

液体中心式同轴离心喷嘴液膜破碎特性仿真研究^{*}

楚威, 李修乾, 仝毅恒, 聂万胜, 姜传金, 任永杰

(航天工程大学 宇航科学与技术系, 北京 101416)

摘要: 为了实现对不同工况下液体中心式同轴离心喷嘴液膜破碎特性的数值模拟研究, 采用网格自适应加密技术、耦合的 Level-set 和 Volume of Fluid (CLSVOF) 方法对气液界面进行捕捉, 利用改进延迟分离涡模拟 (IDDES) 方法模拟湍流。分析了液膜的破碎模式、喷雾锥角、破碎长度以及流场特性。通过观察分析得到: 随着气液相互作用的增强, 液膜破碎模式依次经历主导表面波发展导致的液膜破碎、Rayleigh-Taylor (R-T) 和 Kelvin-Helmholtz (K-H) 不稳定性引起的液膜破碎, 以及气动破碎模式。随着气液动量通量比 (Momentum Flux Ratio, MFR) 的增大, 喷雾锥角和破碎长度逐渐减小且呈渐进趋势, 发现无量纲喷雾锥角和破碎长度均与 $MFR^{-1/4}$ 成正比例关系。相同液膜破碎模式而不同工况时, 主要流场特征一致。

关键词: 液体中心式同轴离心喷嘴; 改进延迟分离涡模拟; CLSVOF 方法; 破碎模式; 动量通量比

中图分类号: V434 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2021) 07-1522-12

DOI: 10.13675/j.cnki. tjjs. 200656

Numerical Study on Breakup Characteristics of Liquid Film of Liquid-Centered Swirl Coaxial Injectors

CHU Wei, LI Xiu-qian, TONG Yi-heng, NIE Wan-sheng, JIANG Chuan-jin, REN Yong-jie

(Department of Aerospace Science and Technology, Space Engineering University, Beijing 101416, China)

Abstract: In order to numerically study breakup characteristics of the liquid film of liquid-centered swirl coaxial (LCSC) injectors under different operating conditions, the adaptive mesh refinement technology and coupled level-set and volume of fluid (CLSVOF) method were adopted to capture the gas-liquid interface, and the improved delayed detached eddy simulation (IDDES) was used to simulate turbulence. The break-up mode of the liquid film, spray angle, break-up length, and flow characteristics were analyzed. With the enhancement of the gas-liquid interaction, the break-up of the liquid film is mainly caused by the dominant surface waves, Rayleigh-Taylor (R-T) and Kelvin-Helmholtz (K-H) instability, and air-blasting breakup. With the increase of the gas-liquid momentum flux ratio (MFR), the spray angle and break-up length gradually decrease and show a gradual trend. It is found that the dimensionless spray angle and break-up length are proportional to $MFR^{-1/4}$. Although the operating conditions are different, the main flow characteristics are similar when the break-up mode of the liquid film is the same.

Key words: Liquid-centered swirl coaxial injector; IDDES; CLSVOF method; Break-up mode; Momentum flux ratio

^{*} 收稿日期: 2020-08-29; 修订日期: 2020-10-28。

基金项目: 国家自然科学基金 (51806246; 51876219)。

作者简介: 楚威, 博士生, 研究领域为喷雾燃烧领域。E-mail: c_w1996@163.com

通讯作者: 仝毅恒, 博士, 讲师, 研究领域为喷雾燃烧领域。E-mail: yiheng_tong@sina.com

引用格式: 楚威, 李修乾, 仝毅恒, 等. 液体中心式同轴离心喷嘴液膜破碎特性仿真研究[J]. 推进技术, 2021, 42(7): 1522-1533. (CHU Wei, LI Xiu-qian, TONG Yi-heng, et al. Numerical Study on Breakup Characteristics of Liquid Film of Liquid-Centered Swirl Coaxial Injectors[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2021, 42(7): 1522-1533.)

1 引言

喷嘴是控制燃烧室性能最重要的部件之一^[1],其雾化性能决定了液滴的雾化、蒸发以及燃料与氧化剂的混合,并显著影响燃烧效率和相关排放^[2]。离心式喷嘴因其良好的雾化和点火性能、较宽的稳定燃烧范围、结构简单且运行可靠等优势,广泛地应用在液体火箭发动机、内燃机、航空发动机等领域^[3-4]。锥形液膜在离心力的作用下向外扩展并在喷嘴下游形成中心回流区,提高了燃料与氧化剂的混合和燃烧效率,并提高了燃烧的稳定性^[5]。

相比于离心式喷嘴,气液同轴离心式喷嘴中强烈的气液相互作用显著增强了雾化特性,因此,气液同轴离心式喷嘴在液体火箭发动机中运用更加频繁^[6]。例如,RL10-A、RD-57等型号的火箭发动机都采用了液体中心式同轴离心(Liquid-Centered Swirl Coaxial, LCSC)喷嘴,其原理如图1所示^[7]。然而,在一些特定的几何结构和操作条件下,由于强烈的气液相互作用,在LCSC喷嘴中会出现自激振荡现象^[8]。

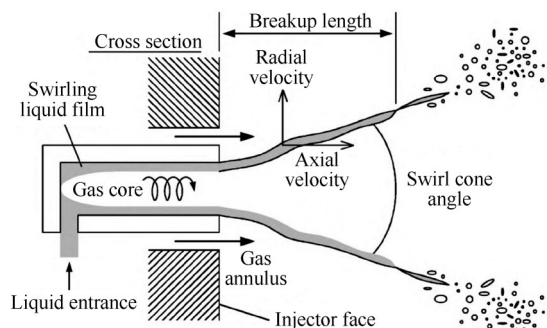


Fig. 1 Liquid-centered swirl coaxial injector^[7]

近几十年来,针对LCSC喷嘴喷雾特性的研究主要集中在实验和理论方面。

在实验方面,Eskridge等^[9]发现在同轴气流的作用下的锥形液膜通过下游监测平面的质量流率脉动频率减小,而在最高气体速度(37.5m/s)时,下游50mm平面的液相质量流率脉动现象消失。Eberhart等^[10-11]采用X射线对LCSC喷嘴的喷雾进行了测量,发现当气流使喷雾锥角减小50%时,液膜厚度增大20%;并且发现在LCSC喷嘴的致密喷雾中,X射线能够更有效地测量液膜厚度。Im等^[7]发现LCSC喷嘴的喷雾锥角随气液动量通量比 MFR 的增大而减小,其喷雾形态与同轴剪切式喷嘴类似,LCSC喷嘴的径向 SMD (Sauter Mean Diameter)分布呈现出典型的空心锥形分布。杨立军等^[12]对不同缩进时LCSC喷嘴

的 SMD 进行了实验研究,提出通过比较液膜角与缩进角的相对大小,可将缩进室内的流动状态分为内混流动、临界流动和外混流动,并发现当液膜角等于或略大于缩进角时(即处于临界流动状态),液滴 SMD 较小。田章福等^[13]则发现喷嘴出口扩张能够改善喷嘴的雾化性能;存在一个缩进长度,既能够改善雾化特性,同时对总流量影响较小;在相同的条件下,LCSC喷嘴的雾化性能优于气液同轴剪切式喷嘴。Kang等^[14]通过实验研究了气液质量流率比或简称气液比(Gas-Liquid Ratio, GLR)对LCSC喷嘴喷雾特性的影响,通过对比分析不同工况下不同轴向位置的液滴“粒径-速度”分布,将喷雾分为不同的区域:当 GLR 较小时,将喷雾分为气体加速区和液膜破碎区;当 GLR 足够大时,将喷雾分为喷雾中心、强烈的气液作用区和喷雾外围三个部分。 GLR 的增大使径向质量流率分布更不均匀,但对液滴 SMD 的径向分布有积极影响,使径向 SMD 分布由空心锥形变为倒“V”形,再变为倾斜的“N”形。

