 *物理学报* **65** 094701]
- [25] Wu L Y, Wang Z G, Li Q L, Li C 2016 *J. Vis.* **19** 337
- [26] Lin K C, Kirkendall K A, Kennedy P J, Jackson T A 1999 *Proceedings of the 35th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit* Los Angeles, California, June 20–24, 1999 p2374
- [27] Sallam K A, Aalburg C, Faeth G M, Lin K C, Carter C D, Jackson T A 2004 *Proceedings of the 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* Reno, Nevada, January 5–8, 2004 p970
- [28] Sallam K A, Aalburg C, Faeth G M 2004 *AIAA J.* **42** 2529
- [29] Richards J R, Lenhoff A M, Beris A N 1994 *Phys. Fluids* **6** 2640
- [30] Srinivasan V, Salazar A J, Saito K 2011 *Appl. Math. Model.* **35** 3710
- [31] Herrmann M 2011 *Proc. Combust. Inst.* **33** 2079
- [32] Desjardins O, Pitsch H 2009 *J. Comput. Phys.* **228** 1658
- [33] Gao Y J, Jiang H Q, Li J J, Zhao Y Y, Hu J C, Chang Y H 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 024702 (in Chinese) [高亚军, 姜汉桥, 李俊键, 赵玉云, 胡锦川, 常元昊 2017 *物理学报* **66** 024702]
- [34] Xiao F, Wang Z G, Sun M B, Liu N, Yang X 2017 *Proc. Combust. Inst.* **36** 2417
- [35] Liang G T, Guo Y L, Shen S Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 024705 (in Chinese) [梁刚涛, 郭亚丽, 沈胜强 2013 *物理学报* **62** 024705]
- [36] Li X Y, Soteriou M C, Arienti M, Sussman M M 2011 *Proceedings of the 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Orlando, Florida, January 4–7, 2011 p99
- [37] Fontes D H, Vilela V, Souza Meira L D, Souza F J 2019 *Int. J. Multiph. Flow* **114** 98
- [38] Chu W, Li X Q, Tong Y H, Reng Y J 2020 *Acta Astronaut.* **175** 204
- [39] Liu N, Wang Z G, Sun M B, Deiterding R, Wang H B 2019 *Aerosp. Sci. Technol.* **91** 456
- [40] Li P B, Wang Z G, Sun M B, Wang H B 2017 *Acta Astronaut.* **134** 333
- [41] Li P B, Wang Z G, Sun M B, Wang H B 2016 *J. Astronaut.* **37** 209 (in Chinese) [李佩波, 王振国, 孙明波, 汪洪波 2016 *宇航学报* **37** 209]
- [42] Cheng P 2018 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [成鹏 2018 博士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]
- [43] Wu P K, Kirkendall K A, Fuller R P, Nejad A S 1997 *J. Propul. Power* **13** 64

# Breakup process of liquid jet in gas film<sup>\*</sup>

Zhang Bin   Cheng Peng<sup>†</sup>   Li Qing-Lian<sup>‡</sup>   Chen Hui-Yuan   Li Chen-Yang

(*Science and Technology on Scramjet Laboratory, College of Aerospace Science and Engineering,  
National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

( Received 24 August 2020; revised manuscript received 6 November 2020 )

## Abstract

In order to study the breakup process of liquid jet in gas film, the backlit photography technique and the VOF TO DPM method are used for experimental and simulation research respectively. Water and air are used as simulant media. Grid adaptive technology is used to refine the gas-liquid interface grid and improve the capture accuracy of the gas-liquid interface. The results show that there are two main breakup processes of liquid jet in gas film: column breakup and surface breakup. The local high-pressure zone in front of the liquid jet makes the jet have a large normal velocity gradient, which causes R-T instability. The surface wave that is generated by the R-T instability is mainly responsible for the liquid column breakup. When the thin liquid film reaches a column breakup point, the airflow penetrating the trough of the surface wave causes the jet column to break. The tangential velocity gradient is generated when the gas film bypasses the liquid jet surface, which causes K-H instability. The K-H surface waves cause ligaments and droplets to strip from the surface of the liquid jet. The local momentum ratio has an important influence on the breakup process of the liquid jet in gas film. When the local momentum ratio is low, the breakup of liquid jet is dominated by the K-H instability. As the local momentum ratio increases, the breakup of liquid jet is gradually dominated by R-T instability. The local momentum ratio plays an important role in the distribution range of the liquid jet in gas film. When the local momentum ratio is low, the ligaments and droplets caused by the liquid jet are mainly distributed within the range of gas film. As the local momentum ratio increases, part of the ligaments and droplets escape from the range of the gas film. The liquid jet penetrates the gas film when the local momentum ratio is greater than 0.74. The breakup length and the penetration depth are both affected by the local momentum ratio. The breakup length increases with the local momentum ratio increasing. The penetration depth also increases with the local momentum ratio, and the penetration depth increases significantly when the liquid jet penetrates the gas film.

**Keywords:** liquid jet, breakup process, surface wave, gas film

**PACS:** 47.61.Jd, 47.20.Ft, 47.20.Ma, 68.03.-g

**DOI:** 10.7498/aps.70.20201384

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11472303, 11402298), the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11902351), and the National Basic Research Program of China (Grant No. 613239).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [imchengpeng@yeah.net](mailto:imchengpeng@yeah.net)

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: [peakdreamer@163.com](mailto:peakdreamer@163.com)