

喷嘴速度扰动下液体射流的频率响应

周程林¹, 邹建锋¹, 张 阳¹, 叶 麟²

(1. 浙江大学 航空航天学院, 杭州 310027;

2. 正泰集团股份有限公司 数字化技术研究院数字化解决方案部, 杭州 310052)

摘 要: 基于界面捕捉 VOF (volume of fluid) 方法和网格自适应技术, 对圆射流初始破碎过程进行了直接数值模拟, 揭示了不同扰动频率对圆射流表面形态和液丝、液滴结构的响应特性。研究表明: Rayleigh 线性化色散理论可以很好地对当前射流表面波的失稳过程进行解释。当喷嘴扰动频率 (66.6 kHz) 小于理论临界值 95.5 kHz 时, 射流会随着时空演化逐渐失稳, 而当大于临界值时, 表面波振幅会逐渐减弱并逐渐变成光滑状态。表面波不稳定状态下脱落液滴会撞击波节结构, 在其表面留在冲击凹痕; 随着波节振幅不断增大, 液膜发生穿孔式破裂, 进而形成大量脱落的液丝和液滴结构。适当频率的扰动可以减少射流头部的速度波动, 从而减缓射流的雾化进程; 射流表面波的破碎和液核头部的破碎过程共同决定了喷雾场 SMD (Sauter mean diameter) 的大小, 且两者存在相互耦合。

关 键 词: 频率响应特性; 圆射流; 速度扰动; VOF 方法; 表面形态; 液丝; 液滴

中图分类号: V231.2

文献标志码: A

Frequency response of liquid jet under nozzle velocity disturbance

ZHOU Chenglin¹, ZOU Jianfeng¹, ZHANG Yang¹, YE Lin²

(1. School of Aeronautics and Astronautics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China;

2. Digital Technology Research Institute,

CHINT Group Corporation, Hangzhou 310052, China)

Abstract: Based on the VOF (volume of fluid) interface capture method and the dynamic adaptive grid technique, a direct numerical simulation of the breakup process of a circular jet was carried out. The surface morphology of the circular jet and the response characteristics of liquid ligaments and droplets under different disturbance frequencies were revealed. The results showed that Rayleigh linearized dispersion theory can well explain the instability process of jet surface wave. When the nozzle disturbance frequency (66.6 kHz) was less than the theoretical critical value of 95.5 kHz, the jet gradually lost stability with the evolution of time and space. When it was greater than the critical value, the amplitude of surface wave gradually weakened and the liquid core became smooth. When the surface wave was unstable, the falling droplets impacted the nodal structure and impact dents left on its surface; with the increase of nodal amplitude, the liquid film broke through, and then a large number of detached liquid ligaments and droplets were

收稿日期: 2021-05-12

基金项目: 国家自然科学基金 (11372276, 11432013, 11272285)

作者简介: 周程林 (1996—), 男, 博士生, 主要从事液体燃料射流数值模拟研究。

通信作者: 邹建锋 (1977—), 男, 副教授、博士生导师, 博士, 主要从事湍流燃烧数值模拟技术开发及燃料雾化机理研究。

E-mail: zoujianfeng@zju.edu.cn

引用格式: 周程林, 邹建锋, 张阳, 等. 喷嘴速度扰动下液体射流的频率响应[J]. 航空动力学报, 2022, 37(4): 743-754. ZHOU Chenglin, ZOU Jianfeng, ZHANG Yang, et al. Frequency response of liquid jet under nozzle velocity disturbance[J]. Journal of Aerospace Power, 2022, 37(4): 743-754.

formed. Appropriate frequency disturbance can reduce the velocity fluctuation of the jet head and slow down the atomization process of the jet. The breakup of the jet surface wave and the breakup process of the liquid core head determined the size of the SMD (Sauter mean diameter) of spray field, and there existed mutual coupling between them.

Key words: frequency response characteristics; circular jet; velocity disturbance; VOF method; surface morphology; liquid ligament; droplet

液体射流雾化的工程应用十分广泛,例如发动机燃烧室中的燃油雾化、农业喷雾、喷墨打印等^[1-2]。对于发动机而言,液体燃油需要经过雾化过程破碎成小液滴才能实现良好的蒸发、混合以及燃烧。雾化是燃烧过程的初始阶段,对发动机的燃烧性能和污染物排放有重要影响^[3]。

人们很早就意识到了雾化过程的重要性,并开始射流雾化破碎机理的研究。虽然对于液体破碎机理存在湍流扰动说、空穴扰动说、边界突变说和压力振荡说等解释,但这些理论目前只能对实验中所观察到的某一类具体现象做出解释,尚不能完全解决雾化问题。液体表面波不稳定性解释是射流破碎理论中应用最成功的一种^[4]。在理论研究方面,Rayleigh^[5]推导出了真空环境下无黏圆柱射流的液柱表面扰动传播的线性化色散方程,揭示了不同波长的扰动波增长规律,认为射流表面存在一个最大增长速率的扰动波,对应的扰动波长为主导波长。当这个主导扰动波的振幅到达射流半径时,射流会被夹断为液滴颗粒。在Rayleigh线性理论基础上,Weber^[6]考虑了液体黏性影响,推导出了黏性液体射流表面不稳定的色散方程,并且考虑了带有同轴无黏气流的液体射流毛细不稳定性。后来,Reitz等^[7]、Leib等^[8]、Lin等^[9]、Li等^[10]众多学者利用线性化理论对圆柱射流的雾化机理进行了大量的研究工作。

与液体射流表面不稳定性密切相关的是射流的频率特征。前人的色散方程给出了各种情况下造成不稳定性增长的主导波长,为了控制射流的雾化进程,如果人为给定一个外在的扰动,使得该扰动在射流表面产生的波长和主导波长相一致,则该扰动将快速增长,这个扰动频率对应着机械系统的“共振频率”。此外,射流在雾化过程中会形成大量的液丝和液滴。射流破碎时间和随后的液滴尺寸分布从根本上影响后续蒸发和燃烧所需的时间,从而最终改变非稳态放热和压力振荡之间的关键相位差。Rayleigh准则认为,如果与某机理有关的燃烧速率以足够大的幅值振荡,且与

压力振荡的相位差足够小,则该机理可激发不稳定性。因此,可以通过适当控制雾化过程和调节相位差来消除燃烧不稳定性。为了实现这一目标,需要深入了解声扰动对雾化的影响。在存在纵向压力扰动的情况下,喷口处的质量流量也会受到动态影响,动态质量流量对雾化过程有很大的影响。例如,在火箭发动机中,当出现燃烧不稳定现象时,燃烧室产生的高频压力振荡振幅可达稳态燃烧室室压的10%~1 000%,振荡频率从数百赫兹到15 000 Hz以上。人为给定扰动的目的是模拟这样的不稳定过程,为控制这种不稳定过程提供指导。前人在这方面已经展开了大量的研究工作。

在实验方面,Chaves等^[11]利用电荷耦合器件(charge-coupled device, CCD)相机观察到在不同的射流速度(7~75 m/s)、液气密度比、扰动频率(83~500 kHz)和振幅情况下射流呈现出各种不同的形态。李珍妮^[12]采用阴影法研究了低速射流的纵向强迫扰动频率、扰动振幅、射流速度、液体黏性、喷嘴直径对射流破碎长度、主液滴和卫星液滴聚合模型以及形成液滴的粒径等因素的影响,发现破碎长度随着扰动频率先减小后增大,最小破碎长度对应的扰动频率近似为Weber黏性毛细不稳定理论^[6]中的最佳波数对应的“最佳扰动频率”,并且将不同扰动波长下的液滴生成聚合模式分成三类。