在理论研究方面,Hu等^[15]介绍了LCSC喷嘴的参数设计方法,并且通过冷流和点火实验验证了设计方法的可靠性,可用于LCSC喷嘴的流量计算和工程设计。Fu等^[16]理论分析了LCSC喷嘴的动力学特性,将LCSC喷嘴分为缩进室和缩进室前的部分,并假设液相与气相在缩进室内均匀分布,推导得到了喷嘴出口质量流率振荡对入口压力振荡响应的传递函数。分析得到质量流率、反压和几何特性数能够减小出口质量流率振荡的幅值响应,混合比和缩进比则能够增大出口质量流率振荡的幅值响应,但这些参数对出口质量流率振荡的相频特性影响较小。康忠涛等^[17]推导并求解了同轴气体作用下锥形液膜的色散方程,发现当环缝气流速度较小时,增大气体速度使得液膜主导表面波频率和增长率降低,而破碎时间延长破碎长度增大;当气体速度超过某个临界值时,随着气体速度的增大,主导表面波频率和增长率迅速提高,液膜破碎时间缩短破碎长度迅速减小。

尽管对LCSC喷嘴的研究已经有几十年的历史,但是其雾化机理仍然不甚清晰。由于强烈的气液相互作用,液膜往往被浓密的液滴所包围,导致难以通过高分辨率摄影技术获得液膜破碎的清晰图像。通过实验研究LCSC喷嘴破碎机理显然具有很大的难度,因此,转而求助于数值模拟方法,希望从中有所进展。

由于LCSC喷嘴中涉及多相和多尺度的流动问题,其雾化过程的仿真往往非常复杂^[18]。本文基于

CLSVOF方法、基于SST(Shear-Stress Transport) $k-\omega$ 湍流模型的IDDES(Improved Delayed Detached Eddy Simulation)-SST模型,以及自适应网格细化技术,对不同工况下的LCSC喷嘴的液膜破碎特性进行了数值模拟研究。

2 数学物理模型

本文对LCSC喷嘴内部和外部流场的两相流动进行三维数值模拟研究,通过求解三维N-S方程和CLSVOF方程模拟LCSC喷嘴的瞬态喷注雾化过程。采用黏性不可压缩的水和理想空气为模拟工质。CLSVOF方法已在文献[18]中详细阐述。

2.1 IDDES-SST模型

DES(Detached Eddy Simulation)模型是一种将RANS(Reynolds Average Navier-Stokes)和LES(Large Eddy Simulation)结合的湍流模型^[19]。Davidson^[20]和Shur等^[21]先后对其进行了改进,得到了IDDES模型。在本文所用到的IDDES-SST模型中,利用SST $k-\omega$ 模型模拟喷嘴内的附面层流动,利用LES模型模拟喷嘴外部湍流。相比于LES模型,IDDES-SST模型能够显著地节约计算资源;而相比于RANS模型,其又能够提高对湍流的模拟精度(对湍流的模拟精度接近LES模型^[22])。

在SST $k-\omega$ 模型的基础上,IDDES-SST模型的控制方程为^[23-24]

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k \right] + P_k - \frac{\rho \sqrt{k^3}}{l_{\text{IDDES}}} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \omega) = \nabla \cdot \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \nabla \omega \right] + \\ 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{\nabla k \cdot \nabla \omega}{\omega} + \alpha \frac{\rho}{\mu_t} P_k - \beta \rho \omega^2 \end{aligned} \quad (2)$$

式中 U 为速度, ρ 为密度, μ 为动力黏度。

湍流黏性系数 μ_t 定义为

$$\mu_t = \rho \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, F_2 S)} \quad (3)$$

F_1 和 F_2 定义为

$$F_1 = \tanh \left\{ \left[\min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{C_\mu \omega d_w}, \frac{500v}{d_w^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{C_{k\omega} d_w^2} \right) \right]^4 \right\} \quad (4)$$

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{C_\mu \omega d_w}, \frac{500v}{d_w^2 \omega} \right) \right]^2 \right\} \quad (5)$$

式中 d_w 表示到最近壁面的距离, $C_{k\omega}$ 定义如下

$$C_{k\omega} = \max \left(2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{\nabla k \cdot \nabla \omega}{\omega}, 10^{-10} \right) \quad (6)$$

在SST $k-\omega$ 模型中,为了防止在滞止区内形成湍

流,在控制方程中引入生成项 P_k , 即

$$P_k = \min(\mu_t S^2, 10 \cdot C_\mu \rho k \omega) \quad (7)$$

IDDES长度尺度 l_{IDDES} 定义为

$$l_{\text{IDDES}} = \tilde{f}_d \cdot (1 + f_e) \cdot l_{\text{RANS}} + (1 - \tilde{f}_d) \cdot l_{\text{LES}} \quad (8)$$

式中 $\tilde{f}_d$ 为经验混合函数^[25]。

$$\tilde{f}_d = \max \{ (1 - f_{\text{dt}}), f_b \} \quad (9)$$

其中

$$\begin{cases} f_{\text{dt}} = 1 - \tanh \left[(C_{\text{dt1}} \cdot r_{\text{dt}})^{C_{\text{dt2}}} \right] \\ r_{\text{dt}} = \frac{v_t}{\kappa^2 d_w^2 \sqrt{0.5(S^2 + \Omega^2)}} \\ f_b = \min \{ 2 \exp(-9\alpha^2), 1.0 \} \\ \alpha = 0.25 - d_w / h_{\text{max}} \end{cases} \quad (10)$$

式中 S 和 Ω 分别为应变率张量和涡度张量的大小。

f_e 为升降函数^[25], 定义如下

$$f_e = f_{e2} \cdot \max((f_{e1} - 1.0), 0) \quad (11)$$

其中

$$\begin{cases} f_{e1} = \begin{cases} 2 \cdot \exp(-11.09 \cdot \alpha^2), \alpha \geq 0 \\ 2 \cdot \exp(-9.0 \cdot \alpha^2), \alpha < 0 \end{cases} \\ f_{e2} = 1.0 - \max(f_t, f_l) \\ f_t = \tanh((C_t^2 \cdot r_{\text{dt}})^3) \\ f_l = \tanh((C_l^2 \cdot r_{\text{dl}})^{10}) \\ r_{\text{dl}} = \frac{v}{\kappa^2 d_w^2 \sqrt{0.5(S^2 + \Omega^2)}} \end{cases} \quad (12)$$

与 l_{IDDES} 类似, l_{LES} 和 l_{RANS} 分别为LES长度尺度和RANS长度尺度, 定义如下

$$\begin{cases} l_{\text{LES}} = C_{\text{DES}} \Delta \\ l_{\text{RANS}} = \frac{\sqrt{k}}{C_\mu \omega} \end{cases} \quad (13)$$

其中

$$\begin{cases} C_{\text{DES}} = C_{\text{DES1}} \cdot F_1 + C_{\text{DES2}} \cdot (1 - F_1) \\ \Delta = \min \{ C_w \max[d_w, h_{\text{max}}], h_{\text{max}} \} \end{cases} \quad (14)$$

式中 h_{max} 为网格单元最大边长。

在简化的IDDES模型中,将 f_e 设置为0,则IDDES长度尺度 l_{IDDES} 简化为

$$l_{\text{IDDES}} = \tilde{f}_d \cdot l_{\text{RANS}} + (1 - \tilde{f}_d) \cdot l_{\text{LES}} \quad (15)$$

模型中常数的值如下^[24]

$$\begin{aligned} C_\mu &= 0.09, \kappa = 0.41, a_1 = 0.31, C_{\text{DES1}} = 0.78 \\ C_{\text{DES2}} &= 0.61, C_w = 0.15, C_{\text{dt1}} = 20, C_{\text{dt2}} = 3 \\ C_l &= 5.0, C_t = 1.87 \end{aligned} \quad (16)$$