在数值模拟方面,Srinivasan等^[13]对不同扰动频率下射流破碎过程进行了仿真模拟,施加的扰动频率范围为40~120 kHz,发现随着扰动频率的增加,速调管效应产生的径向凸起液膜厚度增加,在相同扰动振幅下液滴数目会更多。此外还发现,当扰动频率较高时,脱落液滴会以液滴链的模式(droplet chain regime)出现。Yang等^[14]基于计算流体力学开源软件Gerris研究了射流在高速(50 m/s)条件下不同喷口扰动频率和幅值对射流雾化特性的影响,施加的有量纲频率范围为0~5 000 kHz,并将该射流速度下扰动频率划分为低

频、中频和低频响应,发现在中低频扰动条件下,随着扰动频率的增加,射流破碎长度减小,索太尔平均直径(SMD)增大,而射流在高频扰动条件下的响应特性和无扰动条件类似,解释了射流对高频扰动响应不敏感。刘涛等^[15]引入无量纲参数 Strouhal 数(St),研究了不同 St 值和来流扰动幅度对高速射流(100 m/s)破碎的 SMD 和液滴分布的影响,发现射流破碎长度随着 St 增大先减小后增大, SMD 在 $St=0.3, 0.6$ 时出现了两个峰值。

本文拟采用理论分析与数值计算相结合的方式对喷口不同扰动频率下射流雾化破碎的影响规律以及表面波失稳过程进行研究。施加声扰动的方式有横向扰动和纵向扰动,本文将主要从纵向强迫扰动的角度出发研究不同频率的扰动对射流破碎的影响。这是在文献[16-17]基础上的进一步延续。之前研究了无扰动情况下液体射流破碎的失稳和初始雾化过程,揭示了初始破碎时射流头部的动力学机制。本文在此基础上更加深入地研究在不同扰动频率条件下射流的液核表面形态和液丝、液滴脱落等动态响应特性,这项工作旨在为航空发动机喷嘴优化设计和雾化、燃烧不稳定性控制提供参考。

1 数值方法

1.1 控制方程

气液两相均为不可压缩流体,流动运动的控制方程是 Navier-Stokes 方程,可以写成^[18]

$$\begin{cases} \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \nabla \cdot (2\mu \mathbf{D}) + \sigma \kappa \delta_s \mathbf{n} \\ \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

其中 $\mathbf{u}=(u,v,w)$ 是流体的速度, $\rho=\rho(x,t)$ 是流体的密度, 矢量 $\mathbf{x}=(x,y,z)$ 对应 x,y,z 三个方向空间位置坐标, p 为压力, t 为时间, μ 是动力黏度, $\mathbf{D}$ 是应变张量, 即 $D_{ij} \equiv (\partial_i u_j + \partial_j u_i)/2$, δ_s 为狄拉克分布函数, σ 是表面张力系数, κ 是界面曲率, $\mathbf{n}$ 是界面法向量。

对于两相流, 引进第一相流体的体积分数 $\varphi(x,t)$, 并由此定义密度和动力黏度:

$$\begin{cases} \rho(\tilde{\varphi}) \equiv \tilde{\varphi} \rho_1 + (1 - \tilde{\varphi}) \rho_2 \\ \mu(\tilde{\varphi}) \equiv \tilde{\varphi} \mu_1 + (1 - \tilde{\varphi}) \mu_2 \end{cases} \quad (2)$$

其中 ρ_1 和 ρ_2 分别是第一相流体和第二相流体的密度, μ_1 和 μ_2 分别是第一相流体和第二相流体的动力黏度。 $\tilde{\varphi}$ 的取值通过对函数 φ 应用平滑空间

滤波来构造。

体积分数 $\varphi(x,t)$ 的对流方程可以表示成

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \nabla \cdot (\varphi \mathbf{u}) = 0 \quad (3)$$

对流项和扩散项分别用 Bell-Colella-Glaz 二阶迎风格式和 Crank-Nicholson 格式进行处理, 采用经典的时间分裂投影法对速度场和压力场进行解耦迭代计算。

气液界面采用 VOF (volume of fluid) 界面捕捉技术进行跟踪和重构, 在每个时间步内通过迭代求解动量方程和体积分数方程, 获得网格单元内体积分数的变化, 对气液交界面采用分段线性中值重构法进行重构^[14]。该方法具有二阶精度, 不需要对界面的破碎、融合等现象作特殊的处理, 能够很好地捕捉到尖锐的界面。

1.2 网格测试和算法验证

雾化是一个时空多尺度的物理变化过程, 要想完整地模拟射流液柱演变成液膜、液丝, 直至不同尺度液滴的过程, 对计算资源提出了极大的挑战。倘若在整个计算域采用均匀网格, 其需要非常大的网格计算量。因此本文在射流雾化流体动力学求解器的基础上加入了自适应网格生成技术。基于经典二叉树/八叉树算法来自适应求解偏微分方程组, 依据流动结构的空间和时间演变特征, 在每个时间步上对网格进行动态细化, 网格可以在需要高分辨率的界面附近精细布置, 而在其他区域则可以采用更低的分辨率。基于树的网格细化和粗化方法在处理复杂固体边界或者界面演化问题具有显著优势。

在研究扰动作用射流破碎过程之前, 首先对不加扰动的圆射流基本算例进行了仿真计算, 以对计算网格精度和程序算法的可靠性进行验证。基本算例的物理设置为一股液态柴油从直径 $d=100 \mu\text{m}$ 圆柱孔中喷射至静止高压气体, 柴油和静止气体的属性如表 1 所示。整个三维计算域大小为 $10d \times 10d \times 30d$, 如图 1 所示。液体射流的方向沿着 x 轴正向, 计算域左侧入口采用速度边界条件, 右侧出口采用出口边界条件, 四个侧面采用对称边界条件。

为了进行网格收敛性分析, 选取三种不同的网格分辨率进行测试, 三种网格的最大尺度阈值均为 0.125 mm , 最小网格尺度如表 2。给出了算例 3 (网格分辨率为 $0.98 \mu\text{m}$) 自适应网格平面分布, 如图 2 所示。可以清晰地看到在气液界面附近网格逐层加密 (颜色较深), 而对于周围气体区

表 1 气体和液体的流动条件

Table 1 Flow conditions of liquid and gas

流体	速度/(m/s)	密度/(kg/m ³)	动力黏度/10 ⁻⁵ (Pa·s)	σ /(N/m)	圆柱孔直径/ μm	压力/MPa
液体	30	848	287.00	0.03	100	
气体	0	34.5	1.97			3