常数 α, β, σ_k 和 σ_ω 是根据 $k-\varepsilon$ 和 $k-\omega$ 模型中相应

常数进行混合计算得到的,例如

$$\alpha = \alpha_1 \cdot F_1 + \alpha_2 \cdot (1 - F_1) \tag{17}$$

得到相关常数如下

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 5/9, \alpha_2 = 0.44 \\ \beta_1 &= 0.075, \beta_2 = 0.0802 \\ \sigma_{k1} &= 0.85, \sigma_{k2} = 1 \\ \sigma_{\omega 1} &= 0.5, \sigma_{\omega 2} = 0.856 \end{aligned} \tag{18}$$

2.2 喷嘴几何结构

LCSC喷嘴结构如图2所示。LCSC喷嘴可分成两部分:内喷嘴(即中心离心式喷嘴)和外喷嘴(即外部环缝)。中心离心式喷嘴的旋流室中沿周向布置四个切向入口,相邻切向入口间隔90°。液体经切向入口进入旋流室,分别流经旋流室、等直段和出口扩张段,然后到达中心离心式喷嘴出口。液体在离心力作用下形成锥形液膜,并在喷嘴中心形成气核。气体经外部环缝沿轴向喷射形成高速气流,并与锥形液膜发生强烈的气液相互作用,液膜迅速破碎成液丝和大量液滴。本文仿真所用喷嘴与Bai等^[26]实验中所用喷嘴构型一致,具体尺寸如表1所示。

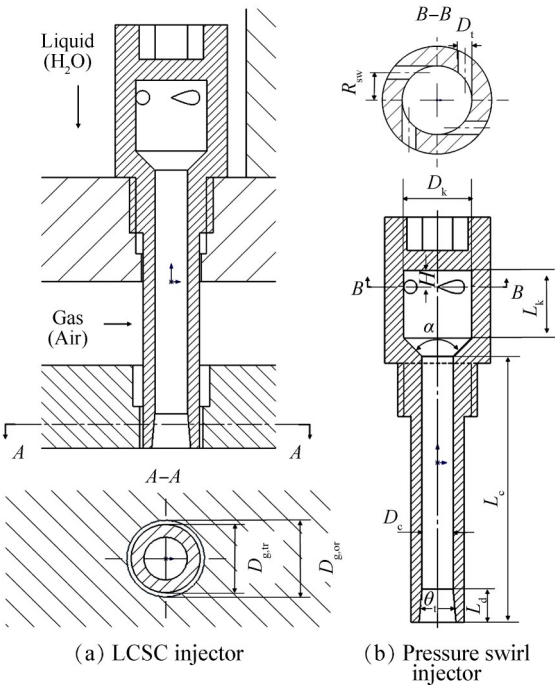


Fig. 2 Schematic of the LCSC injector

2.3 网格与边界条件

计算域网格及边界条件如图3所示。计算域包括中心离心式喷嘴、外围环缝和较大的自由流区域,自由流区域轴向长度为60mm。液相切向孔入口和气相环缝入口均设置为质量流率入口,出口设置为压力出口(101325Pa),喷嘴固体壁面设置为无滑移

Table 1 Geometrical parameters of the LCSC injector

Parameter	Value
D_k/mm	10.2
L_k/mm	10.2
D_c/mm	4.7
L_c/mm	40
L_d/mm	5
$D_{g,or}/\text{mm}$	9
$D_{g,ir}/\text{mm}$	8
H/mm	2.5
D_i/mm	2
R_w/mm	4
$\alpha/(\circ)$	90
$\theta_i/(\circ)$	10

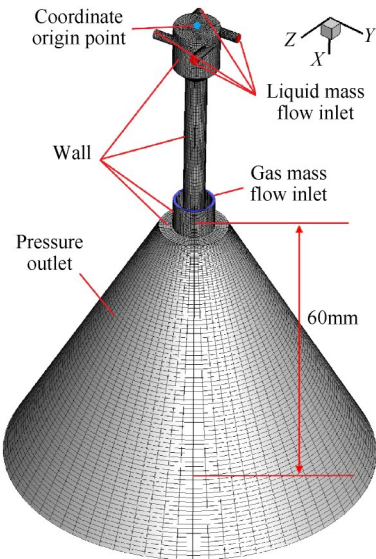


Fig. 3 Calculation domain and boundary conditions

的壁面边界,计算中不考虑重力的影响。

本文采用八叉树自适应网格细化方法,对气液界面处的网格进行自适应加密。当液相体积分数(α)的梯度满足 $h|\nabla\alpha| > \varepsilon$ 时,网格自动进行加密, h 为网格尺寸, ε 为一个小量,在本文中设置为0.05。

2.4 数值格式

压力与速度的耦合采用PISO(Pressure-Implicit Splitting of Operators)方法,压力的空间离散采用PRESTO格式,利用Compressive格式构建气液界面,动量的空间离散采用有限中心差分格式,能量的空间离散采用二阶迎风格式。

2.5 模拟工况

模拟工况如表2所示,共8个工况,由2个液相质量流率工况(80g/s,150.9g/s)和4个气相质量流率工况(0g/s,2.5g/s,4.9g/s,7.2g/s)组合而成。表2中MFR=

$(\rho_g u_g^2)/(\rho_l u_l^2)$, u_g 和 u_l 分别为气相和液相的轴向速度分量。

Table 2 Simulation conditions and parameters

Case	$\dot{m}_l/(g/s)$	$\dot{m}_g/(g/s)$	MFR
1	80	0	0
2	80	2.5	0.2844
3	80	4.9	1.0935
4	80	7.2	2.3523
5	150.9	0	0
6	150.9	2.5	0.0720
7	150.9	4.9	0.2767
8	150.9	7.2	0.5952

2.6 数据处理方法

本文中喷雾锥角的提取方法为:取 10 幅喷雾瞬时图像(每幅时间间隔 0.1ms),叠加后得到时均喷雾图像,确定阈值,将时均喷雾图像二值化,由此得到时均喷雾边界。参考文献[6]中测量喷雾锥角的方法,如图 4 所示,取喷嘴出口下游 D_{det} 处的喷雾宽度 W_{SD} ,以及喷嘴出口喷雾宽度 W_{SE} ,由下式得到喷雾锥角

$$\beta = 2\arctan\left(\frac{W_{SD} - W_{SE}}{2D_{det}}\right) \tag{19}$$

在本文中,令 $D_{det} = 2D_{g, or \circ}$

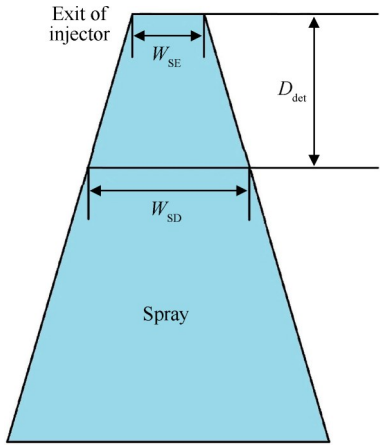


Fig. 4 Measurement of spray angle

目前研究中存在两种不同的液膜破碎长度的定义^[27]:第一种将破碎长度定义为喷嘴出口至液膜首次出现孔洞的位置的垂直距离;另一种为喷嘴出口至液膜破碎成液滴的位置的垂直距离。本文选取第一种液膜破碎长度的定义。在喷雾瞬时图像中可获得某个时刻的破碎长度,但为了获得更准确的破碎长度数据,对 10 个瞬间提取到的破碎长度进行平均

处理,即可得到液膜的平均破碎长度。

2.7 网格无关性验证

使用三种不同密度的网格进行网格无关性验证,三种网格初始网格量分别为 25 万(粗网格)、38 万(中等网格)和 50 万(细网格)。分别采用三种网格计算 Case 7,得到喷雾模式如图 5 所示。