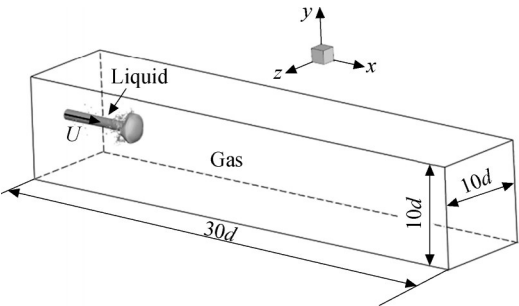


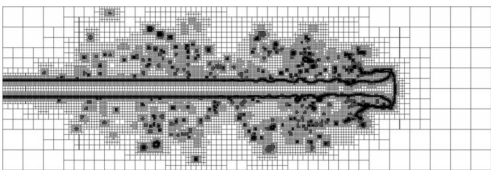
图 1 计算域示意图

Fig.1 Schematic diagram of computational domain

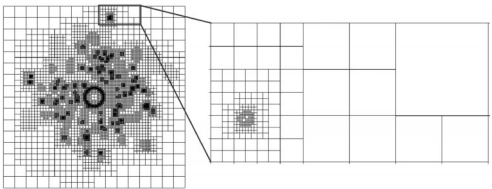
表 2 最小网格分辨率

Table 2 Minimum grid resolution

算例	最小分辨率/ μm
1	3.90
2	1.95
3	0.98



(a) 正视图

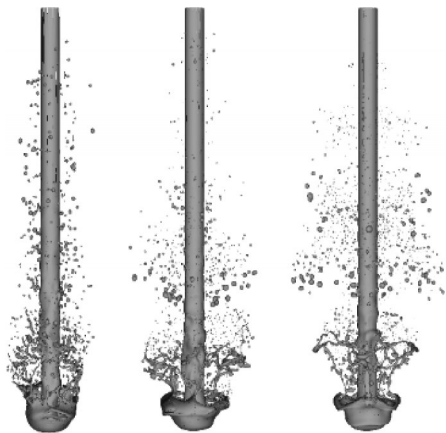


(b) 侧视图

图 2 网格自适应细化示意图

Fig.2 Schematic of the adaptive grid refinement

域网格分布较为稀疏。图 3 对比了 $t=72\ \mu\text{s}$ 时刻三种网格分辨率下圆射流破碎的可视化分布。可以发现,采用越精细的网格尺寸,雾化结构包括液柱表面液膜、液丝、液环、大小尺度液滴等被刻画得越完整。特别是在算例 2 和算例 3 两种情况下,在液柱上游成功捕捉到了许多细小液丝,相互交织并缠绕在液柱周围,形成了液环。与此同时,



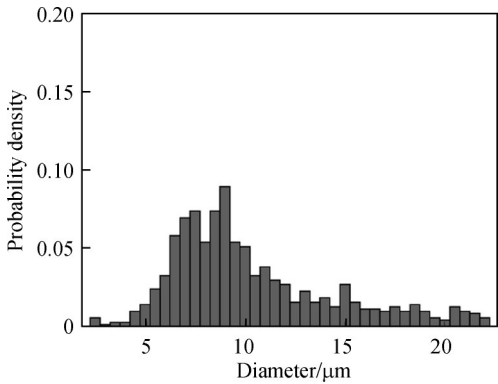
(a) 算例1 (b) 算例2 (c) 算例3

图 3 三种网格下射流总体形状的对比($t=72\ \mu\text{s}$)

Fig.3 Comparisons of overall jet shape under three sets of grid ($t=72\ \mu\text{s}$)

在气液相对速度差作用下液柱头部表面出现了波动条纹。

图 4 定量对比了不同算例下液滴直径的概率密度分布。从峰值点位置可以看出,算例 1 对应的液滴直径集中在 $8\ \mu\text{m}$ 附近,算例 2 对应的液滴直径集中在 $4\ \mu\text{m}$ 附近,而算例 3 对应的液滴直径集中在 $2\ \mu\text{m}$ 附近,与文献[19]结果吻合较好,这说明细化网格有助于增强对小尺度液滴结构的捕捉能力。此外,表 3 对比了 SMD 结果,算例 2 和算例 3 两种网格分辨率下 SMD 数值与文献相对误差均不超过 6%,而算例 1 与文献相对误差超过了 20%。综合考虑,采用最小网格尺度为 $0.98\ \mu\text{m}$



(a) 算例1

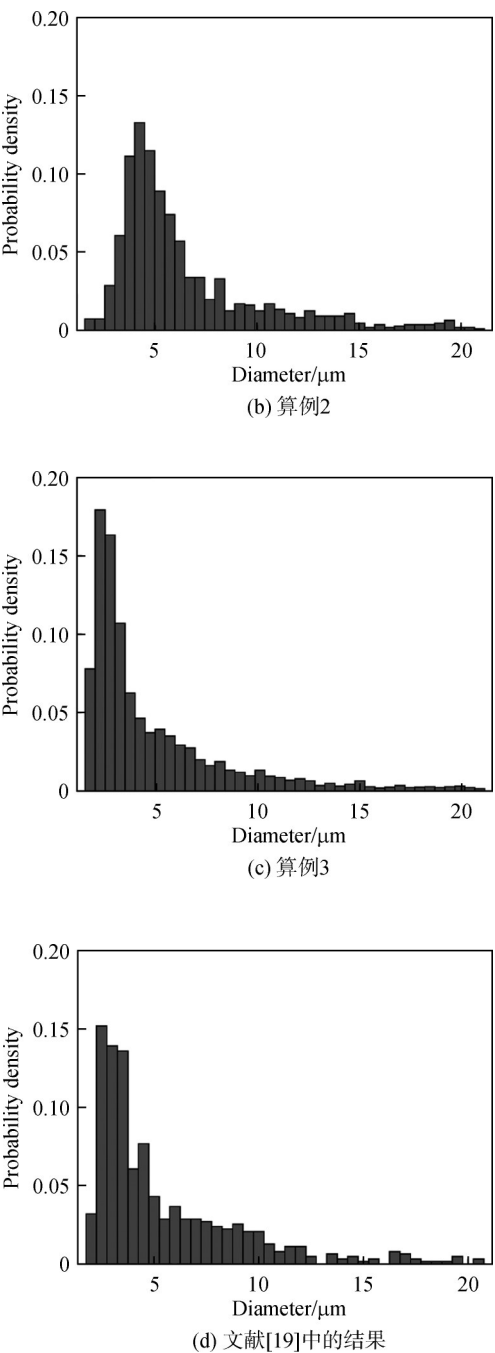


图 4 不同算例下液滴的概率密度分布对比
Fig.4 Comparison of droplet probability density distributions in different cases

表 3 不同算例下的 SMD 对比

Table 3 Comparison of SMD in different cases		
算例	SMD/ μm	相对误差/%
1	13.1	21.3
2	11.4	5.6
3	11.1	2.8
文献[19]	10.8	

可以较为准确地模拟和捕捉射流雾化破碎的流场细节,因此本文所有的模拟计算都是采用此网格尺度。

此外,为了验证本文采用的数值方法对射流破碎过程中表面张力的精确捕捉,本文模拟了一无限长液体射流在受到微小初始扰动作用下的破碎过程,液体射流和周围气体的物性参数采用水和空气。计算域为一单元立方体,计算域的边长采用无量纲,原点定义在立方体中心,对称边界条件适用于 $x=\pm 1/2,y=-1/2,z=-1/2$,因此仅模拟 1/4 射流, $y=1/2$ 和 $z=1/2$ 定义为出流(outflow)边界条件。

射流的初始形状由半径 r 给出

$$r(x)=r_0\{1+\epsilon\sin[k(x+1/2)]\}\tag{4}$$

其中无扰动射流半径 $r_0=0.2$, 扰动波数 $k=\pi$, 相对扰动振幅 $\epsilon=0.02$ 。

液体和环境气体的密度分别为 998 kg/m^3 和 1.2 kg/m^3 , 不考虑液体和气体的黏性。界面径向最大位置和最小位置的相对变形分别为 $(r_{\text{max}}-r_0)/(r_0\epsilon)$ 和 $(r_0-r_{\text{min}})/(r_0\epsilon)$, 使用 Rayleigh 线性化理论中的参考时间尺度 $t_\sigma=(\rho r_0^3/\sigma)^{1/2}$ 对时间进行无量纲化。为了与线性稳定性分析得到的解进行比较,速度场被初始化为 $\boldsymbol{u}_0=\nabla\phi$, 其中 $\phi=B\text{J}_0(ikr)\sin(kx)$, J_0 表示零阶第一类贝塞尔函数, $B=-\frac{\epsilon r_0\beta}{ik\text{J}_1(ikr_0)}$, J_1 表示一阶第一类贝塞尔函数。图 5 显示了接近分离点时模拟结果,图中 t_{non} 为无量纲时间。

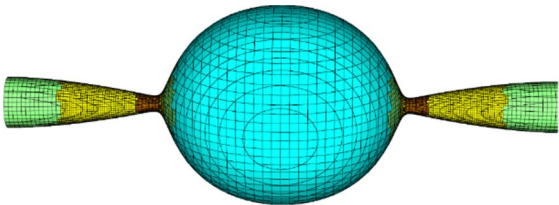


图 5 表面张力作用下射流的收缩
($t_{\text{non}}=11.85$)

Fig.5 Contraction of the jet under surface tension
($t_{\text{non}}=11.85$)

初始扰动演化的结果图 6 所示,数值结果与 Rayleigh 线性化理论解吻合得很好,表明本文采用的数值模型可以准确模拟射流不稳定破碎现象。

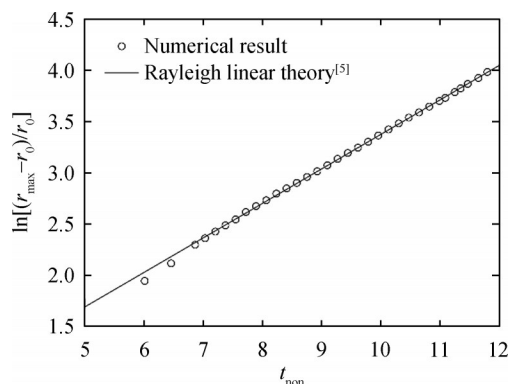


图6 理论与模拟结果的对比

Fig.6 Comparison of theoretical and simulated results

2 计算参数

本文主要研究圆射流入口处有外加强迫扰动时雾化破碎的动态响应规律,在基本算例(表1)的基础上给喷口处的液体速度施加一个流向强迫正弦扰动:

$$u = u_0 [1 + u'_n \sin(2\pi ft)] \quad (5)$$

其中 u 表示喷口注射速度, u_0 为未施加扰动时的入射速度, u'_n 为速度扰动振幅, f 为扰动频率。Yang 等^[14]在研究低速射流扰动时发现,当 u'_n 从 2% 增长到 7% 时,射流破碎长度近似呈线性下降,而主液滴尺度基本保持不变。由于本文主要侧重于扰动频率的相应研究, u'_n 固定取为 5%。

为了选取合适的扰动频率,引入了 Rayleigh 线性化色散理论^[5], Rayleigh 在 1878 年用线性化理论推导出了不可压缩无限长无黏射流表面扰动发展的色散方程,揭示了不同波长的扰动波增长速率不同,射流表面存在一个最大增长速率的扰动波,对应的扰动波长为主导波长。当这个主导扰动波的振幅到达射流半径时,射流夹断为一颗颗液滴。并运用理论的方式推导出了产生液滴的直径和射流贯穿距离。此理论的假设条件总结为以下三点:①液体射流在空气中初始静止,为不可压缩无限长圆射流;②忽略射流和空气的黏性;③不考虑重力,其方程形式如下:

$$\beta^2 = \frac{\sigma k}{\rho r_0^2} (1 - k^2 r_0^2) \frac{I_1(kr_0)}{I_0(kr_0)} \quad (6)$$

其中 $\beta = \beta_r + i\beta_i$, β_r 是扰动增长速率, β_i 是扰动振荡频率,波数 $k = 2\pi/\lambda$, λ 为扰动波长, $I_0(x)$ 和 $I_1(x)$ 分别表示零阶和一阶第一类修正贝塞尔函数。当长波扰动 $k < 1/r_0$ 时,射流扰动增长速率大于零,射流会发生失稳;而当短波扰动 $k \geq 1/r_0$ 时,

射流表面毛细管收缩受限制,因而射流不会发生失稳现象;射流失稳临界波长 $\lambda_{\text{critical}} = 2\pi r_0$ 。本文算例对应的理论射流临界扰动频率 $f_{\text{critical}} = u_n/\lambda_{\text{critical}} = 95.5$ kHz, 即当喷口扰动频率 $f < 95.5$ kHz 时,射流表面波幅值逐渐增大,可能导致射流失稳;当 $f > 95.5$ kHz 射流表面波的幅值逐渐衰减,射流保持稳定状态。图 7 给出了射流表面扰动增长率随无量纲波数 kr_0 的变化规律,可以看出在 $kr_0 = 0.697$ 时,扰动增长速率达到最大,此时射流表面波最不稳定,对应本文的喷口扰动频率为 $f_{\text{max}} = 0.697u/(\pi D) = 66.6$ kHz。与本文的计算条件和参数相比,一方面本文的射流和空气存在黏性,第二射流存在速度并且不是无限长射流,因此本文数值计算选取的扰动频率范围扩大到 0~3 000 kHz 之间,侧重研究包括线性理论扰动增长最大频率在内的六种工况(如表 4)。

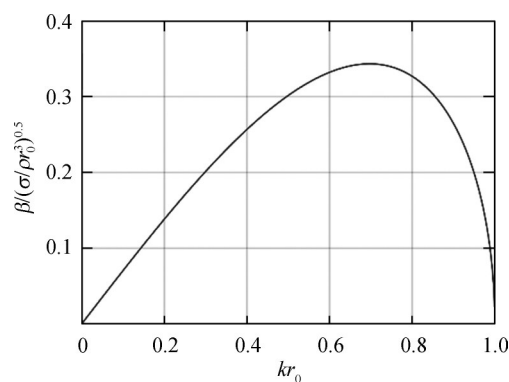


图7 表面波增长率随波数的变化

Fig.7 Variation of surface wave growth rate with wave number

表4 六种工况下的扰动频率大小

Table 4 Disturbance frequency in six cases

工况	扰动频率/kHz	工况	扰动频率/kHz
1	30	4	450
2	66.6	5	600
3	300	6	1 500

3 结果与讨论

3.1 扰动作用下射流表面形态的响应

一定速度射流从喷口射出时,射流头部受到周围静止气体的阻隔撞击,其头部会向后卷起,进而形成蘑菇状,如图 8 所示是施加不同扰动频率时射流头部的蘑菇状结构(选取了 $t = 8, 15, 38 \mu\text{s}$ 三个时刻)。不同扰动频率射流从喷口射出后在

液柱表面会产生波节结构。这是由于速调管效应导致的。速度快的射流与速度慢的射流在液柱中相互追赶和碰撞,使得一部分液体被“挤”出了液柱,从而形成了表面波节结构。在射流发展初期阶段($38\text{ }\mu\text{s}$ 以内),随着扰动频率增大,波节与波节之间表面波长逐渐减小;值得注意的是在 66.6 kHz 和 300 kHz 低频率扰动下波节振幅尤为明显,而当扰动频率增加到 600 kHz 和 $1\,500\text{ kHz}$ 时液柱表面波振幅逐渐衰减,逐渐恢复至无扰动光滑状态。当射流扰动频率较大时($600\sim 1\,500\text{ kHz}$),射流表面波扰动增长速率会逐渐衰减,射流并不会失稳,这与 Rayleigh 线性化色散理论分析一致,这也佐证了当前计算结果的可靠性。