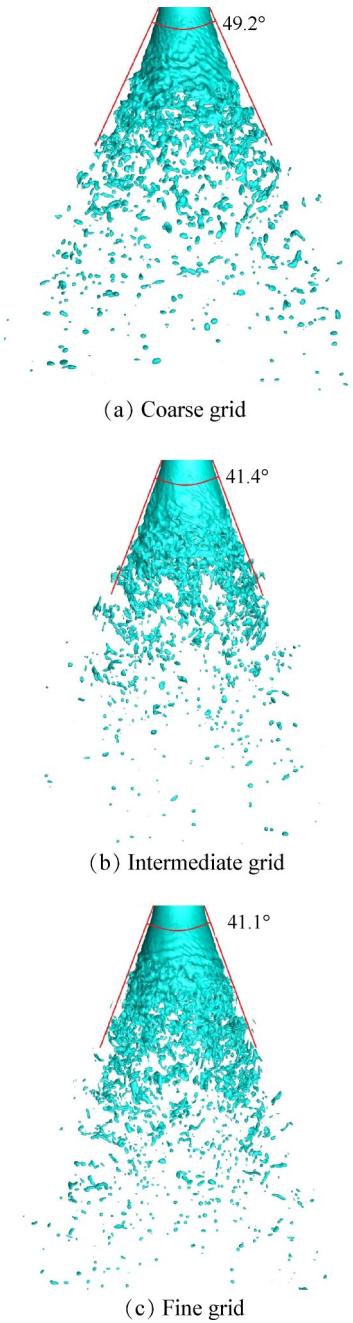


Fig. 5 Spray patterns from simulations in three different grids (Case 7)

计算表明:所选取的三种网格密度下喷雾锥轮廓相似,随着网格密度的增大,捕捉到的表面波更加细腻,下游液滴也更密集,但液膜破碎模式基本一

致。粗网格与细网格模拟的瞬时喷雾锥角的相对误差为 19.7%,中等网格与细网格模拟的瞬时喷雾锥角的相对误差为 0.7%,且中等网格与细网格模拟的瞬时喷雾锥角与实验结果(44.1°)^[6]相差较小。尽管细网格能够捕捉到更多下游液滴,但是本文只分析一次雾化(即液膜破碎)过程。因此,考虑到平衡计算精度与计算资源的消耗,选择中等网格进行本文的数值模拟研究。

中等网格经三层网格自适应加密后,计算域网格总量增至 500~1000 万,网格最高分辨率达 15 μ m。

3 结果与讨论

3.1 液膜破碎模式

对表 2 中 Case 1~8 的数值模拟结果进行分析和归类,可以得出如下结论:随着气体质量流率的增大,气液相互作用逐渐增强,液膜破碎模式也随之分为三类,即主导表面波发展导致的液膜破碎,R-T 和 K-H 不稳定性引起的液膜破碎,以及气动破碎模式。不同工况时对应的液膜破碎模式如表 3 所示。

Table 3 Break-up mode of simulation conditions

Break-up mode	Case
Dominant surface wave	1, 5, 6
R-T and K-H instability	2, 7
Air-blasting	3, 4, 8

3.1.1 主导表面波发展导致的液膜破碎

锥形液膜表面波包括正弦模式和曲张模式:当液体喷注压降较低时,正弦模式表面波增长率大于曲张模式,占主导地位;当液体喷注压降足够大时,正弦模式和曲张模式表面波增长率非常接近,表面波由二者共同主导^[6]。

当气体质量流率为 0g/s 时(Case 1 和 5),主导表面波的发展对液膜破碎起到主导作用。在离心力的作用下,液膜向下游运动的过程中厚度逐渐变薄,并最终形成孔洞,液膜破碎成液丝和大液滴,并在气动力的作用下在下游继续二次破碎。如图 6 为 Case 1 时液膜破碎细节,气液界面用液相体积分数为 0.25 的等值面表示^[28]。过程 1 表示液膜经过穿孔破碎成液丝的过程:液膜由于离心力和气动力的作用产生孔洞,且孔洞发展变大,最终破碎成液丝,脱离液膜。过程 2 表示液丝二次破碎成液滴的过程:液丝脱离液膜后其直径是不均匀的,因此在向下游运动的过程中,表面张力的作用使得液丝在颈部(较小直径处)夹断^[29],并最终破碎成液滴。过程 3 表示液滴聚合过

程:在液膜破碎过程中,破碎成的液滴和液丝的速度并不是均匀的,因此速度快的液滴追赶上速度慢的液滴,发生液滴间的聚合。

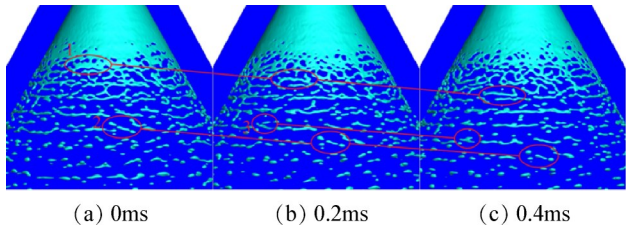


Fig. 6 Break-up details of the liquid film in Case 1

当气液相互作用较弱时(Case 6),主导表面波的发展依然是液膜破碎的主要诱因,而环缝气流则能够加速主导表面波的发展,从而促进液膜的破碎。如图 7 所示,当气体质量流率增加至 2.5g/s 时($\dot{m}_1=150.9$ g/s),液膜表面波的发展被显著增强,环缝气流促进了液膜的破碎。

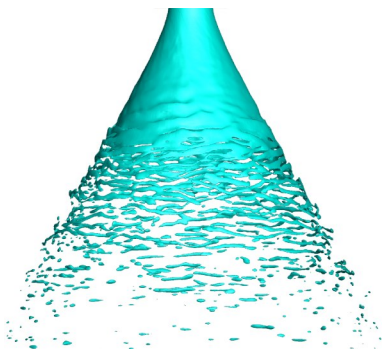


Fig. 7 Spray pattern in Case 6

对 Case 6 时喷嘴出口下游 10mm 轴向横截面上的液相质量流率随时间变化的监测曲线进行快速傅里叶变换(Fast Fourier Transform, FFT),得到频谱图如图 8(a)所示。图 8(b)为康忠涛^[6]理论推导得到的液膜主导表面波频率随喷注压降变化的曲线,由此可得 $\dot{m}_1=150.9$ g/s($\Delta p=0.506$ MPa)时的两种主导表面波(正弦模式和曲张模式)频率分别为 2098Hz 和 8951Hz。图 8 中液相质量流率 FFT 变换后的两个主频分别为 3043Hz 和 11663Hz。

康忠涛等^[17]通过理论分析发现,当环缝气流速度大于某个临界值($\Delta p=0.4$ MPa 时,该值为 37.5m/s)时,正弦模式表面波频率随气流速度增大而增高,曲张模式表面波频率随气体速度增大而降低。因此,11663Hz 对应气流作用下的正弦模式表面波频率,3043Hz 对应气流作用下的曲张模式表面波频率。该喷注压降下,正弦模式表面波占主导地位,其在环缝

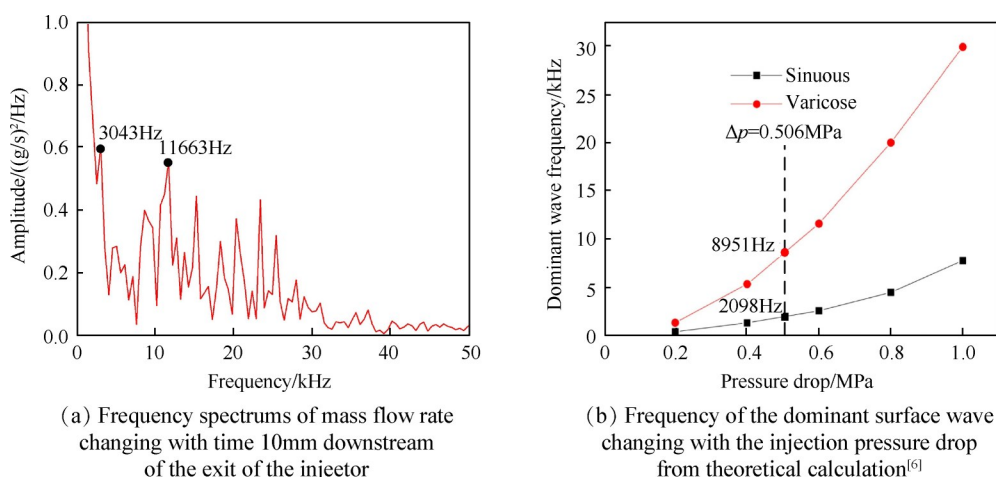


Fig. 8 Simulated and theoretical frequencies of the dominant surface wave

气流作用下频率增加,验证了 Case 6 时环缝气流对主导表面波发展的促进作用,且主导表面波对液膜的破碎仍起主导作用。

3.1.2 R-T 和 K-H 不稳定性引起的液膜破碎

当气液相互作用较大时 (Case 2 和 7), 环缝气流对液膜的扰动足够强,使得主导表面波的发展对液膜破碎的影响减弱,而环缝气流引起的液膜表面 R-T 和 K-H 不稳定性对液膜破碎的作用增强。

观察发现,环缝气流导致液膜上游产生沿周向的表面波。刘楠^[30]通过数值模拟和理论计算得到,圆柱射流在超声速气流中沿射流方向的表面波波动机理是 R-T 不稳定性,而沿展向的表面波波动机理不是 R-T 不稳定性,可能有 R-T 不稳定性参与但并不起主导作用。本文类刘楠^[30]的研究方法,将理论计算得到的 R-T 不稳定性波长与模拟得到的锥形液膜沿周向分布的表面波波长相对比,验证 LCSC 喷嘴液膜沿周向的波动机理。

刘楠^[30]推导得到 R-T 表面波最大增长率波长公式为

$$\lambda_{R-T} = 2\pi \sqrt{3\sigma / (a(\rho_l - \rho_g))} \quad (20)$$

按如图 9 所示提取不同位置处液膜的轴向速度,图中 $\beta/2$ 为喷雾半锥角。Point 1 处的轴向加速度 a 可由点 1 处的轴向速度 v_1 和点 2 处的轴向速度 v_2 计算得到。

$$a = (v_2^2 - v_1^2) / (2x) \quad (21)$$

式中 x 为液膜的轴向位移。

分别计算喷嘴出口下游 2mm 和 3.7mm 处液膜的轴向加速度。为了消除不同周向位置带来的影响,沿周向相隔 90° (如图 9 中的 Point 3, 4) 同样计算轴向加速度,并计算得到平均加速度。计算结果如表 4 所示。

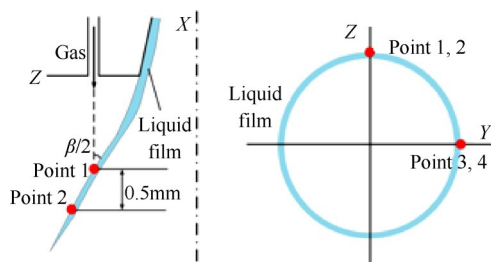


Fig. 9 Positions of the speed measurement points

Table 4 Calculation results of acceleration and wavelength

	2mm downstream		3.7mm downstream	
	Point 1, 2	Point 3, 4	Point 1, 2	Point 3, 4
$v_{axial}/(m/s)$	9.0002	9.2309	11.9097	12.1736
	10.2965	10.5934	12.6525	12.9372
$a_{axial}/(m/s^2)$	25013.6032	27010.8939	18246.0248	19171.3377
$\bar{a}_{axial}/(m/s^2)$	26012.2485		18708.6812	
λ_{R-T}/mm	0.5766		0.6799	

图 10 为 Case 2 时,喷雾出口下游 2mm 和 3.7mm 处的轴向截面液体体积分数云图。分别取喷嘴出口下游 2mm 和 3.7mm 轴向截面中的周向表面波,测量其波长分别为 0.59mm 和 0.89mm,与理论计算得到的 R-T 不稳定性波长的相对误差分别为 2.3% 和 30.9%,即部分周向表面波波长与理论计算的 R-T 不稳定性波波长相近,且随着喷雾向下游移动,波长逐渐偏离理论计算的 R-T 不稳定性波波长。由图可得,喷雾周向表面波非常复杂,波长并不均匀。这是因为液膜有周向速度分量,相邻表面波之间相互干扰,导致周向表面波波长分布不均匀。

液膜有周向速度,而高速气流无周向速度,因此二者在周向相互剪切,所以周向表面波也有可能是 K-H 不稳定性导致的 K-H 表面波。K-H 波的波长可由

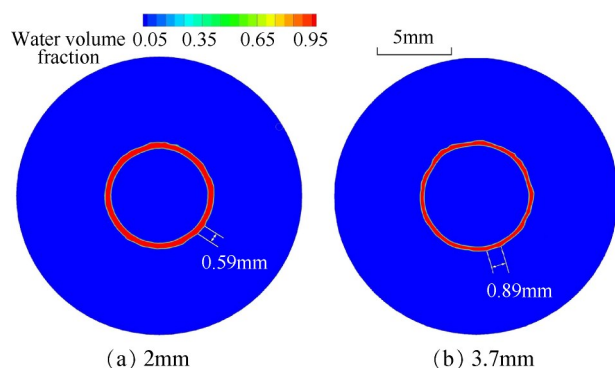


Fig. 10 Volume fraction contours of water at different axial positions downstream of the exit of the injector (Case 2)

下式计算得到^[31],计算得到K-H波的波长为2.41mm,显然与图10中模拟的周向表面波波长相差较大,所以周向表面波不是K-H波。因此,可得出结论:液膜周向表面波的产生与R-T不稳定性有关,且往下游发展,R-T不稳定性的作用减弱。

$$\lambda_{K-H} = 4.51h \left(1 + 0.64We_1^{0.25} Re_1^{-0.5} \right) \times \left(1 + 0.65r_p^{0.35} Re_1^{-0.7} \right) / \left(1 + 0.27We_g^{1.67} \right)^{0.6} \quad (22)$$

式中 h 为液膜厚度, r_p 为液相密度和气相密度的比值。

典型的R-T和K-H不稳定性引起的液膜破碎模式如图11所示(Case 7)。当环缝气流刚接触到锥形液膜时,气流速度与液膜速度有一定夹角,此时液膜受到环缝气流的挤压作用而发生变形。气液密度差导致液膜沿周向产生R-T不稳定性的作用^[32],R-T不稳定性使液膜产生沿周向的表面波。环缝气流和锥形液膜在撞击点之后速度间的夹角逐渐变为0,气液间的剪切作用导致的K-H不稳定性开始占据主导地位,而R-T不稳定性的作用减弱。因此,在图11中可以观察到上游R-T不稳定性引起的沿周向发展的表面波,以及下游K-H不稳定性导致的沿轴向发展的表面波,轴向表面波发展到一定程度直接导致了液膜的破碎。这也解释了随着往下游发展,周向表面

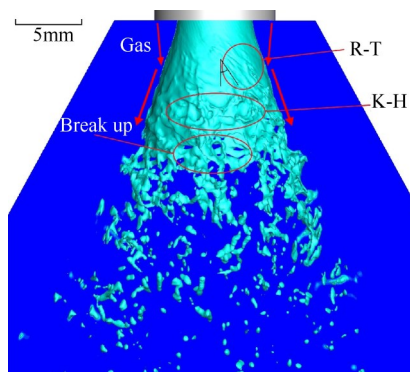


Fig. 11 Break-up details of the liquid film in Case 7

波波长与理论计算的R-T不稳定波波长的偏差。

同时,由于液膜的旋转,该周向表面波呈现倾斜的状态。参考文献[6]中喷嘴理论模型,计算可得喷嘴出口周向速度与轴向速度之比为0.60842,即理论计算倾角为31.3°。测量图11中周向表面波的倾角为34.1°,与理论计算值相差较小,可以证明周向表面波的倾斜是由液膜旋转导致的。