但对于 300 kHz 扰动频率来说,在射流发展初期阶段,液柱表面出现的周期性波节也较为明显,尚不能明显看出表面波幅值逐渐衰减的迹象,因此有必要进一步观察表面波随时空演化趋势。如图 9 展示了在 $50\sim 110\text{ }\mu\text{s}$ 时间内射流表面波演化情况。可以明显观察到射流表面波的振幅逐渐减小,液柱前半部分的波动已经基本观察不到,并且出现了光滑段(如图 9(c)红色虚线框)。由此说明 300 kHz 外加强迫扰动频率依然是稳定的射流扰动, Rayleigh 线性化色散理论可以很好地对当前低速射流扰动的演化规律进行合理解释。

为了进一步阐明喷口扰动频率与射流表面波形态之间动态响应过程,对射流表面波理论最不稳定频率 66.6 kHz 情况进行讨论,如图 10 所示。可以明显观察到由喷口扰动频率引起的射流表面波振幅逐渐增大(如图 10(c)红色虚线框),相较于相同时刻的图 9,射流的失稳特性明显增强,通过与周围气体相互作用,射流前半部分出现了大面积尺度差异的液丝和液滴,它们与中心半径衰减的液核结构交缠、碰撞、环绕在一起,这使得射流界面变得十分复杂,已经无法保持完整的液柱形状(如 $110\text{ }\mu\text{s}$ 时刻),进而随着时空的演化推进,射流会逐渐断裂、破碎成大小尺度的液滴。

综上对表面波形态的分析,表明由喷口扰动频率引起的射流表面波存在稳定和 unstable 两种模式,当喷口扰动频率(66.6 kHz)小于临界值 95.5 kHz 时,射流会随着时空发展逐渐失稳;而当大于临界值时(如 300 kHz),尽管在有些频率下射流发展初期阶段,液柱表面波节结构会比较明显,但随着射流不断向前推进,表面波振幅会逐渐减弱,最后接近光滑表面。这说明了 Rayleigh 线性化色散理论可以很好地对本文圆射流的表面波形态的动态响应过程进行解释,从理论上验证了本文计算结果的准确性。

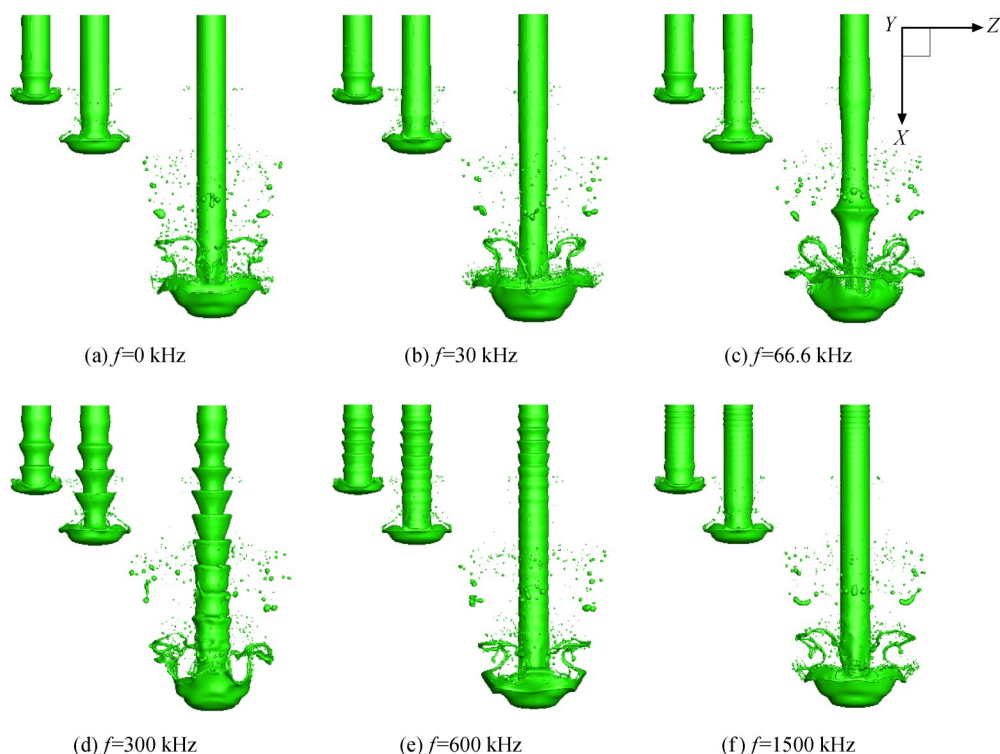
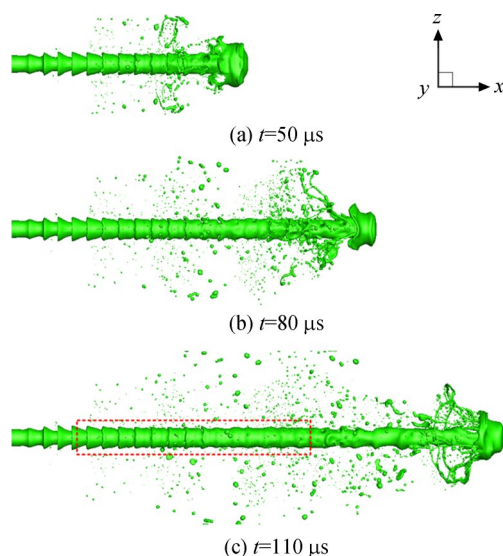
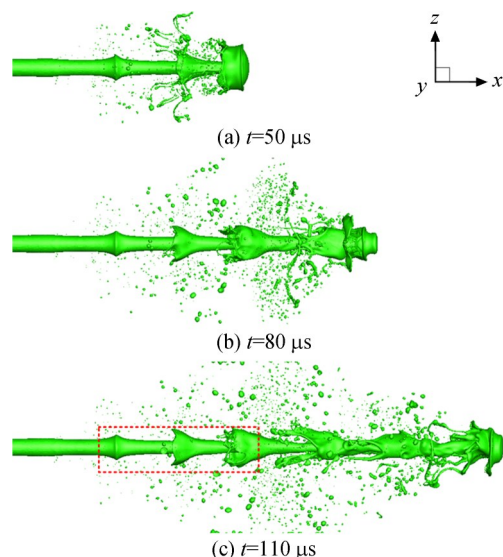


图8 不同频率下射流雾化初始过程的比较($t=8, 15, 38\text{ }\mu\text{s}$)

Fig.8 Comparison of the initial process of jet atomization at different frequencies ($t=8, 15, 38\text{ }\mu\text{s}$)

图9 射流表面波的演化 ($f=300$ kHz)Fig.9 Evolution of jet surface waves ($f=300$ kHz)图10 射流表面波的演化 ($f=66.6$ kHz)Fig.10 Evolution of jet surface waves ($f=66.6$ kHz)

3.2 液丝和液滴结构特性的响应

文中第3.1节中通过理论和数值计算阐述了射流表面形态对不同喷口扰动频率的响应特性,在射流表面波失稳的过程中,其形态主要受到表面张力主导,线性理论可以定性解释液柱表面波增长或衰减的现象,但它还远不能对射流破碎现象进行解释,这是因为射流破碎是气动力、表面张力、黏性力、密度差等许多因素耦合作用的结果^[20]。

如图11所示是扰动频率为66.6 kHz时液柱表面单个波节结构随时间的变化,不稳定的扰动频率导致波节振幅在向下游发展过程中逐渐增

大,进而不断地与周围大小尺度的液滴和液丝发生相互碰撞,加速了表面波的失稳。图中红色实线椭圆和黑色虚线椭圆表示了不同位置液滴撞击波节表面而留下许多大大小小的凹痕(如图11(a)、图11(b)、图11(c)),撞击后的凹痕液膜表面会变薄(如图11(d)),在表面张力的作用下,凹坑里的液体逐渐向周围扩张(如图11(e)),最终导致波节局部表面被撕裂,形成了破洞(如图11(f))。随着射流继续向下游运动,在气液速度差作用下破洞边缘的液膜会断裂成液丝结构(如图11(g)、图11(h)),断裂液丝在气动力和表面张力作用下最终破碎成液滴。由此可知,不稳定扰动频率下界面波上液丝和液滴的脱落是由于大量液滴撞击了扰动增长的波节表面,导致了液膜穿孔式破碎,表面波的振幅越大,液滴撞击的频率越高,造成界面波更快失稳,进而形成了大量脱落的液丝和液滴结构。该过程与射流头部与周围气体撞击形成蘑菇状结构进而脱落成液丝液滴的过程相耦合,共同决定了整个射流的破碎过程。

图12给出了不同扰动频率下沿射流轴向的速度分布,其中图12(a)是射流中间截面上速度场分布,图12(b)是对应三维射流形状和气液界面上速度分布。可以看出,喷口速度扰动频率对液柱表面和头部的形态均产生了明显影响,表面波的振幅随扰动频率增大先逐渐增大后又减小,最后接近于无扰动状态。液柱表面波节区域均会出现一个高速区,脱落的液丝和液滴的速度小于液核的速度,相对于液核向上游运动。当扰动频率为66.6 kHz的时候,可以观察到液核表面波动最为剧烈,液核表面出现明显的液丝脱落现象,且射流头部尺寸明显小于其他工况,这是因为喷口处的不稳定扰动使得表面波振幅增长更快,液核头部受到的干扰更大。当喷口扰动频率为300 kHz时,相比较66.6 kHz表面波的振幅更小,液核表面观察不到明显的液丝脱落现象。从喷口扰动频率从450 kHz开始,仅仅可以观察到喷口附近的液核表面存在波动,轴向速度的波动范围越来越小,液丝液滴脱落过程接近于无扰动工况。

为了进一步说明喷口扰动频率对射流头部液丝和液滴脱落的影响,由图12可以看出扰动频率为66.6 kHz和300.0 kHz对射流头部形态影响较大,其余工况头部形状均接近于无扰动,这是因为喷口产生的表面波在射流头部几乎已经观察不到,因此头部液丝和液滴脱落现象受喷口扰动的

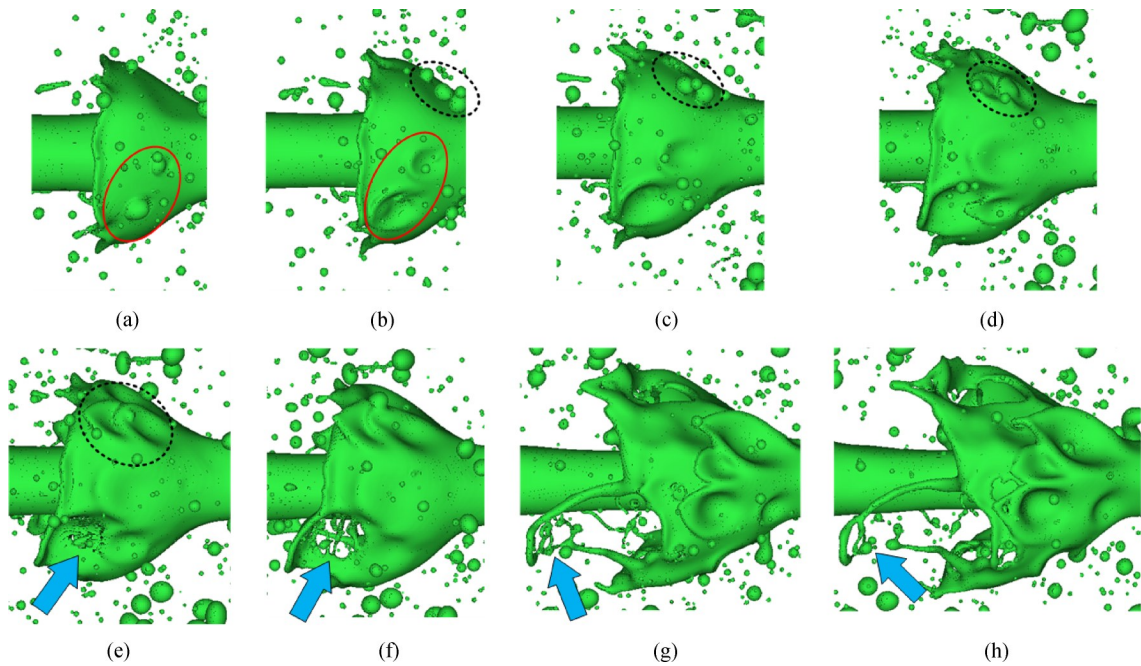


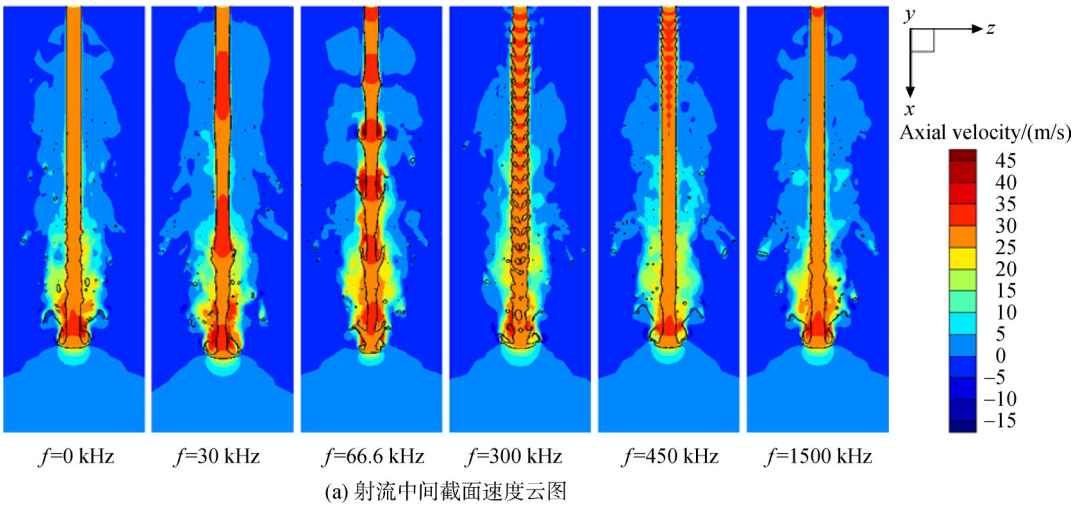
图 11 液滴撞击表面波过程
Fig.11 Process of droplet impacting surface wave

影响已经很小。实际上,如果进一步增大计算时间和计算域,300 kHz 的扰动会逐渐衰减,在后期对头部的影响会逐渐减弱,而 30 kHz 的扰动会逐渐增长,在后期对头部的影响会逐渐增强,这将在未来的工作中进行讨论。

图 13 中给出了喷口扰动频率为 66.6 kHz 和 300 kHz 时射流头部随时间的形态变化过程,选取了四个物理时刻 $t=20, 40, 60, 80\ \mu\text{s}$ 射流头部形态的快照,可以看出由于喷口扰动频率对头部的干扰,射流头部的演化已经不是一个准稳态过程,没有出现规律的环状液丝和条带状液丝周期性脱落的现象,头部受液核表面波和前端静止气体撞击的耦合作用,形状出现了不规则的变化现