3.1.3 气动破碎模式

典型的气动破碎模式如图12所示(Case 3和4)。当气液相互作用非常强时,液膜无法抵抗气流的扰动,因此在喷出喷嘴后便迅速产生强烈且结构复杂的表面波,表现为如图12所示的喷嘴出口处液膜的严重褶皱。同时,在气流的扰动下,表面波迅速发展,导致液膜在喷嘴出口附近便迅速破碎成液丝和液滴,此时的喷雾形态类似于同轴剪切式喷嘴的喷雾^[7]。

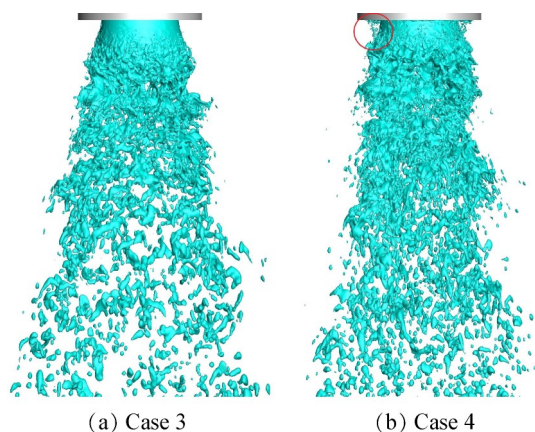


Fig. 12 Air-blasting breakup

当气体质量流率由4.9g/s增至7.2g/s时,液膜的破碎变得更加剧烈,并且气流从液膜表面剥离的细小液滴在出口回流区的作用下被卷吸到喷嘴出口处,在喷嘴出口处形成液滴的聚集。喷嘴出口密集的液滴也会影响实验观测和数据采集,不利于对LCSC喷嘴液膜破碎特性的实验研究。同时,观察图12,可得出结论:当气体质量流率由4.9g/s增至7.2g/s后,气液相互作用增大导致喷雾边界变得参差不齐,雾化效果增强,液滴粒径变小,喷雾变得更加密集。

3.2 喷雾锥角和破碎长度

$\dot{m}_g=80\text{g/s}$ (Case 1~4)时,喷雾锥角和破碎长度随GLR的变化如图13所示,通过文献[6]中描述的利用气液动量守恒的原理计算喷雾锥角的方法得到理论喷雾锥角。

如图13所示,理论喷雾锥角与模拟喷雾锥角随

GLR 的变化趋势一致,随着 GLR 的增大,喷雾锥角减小,且当 $GLR \geq 0.06$ 时,喷雾锥角减小的趋势明显减弱。当 GLR 较小时 (Case 1 和 2),液膜破碎模式为主导表面波或者 R-T 和 K-H 不稳定导致的波动破碎,液相在喷出喷嘴后仍能在较长距离内保持液膜形态。环缝气流向液膜的动量传输使得喷雾锥角显著减小。当 GLR 较大时 (Case 3 和 4),液膜的破碎模式变为气动破碎,液膜在出口下游很短的距离内便迅速破碎成液滴和液丝。液滴和液丝对 GLR 变化的敏感度远不如液膜,因此,当 $GLR \geq 0.06$,即破碎模式为气动破碎时,喷雾锥角减小的趋势明显减弱,与文献 [6] 中观察到的现象一致。

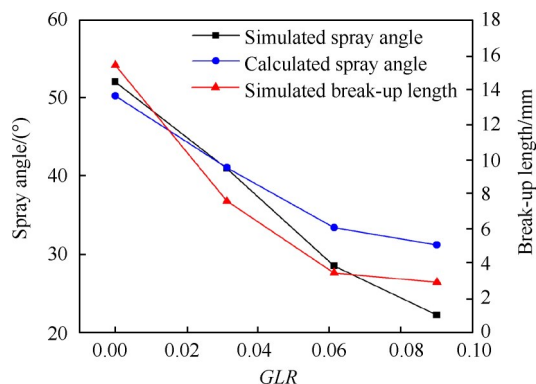


Fig. 13 Spray angle and break-up length with GLR ($\dot{m}_1=80\text{g/s}$)

类似的,破碎长度随着 GLR 的增大而减小,且减小的趋势逐渐减弱,尤其当 $GLR \geq 0.06$ 时,液膜破碎模式变为气动破碎,液膜在出口附近迅速破碎,因此,继续增大 GLR 时破碎长度几乎不变。

$\dot{m}_g=150.9\text{g/s}$ (Case 5~8) 时,喷雾锥角和破碎长度随 GLR 的变化如图 14 所示,实验数据来自文献 [6]。随着 GLR 的增大,喷雾锥角与破碎长度均减小,且模拟得到的喷雾锥角随 GLR 的变化趋势与实验数据一致。由于液相动量较大,抵抗气流扰动的能力更强,仅在 Case 8 (气体质量流率最大) 时液膜破碎模式才转变为气动破碎模式,因此并没有出现与图 13 中所示的喷雾锥角减小趋势明显减弱的过程。

喷雾锥角和破碎长度受气液相互作用的影响,而气液动量通量比 MFR 能够衡量气液相互作用的强弱,因此,研究喷雾锥角和破碎长度随 MFR 的变化规律具有重要意义。图 15 为喷雾锥角 β 和破碎长度 L 随 MFR 变化的散点图。其中,为将喷雾锥角和破碎长度无量纲化,分别用 $\tan\beta$ 和 L/h 作为无量纲喷雾锥角和破碎长度。 h 为液膜厚度,由 Bai 等 [33] 归纳的带

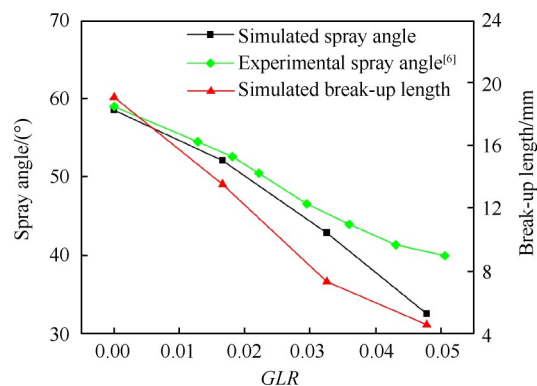


Fig. 14 Spray angle and break-up length with GLR ($\dot{m}_1=150.9\text{g/s}$)

出口扩张段的 LCSC 喷嘴出口液膜厚度的经验公式计算得到。

$$h = 0.051 \left(\frac{D_0 \dot{m}_1 \mu_1}{\rho_1 \Delta p_1} \right)^{0.136} \quad (23)$$

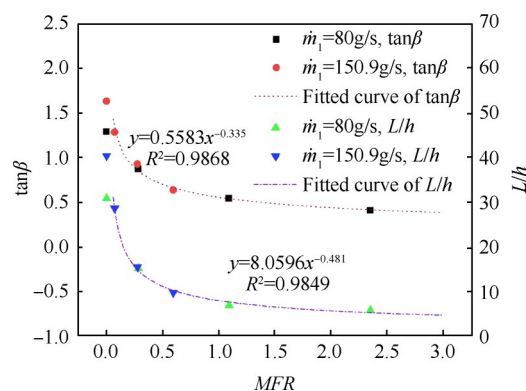


Fig. 15 Dimensionless spray angle and break-up length with MFR

由图 15 可得,无量纲喷雾锥角和破碎长度均随 MFR 的增大而减小,且减小的趋势越来越小,呈渐近趋势。Jeon 等 [34] 发现有缩进的气体中心式同轴离心喷嘴无量纲破碎长度与 $MFR^{-0.5}$ 成正比例关系,推测 LCSC 喷嘴的无量纲喷雾锥角和破碎长度同样与 MFR^{-4} 成正比例关系。因此,将 $MFR=0$ 的点剔除,并对其他数据点进行拟合。如图 15 所示,拟合得到的 $\tan\beta$ 和 L/h 与 MFR 的定量关系为

$$\tan\beta = 0.5583 MFR^{-0.335} \quad (24)$$

$$L/h = 8.0596 MFR^{-0.481} \quad (25)$$

相关系数 R^2 分别为 0.9868 和 0.9849,即拟合的曲线与数据点的相关程度较高,拟合效果较好。因此,可得出 LCSC 喷嘴的无量纲喷雾锥角和破碎长度与 MFR 之间的定性关系,即无量纲喷雾锥角和破碎长度正比于 MFR^{-4} 。此规律可用于定性分析喷雾锥角和破碎长度随喷注工况的变化规律,并指导 LCSC