象,如图 13 中 $60\ \mu\text{s}$ 和 $80\ \mu\text{s}$ 时,两种频率的扰动下的射流头部形状明显不同,进而影响液丝和液滴从头部脱落的频率。

为了阐明液核波动和头部破碎的耦合作用对射流整体雾化进程的影响,图 14 表示了不同扰动频率下从液核脱落的液滴总体积示意图。在扰动频率从 30~1 500 kHz 变化时,脱落的液滴总体积呈现先减小后增大的趋势,说明适当频率的扰动可以减缓雾化进程,在扰动频率为 300 kHz 的时候,脱落液体的总体积最小,这可能是由于液核波动对射流前缘流场的局部影响比较大,使得射流前缘附近的流场空间分布不均匀性降低,从而使破碎过程更加平缓,可以从图 12(a)中的速度云



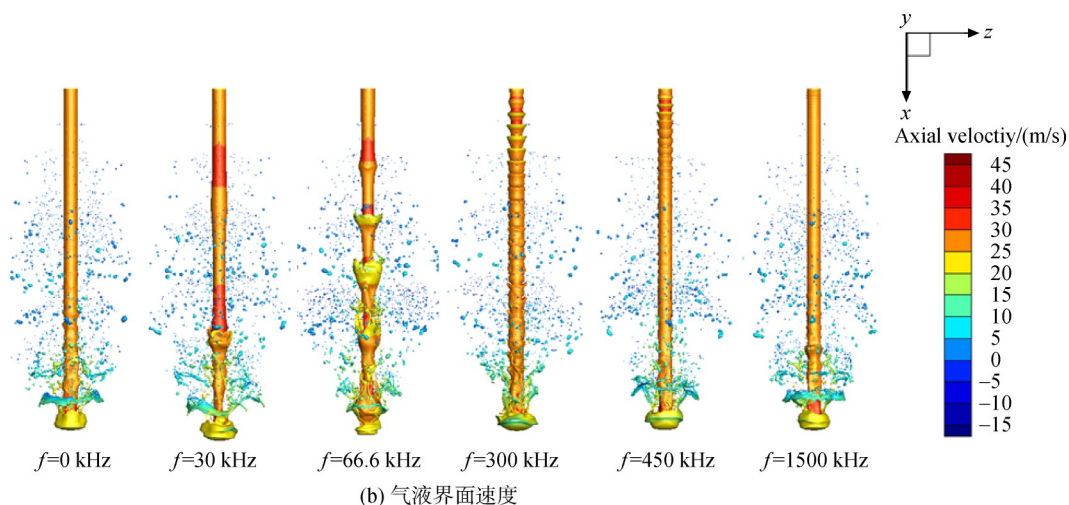
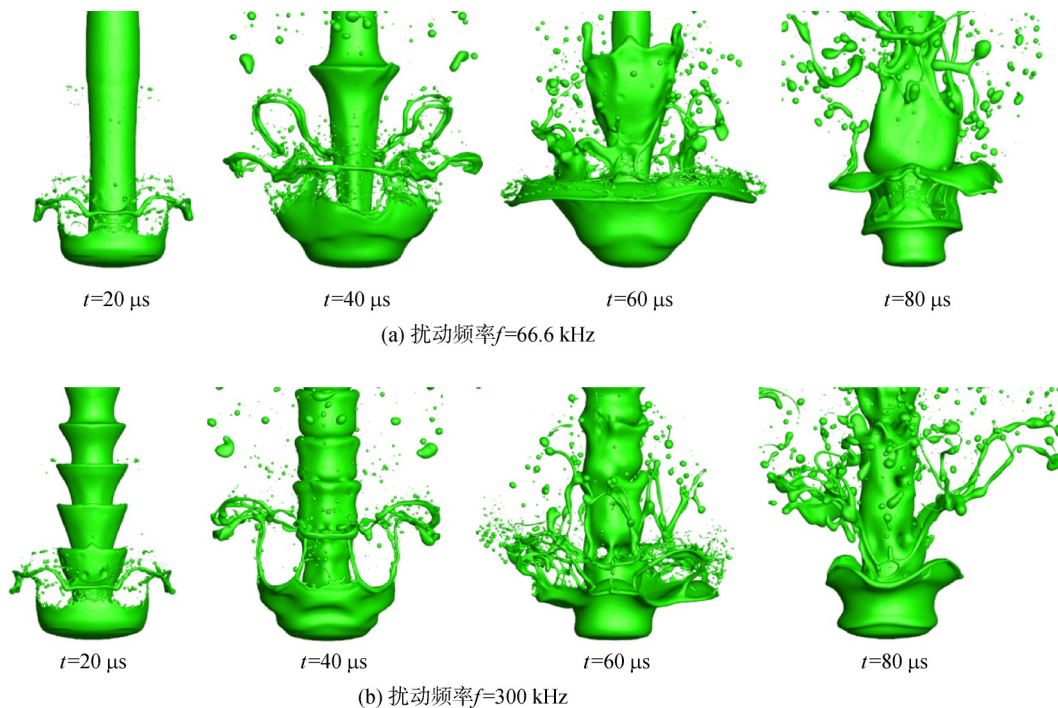
图 12 沿射流轴向的速度分布 ($t = 93 \mu\text{s}$)Fig.12 Velocity distribution in the axial direction of jet ($t = 93 \mu\text{s}$)

图 13 射流头部随时间的演化

Fig.13 Evolution of jet head with time

图中看出,相比较其他扰动频率,300 kHz 工况对应的射流头部附近液核的速度明显更加均匀,没有出现较大的速度波动。此外,300 kHz 频率的扰动振幅较小,后期出现衰减,从界面波上脱落的液丝和液滴远小于不稳定扰动情况,而对于高频扰动,喷口扰动传播距离较短,射流头部受喷口扰动的影响越来越小,因为高频扰动下头部脱落的液丝液滴体积又会接近于无扰动工况。

图 15 给出了 SMD 随不同扰动频率的变化,在扰动频率比较低时($f=30 \sim 150 \text{ kHz}$),SMD 随着扰动频率的增大而增大。文献[14]中推测的原因是在扰动的作用下射流表面出现了更多的波状结构,由于射流速度较高和黏性剪切效应以及大量液滴撞击波状结构,液丝更容易从这些波状结构中脱落(如图 11 所示),更高的扰动频率在射流表面产生的表面波波长更短,波节个数更多,因此

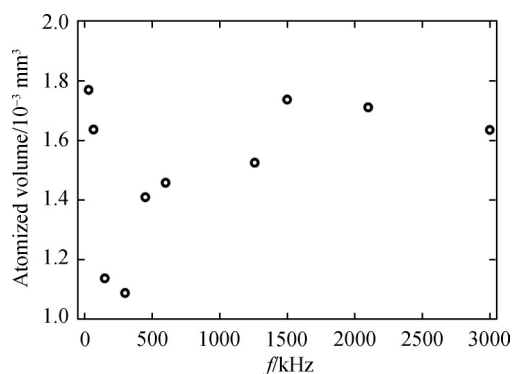
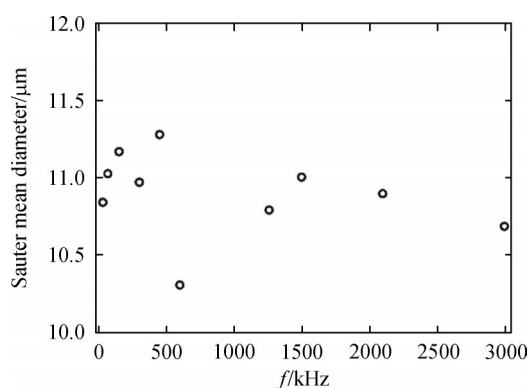
图14 不同扰动频率下脱落的雾化液滴体积($t=93\ \mu\text{s}$)Fig.14 Atomized droplets volume for different perturbation frequencies ($t=93\ \mu\text{s}$)

图15 扰动频率对SMD的影响

Fig.15 Effect of disturbance frequency on SMD

高频扰动能够产生更多的液丝结构,而液丝结构的直径要大于液滴,因此导致了更大的SMD。根据图13的结果,喷口处一定频率的扰动对射流头部的破碎过程会产生比较大的影响,因此文献[14]中的结论还有待进一步讨论。扰动频率在150~1500 kHz时,SMD随频率变化呈现振荡的趋势,这可能是因为继续增大喷口扰动频率后,射流表面波振幅出现衰减,射流表面波结构生成液丝的数量减少,此外此范围内的扰动对液核头部液丝脱落的影响不可忽视。如图13中扰动频率为66.6 kHz和300.0 kHz的情形,由射流头部脱落的液丝结构明显不同,这两种效应的耦合作用造成了此范围内的SMD变化随频率的增加出现了振荡的现象,在扰动频率大于1500 kHz时,SMD随频率的增大变化非常小,在射流表面基本看不到明显的波状结构。SMD是液核表面波脱落的液丝液滴和射流头部脱落的液丝液滴共同作用的效果,而一定频率的喷口扰动又会影响到射流头部的破碎过程,两者相互耦合,形成很强的非线性特性,图15中SMD除600 kHz的扰动频率外,变

化范围较小,这可能是由于计算的喷射时间还未达到射流破碎准稳态过程,一些特性还没有完全激发出来,后续将继续加大计算域和增大计算时间,剖析两者的耦合效果对射流整体破碎特性的影响。

4 结论与展望

本文对喷口速度扰动的圆射流雾化破碎过程进行了直接数值模拟,研究了射流表面形态和液丝、液滴脱落对不同扰动频率的动态响应特性。主要结论如下:

1) 喷口速度扰动频率影响了液核表面波的时空增长。在较低频扰动($f=30, 66.6\ \text{kHz}$)下液核表面波振幅逐渐增大,而在高频扰动($f=300\sim 3000\ \text{kHz}$)下液核表面波逐渐衰减,且扰动频率越高,射流破碎过程越接近无扰动状态。表面波的这一演化规律与Rayleigh线性化色散理论可以很好地契合。

2) 射流表面波振幅的大小直接影响到液丝和液滴撞击表面波的频率。振幅越大,撞击频率越高,从而加快表面波破碎成液丝和液滴的进程。此过程与射流头部破碎过程相互耦合,共同决定了喷雾场SMD大小。

3) 喷口处适当频率的扰动会使得射流头部速度分布更加均匀,从而减缓射流头部的雾化进程。

接下来将着重研究喷口产生的扰动与射流头部扰动的耦合机理,并考虑射流速度的增大造成的非线性效应增强的机理,更深入地研究喷口扰动频率对射流破碎的影响,从而指导设计出更高效的雾化喷嘴和控制发动机燃烧过程中的热声不稳定过程。

参考文献:

- [1] SHINJO J, UMEMURA A. Detailed simulation of primary atomization mechanisms in diesel jet sprays (isolated identification of liquid jet tip effects)[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2011, 33(2): 2089-2097.
- [2] LIN S E, RUSCHAK K R. Breakup of liquid sheets and jets [M]. New York: Cambridge University Press, 2003.
- [3] 王振国. 液体火箭发动机燃烧过程建模与数值仿真[M]. 北京: 国防工业出版社, 2012.
- [4] 曹建明. 液体喷雾学[M]. 北京: 北京大学出版社, 2013.
- [5] RAYLEIGH L. On the instability of jets[J]. Proceedings of the London Mathematical Society, 1878, 1(1): 4-13.
- [6] WEBER C. Zum zerfall eines flüssigkeitsstrahles[J]. Journal

- of Applied Mathematics and Mechanics, 1931, 11(2):136-154.(in German)
- [7] REITZ R D, BRACCO F V. Mechanism of atomization of a liquid jet[J]. The Physics of Fluids, 1982, 25(10):1730-1742.
- [8] LEIB S J, GOLDSTEIN M E. Convective and absolute instability of a viscous liquid jet[J]. The Physics of Fluids, 1986, 29(4):952-954.
- [9] LIN S P, KANG D J. Atomization of a liquid jet[J]. The Physics of Fluids, 1987, 30(7):2000-2006.
- [10] LI X, CHEN T. Liquid jet atomization in a compressible gas streams[J]. Journal of Propulsion and Power, 1999, 15(3):369-376.
- [11] CHAVES H, OBERMEIER F, SEIDEL T. Fundamental investigation of the disintegration of a sinusoidally forced liquid jet[C]//Eighth International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems. Pasadena, US: ICLASS, 2000: 1018-1025.
- [12] 李珍妮. 纵向扰动控制下液体射流破碎机理的研究[D]. 天津: 天津大学, 2015.
- LI Zhenni. Investigation on the breakup mechanism of the liquid jet under longitudinal disturbance[D]. Tianjin: Tianjin University, 2015.(in Chinese)
- [13] SRINIVASAN V, SALAZAR A J, SAITO K. Modeling the disintegration of modulated liquid jets using volume-of-fluid (VOF) methodology[J]. Applied Mathematical Modelling, 2011, 35(8):3710-3730.
- [14] YANG X, TURAN A. Simulation of liquid jet atomization coupled with forced perturbation[J]. Physics of Fluids, 2017, 29(2):022103.1-022103.12.
- [15] 刘涛, 任文文, 赵家权. 纵向受迫扰动下直喷雾化特性数值模拟[J]. 内燃机学报, 2019, 37(4):359-366.
- LIU Tao, REN Wenwen, ZHAO Jiaquan. Numerical simulation of direct atomization characteristics coupled with longitudinal forced disturbance[J]. Transactions of CSICE, 2019, 37(4):359-366.(in Chinese)
- [16] 李霄月, 邹建锋, 张阳, 等. 液体射流首次破碎的直接数值模拟及动力学过程分析[J]. 推进技术, 2018, 39(7):1529-1539.
- LI Xiaoyue, ZOU Jianfeng, ZHANG Yang, et al. Direct numerical simulation and dynamics analysis of primary breakup in liquid jet[J]. Journal of Propulsion Technology, 2018, 39(7):1529-1539.(in Chinese)
- [17] 陈潜, 邹建锋, 周程林, 等. 流向强迫作用下的液体初始雾化机制及动力学特征[J]. 推进技术, 2020, 41(2):353-361.
- CHEN Qian, ZOU Jianfeng, ZHOU Chenglin, et al. Initial atomization mechanism and dynamic characteristics of liquid with forced perturbation[J]. Journal of Propulsion Technology, 2020, 41(2):353-361.(in Chinese)
- [18] POPINET S. An accurate adaptive solver for surface-tension-driven interfacial flows[J]. Journal of Computational Physics, 2009, 228(16):5838-5866.
- [19] SHINJO J, UMEMURA A. Simulation of liquid jet primary breakup: dynamics of ligament and droplet formation[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2010, 36(7):513-532.
- [20] LEFEBVRE A H, MCDONELL V G. Atomization and sprays[M]. Boca Raton, US: CRC Press, 2017.

(编辑: 陈越)