喷嘴结构的设计与优化。

3.3 流场特性

图16显示了不同液膜破碎模式时的喷雾场纵切面上的液相体积分数云图和流线图。当液膜破碎模式为主导表面波发展导致的液膜破碎时,如图16(a)所示,主要流动特征为在喷雾场较下游位置的液膜内侧分布的大涡。因为液膜在离心力的作用下向外扩张,喷雾锥内体积增大,形成低压区,导致中心轴附近空气向喷雾锥内回流,因此在液膜与轴线之间形成回流区。与其他两种破碎模式的流场相比较可得,此时该回流区更大,分布范围更广,这是因为此时喷雾锥内外压差较小,空气没有足够的能量驱动,无法迅速向喷雾锥内回流。当 MFR 较小时(Case 6),较下游位置的液膜内侧仍然分布有大涡,与Case 1和5的主要流场特征一致,验证了Case 6时液膜破碎同样是由主导表面波发展所致。同时,由于环缝气流的作用,气流在液膜破碎处穿透液膜并回流至喷雾锥内,因此在较上游位置液膜破碎处的喷雾锥内侧

还会形成较小的涡,促进液膜破碎。

随着环缝气流的加入,由于液膜与环缝气流各自的夹带作用,在内喷嘴与环缝出口之间的唇口处,会产生两个方向相反的涡,二者相互作用,加速液膜表面波的发展,如图16(b)中局部放大图所示。同时,在唇口下游还产生了新的涡,这是由表面波对环缝气流的扰动导致的。此时液膜的破碎模式为R-T和K-H不稳定性引起的破碎,主要流场特性表现为:气液相互作用的加强使得液膜破碎长度缩短,且在环缝气流的驱动下,液膜内侧的涡向上游运动。

当 MFR 足够大时(Case 3,4和8),液膜破碎模式变为气动破碎,如图16(c)所示,强烈的气液相互作用使流场变得非常复杂。主要流场特征表现为:不仅在液膜破碎处的喷雾锥内侧产生涡,在下游二次破碎区中气液相互作用依然十分强烈,破碎的液丝和液滴对环缝气流产生扰动,生成更多混乱的涡结构。

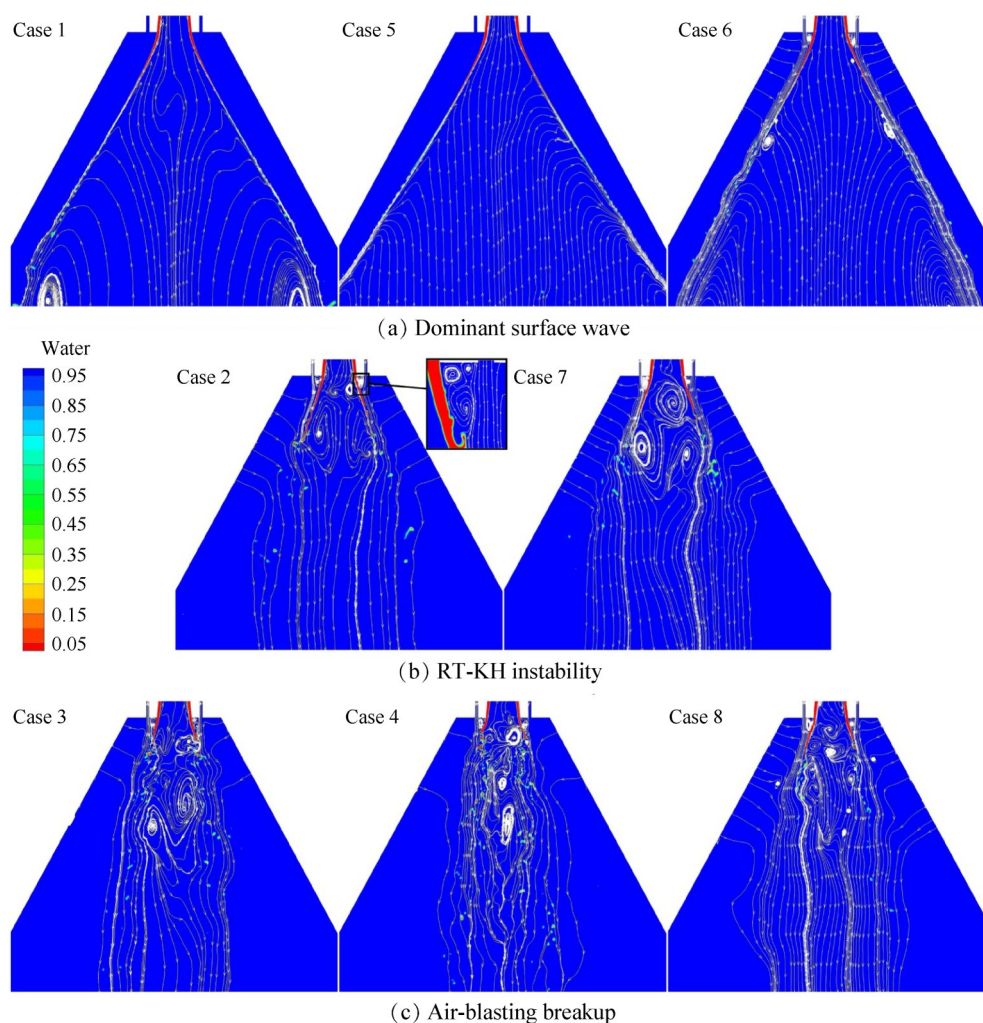


Fig. 16 Volume fraction contours of water and streamlines with break-up mode

4 结 论

本文利用 CLSVOF 方法和网格自适应加密技术, 基于 IDDES 对不同工况下的 LCSC 喷嘴液膜破碎特性进行了数值模拟研究。得出以下结论:

(1) 气液相互作用由弱到强, 可将液膜破碎模式分为三种: 主导表面波发展导致的液膜破碎, R-T 和 K-H 不稳定性引起的液膜破碎, 以及气动破碎。主导表面波发展导致的液膜破碎中, 环缝气流促进主导表面波的发展, 主导表面波对液膜破碎仍起主导作用。R-T 和 K-H 不稳定性引起的液膜破碎中, 在气液撞击点附近 R-T 不稳定性使液膜产生沿周向的表面波, 随着向下游气液间速度逐渐同向, R-T 不稳定性的作用减弱, K-H 不稳定性的作用增强, 使液膜产生沿轴向的表面波, 并最终导致液膜破碎。气动破碎中, 高速气流导致液膜在出口处迅速破碎, 且继续增大 $\dot{m}_g$, 喷雾锥角和破碎长度变化较小。

(2) 喷雾锥角和破碎长度随 MFR 的增大而减小, 且减小的趋势越来越小, 呈渐进趋势。对模拟数据进行拟合, 得到喷雾锥角与 MFR 的关系为: $\tan\beta = 0.5583MFR^{-0.335}$, 破碎长度与 MFR 的关系为: $L/h = 8.0596MFR^{-0.481}$ 。由于数据尚不充分, 因此, 上述拟合式仅表示一种定性关系, 即无量纲喷雾锥角与破碎长度正比于 MFR^{-4} 。

(3) 主导表面波发展导致的液膜破碎时, 喷雾锥内有两处涡结构, 分别由液膜向外扩张和环缝气流导致。R-T 和 K-H 不稳定性引起的液膜破碎时, 环缝气流导致破碎长度缩短, 涡结构显著向上游移动。气动破碎模式时, 分别在液膜破碎处的喷雾锥内和下游二次雾化区产生复杂的涡结构。

目前只是初步开展了对 LCSC 喷嘴液膜破碎特性的仿真研究, 未来将继续深入且系统地研究 LCSC 喷嘴的喷注雾化特性, 定量分析无量纲喷雾锥角和破碎长度与 MFR 之间的关系, 用于验证本文的结论, 并指导发动机点火实验。

致 谢: 感谢国家自然科学基金的资助。

参考文献

- [1] Kim J G, Han Y M, Choi H S, et al. Study on Spray Patterns of Gas-Centered Swirl Coaxial (GCSC) Injectors in High Pressure Conditions [J]. *Aerospace Science and Technology*, 2013, 27: 171-178.
- [2] Shafaei M, Mahmoudzadeh S. Numerical Investigation of Spray Characteristics of an Air-Blast Atomizer with Dynamic Mesh [J]. *Aerospace Science and Technology*, 2017, 70: 351-358.
- [3] 王成军, 陈海耿, 张宝诚. 双路离心式喷嘴的实验与数值模拟[J]. *工程热物理学报*, 2010, 31(10): 1797-1799.
- [4] Chen C, Yang Y, Yang S, et al. The Spray Characteristics of an Open-End Swirl Injector at Ambient Pressure [J]. *Aerospace Science and Technology*, 2017, 67: 78-87.
- [5] Wang X, Yeh S-T, Chang Y-H, et al. A High-Fidelity Design Methodology Using LES-Based Simulation and POD-Based Emulation: a Case Study of Swirl Injectors [J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2018, 31(9): 1855-1869.
- [6] 康忠涛. 气液同轴离心式喷嘴非定常雾化机理和燃烧特性研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2016.
- [7] Im J-H, Cho S, Yoon Y, et al. Comparative Study of Spray Characteristics of Gas-Centered and Liquid-Centered Swirl Coaxial Injectors [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2010, 26(6): 1196-1204.
- [8] Im J-H, Kim D, Yoon Y, et al. Self-Pulsation Characteristics of a Swirl Coaxial Injector with Various Injection and Geometric Conditions[R]. *AIAA* 2005-3749.
- [9] Eskridge R, Rhys N, Moser M. Unsteady Breakup of a Swirl Coaxial Injector[R]. *AIAA* 97-2844.
- [10] Eberhart C, Lineberry D, Frederick R. A Mechanistic Assessment of Swirl Injection and Atomization by X-Ray Radiographic and Optical Techniques[R]. *AIAA* 2012-3749.
- [11] Eberhart C, Lineberry D, Frederick R, et al. Mechanistic Assessment of Swirl Coaxial Injection by Quantitative X-Ray Radiography[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2014, 30(4): 1070-1079.
- [12] 杨立军, 葛明和, 张向阳. 缩进的气液同轴离心喷嘴雾化性能[J]. *推进技术*, 2006, 27(4): 289-293. (YANG Li-jun, GE Ming-he, ZHANG Xiang-yang. Spray Characteristics of Recessed Gas-Liquid Coaxial Swirl Injector [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2006, 27(4): 289-293.)
- [13] 田章福, 吴继平, 陶玉静, 等. 气液同轴式喷嘴雾化特性的试验[J]. *国防科技大学学报*, 2006, 28(4): 10-13.
- [14] Kang Z, Li Q, Zhang J, et al. Effects of Gas Liquid Ratio on the Atomization Characteristics of Gas-Liquid Swirl Coaxial Injectors [J]. *Acta Astronautica*, 2018, 146: 24-32.
- [15] Hu X, Zhou J, Zhang Y, et al. A Simplified Design Methodology for Coaxial Swirl Injector[R]. *AIAA* 97-2971.
- [16] Yang L-J, Fu Q-F. Theoretical Investigation on the Dy-

- namics of a Gas-Liquid Coaxial Swirl Injector[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2011, 27(1): 144-150.
- [17] 康忠涛, 李清廉, 成 鹏. 同轴环缝气流作用下锥形液膜线性稳定性分析[J]. 国防科技大学学报, 2019, 41(2): 17-23.
- [18] Chu W, Li X, Tong Y, et al. Numerical Investigation of the Effects of Gas-Liquid Ratio on the Spray Characteristics of Liquid-Centered Swirl Coaxial Injectors[J]. *Acta Astronautica*, 2020, 175: 204-215.
- [19] 闫 昊, 柳阳威, 陆利蓬. 不同DDES对压气机叶栅流动预测性能评估[J]. 工程热物理学报, 2019, 40(6).
- [20] Davidson L. Evaluation of the SST-SAS Model: Channel Flow, Asymmetric Diffuser, and Axi-Symmetric Hills [M]. *Netherlands: European Conference on Computational Fluid Dynamics*, 2006.
- [21] Shur M L, Spalart P R, Strelets M K, et al. A Hybrid RANS-LES Approach with Delayed-DES and Wall-Modelled LES Capabilities[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2008, 29(6): 1638-49.
- [22] 顾春伟, 奉 凡, 李雪松, 等. DES模型在压气机亚音转子中的应用探讨[J]. 工程热物理学报, 2008, 29(6): 951-956.
- [23] Menter F R, Kuntz M, Langtry R. Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model[R]. *Begell House: Heat and Mass Transfer* 4, 2003.
- [24] Gritskevich M, Garbaruk A, Schütze J, et al. Development of DDES and IDDES Formulations for the $k-\omega$ Shear Stress Transport Model[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2012, 88(3): 431-449.
- [25] Shur M, Spalart P, Strelets M, et al. A Hybrid RANS-LES Approach with Delayed-DES and Wall-Modelled LES Capabilities[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2008, 29: 1638-1649.
- [26] Bai X, Li Q, Cheng P, et al. Investigation of Self-Pulsation Characteristics for a Liquid-Centered Swirl Coaxial Injector with Recess[J]. *Acta Astronautica*, 2018, 151: 511-521.
- [27] 徐 顺. 气体中心型气液同轴离心式喷嘴动态雾化特性研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2016.
- [28] 李佳楠, 雷凡培, 周立新, 等. 偏心撞击对撞击式喷嘴雾化特性的影响[J]. 航空动力学报, 2019, 34(10): 2280-2293.
- [29] Ding J-W, Li G-X, Yu Y-S. Numerical Investigation on Liquid Sheets Interaction Characteristics of Liquid-Liquid Coaxial Swirling Jets in Bipropellant Thruster[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2016, 62: 129-137.
- [30] 刘 楠. 超声速气流中液体横向射流一次雾化的实验与大涡模拟研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2015.
- [31] Li X, Soteriou M C. Detailed Numerical Simulation of Liquid Jet Atomization in Crossflow of Increasing Density [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2018, 104: 214-232.
- [32] 刘日超, 乐嘉陵, 杨顺华, 等. 亚声速横向气流中液体射流破碎过程的直接模拟[J]. 推进技术, 2016, 37(11): 2135-2141. (LIU Ri-chao, LE Jia-ling, YANG Shun-hua, et al. Direct Numerical Simulations of Atomization Processes of Liquid Jet in Subsonic Cross-Flow [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2016, 37(11): 2135-2141.)
- [33] Bai X, Cheng P, Sheng L, et al. Effects of Backpressure on Self-Pulsation Characteristics of Liquid-Centered Swirl Coaxial Injectors[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2019, 116: 239-249.
- [34] Jeon J, Hong M, Han Y-M, et al. Experimental Study on Spray Characteristics of Gas-Centered Swirl Coaxial Injectors [J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2011, 133(12).

(编辑:梅 瑛)