

文章编号:0253-4339(2025)05-0142-15

doi:10.12465/j.issn.0253-4339.2025.05.142

# 低温液氧射流冷凝振荡特性及流型转变阈值研究

祝乘风<sup>1,2</sup> 徐元元<sup>1</sup> 雷刚<sup>1</sup> 厉彦忠<sup>1,2</sup> 王磊<sup>2</sup>

(1 航天低温推进剂技术国家重点实验室 北京 100076; 2 西安交通大学能源与动力工程学院 西安 710049)

**摘要** 低温液体燃料运载火箭在飞行过程中常常会遇到纵向不稳定振动,严重威胁火箭的正常运行。这种振动现象具有典型的低频特性,常发生于推进剂管路中低温液氧射流冷凝过程。为了从源头上解决火箭低频振动问题,需要研究射流冷凝振荡特性及冷凝流型转变特征。通过引入高度函数法改进冷凝传质模型,实现相界面曲率分布的动态捕捉,建立了冷凝脉动频率与气液相界面曲率之间的关系,成功获取了9.8~10.6 Hz的低频振荡特性。研究表明:推进剂管路内存在3种典型的射流冷凝振荡流型:稳定脉动、气羽振荡、间歇回流。其中,回流和振荡流型压力幅值最高可达130 kPa,而稳定脉动的压力幅值仅为1~3 kPa。通过量纲分析可知,当无量纲结构参数 $L^*=2.2$ 时,射流冷凝流型转换阈值 $Jc^*=7.3$ 。当 $Jc^*>7.3$ 时,则会出现间歇回流振荡流型,此无量纲判据可准确表征低温液氧射流冷凝流型分布,为低温液体燃料火箭的设计提供了理论基础和技术支撑。

**关键词** 低温液氧;射流冷凝振荡;流型转变;气液界面;流动不稳定性

中图分类号:TB657;V511+.6;V475.1

文献标识码:A

## Research on the Oscillation Characteristic and Flow Pattern Transition Threshold of Cryogenic Liquid Oxygen Jet Condensation

Zhu Chengfeng<sup>1,2</sup> Xu Yuanyuan<sup>1</sup> Lei Gang<sup>1</sup> Li Yanzhong<sup>1,2</sup> Wang Lei<sup>2</sup>

(1. State Key Laboratory of Technologies in Space Cryogenic Propellants, Beijing, 100076, China; 2. School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an, 710049, China)

**Abstract** Cryogenic liquid fuel launch vehicles encounter longitudinal unstable vibrations during flight, which is a serious threat to the normal operation of rockets. Such vibrations exhibit typical low-frequency characteristics and often occur during the jet condensation of cryogenic liquid oxygen in propellant pipelines. To solve this problem at the source, the characteristics of the jet condensation oscillation and flow pattern transition must be investigated. Based on the height function method, a modified mass transfer model was used to dynamically capture the interfacial curvature. The relationship between the condensation pulsation frequency and two-phase interfacial curvature was established, and the frequency of the pressure oscillation was found to be 9.8–10.6 Hz. The results indicated that three typical types of jet condensation oscillations exist: stable pulsation, gas plume oscillation, and suck-back flow. The pressure amplitude of the suck-back and oscillation flows was up to 130 kPa, whereas that of the stable pulsation was only 1–3 kPa. From the dimensional analysis, the transition threshold of the flow pattern was  $Jc^*=7.3$  when dimensionless structure parameter  $L^*=2.2$ . When  $Jc^*>7.3$ , a suck-back oscillating flow pattern appeared. The dimensionless criterion could precisely predict the condensation flow pattern. This provides a theoretical basis and technical support for the design of cryogenic liquid fuel rockets.

**Keywords** cryogenic liquid oxygen; jet condensation oscillation; flow pattern transition; gas-liquid interface; flow instability

低温液体燃料火箭推进系统中存在低温推进剂气液掺混过程,在发动机测试实验中经常发现该掺混过程伴随着射流冷凝振荡现象,而液体火箭推进系统中的射流冷凝振荡很大程度上会激起火箭纵向振动的产生。火箭纵向振动的抑制是液体火箭设计中的一重要课题,指的是液体火箭结构系统和推进系统

动特性相互耦合而产生的纵向不稳定振动<sup>[1]</sup>,是一种严重的潜在危险,可能导致有效载荷及火箭结构受损、火箭发动机关机,甚至飞行任务失败。《2021中国的航天》白皮书明确指出未来五年我国将持续研发大型/重型运载火箭,而新一代大型运载火箭低温动力系统复杂,导致低频振动模态密集,安全频谱窗口窄,给

基金项目:航天低温推进剂技术国家重点实验室基金(SKLTSCP202207)资助项目。(The project was supported by the Fund of the State Key Laboratory of Technologies in Space Cryogenic Propellants (No. SKLTSCP202207).)

收稿日期:2024-06-04;修回日期:2024-07-18;录用日期:2024-09-02

火箭纵向振动问题研究带来新的挑战。

为了从源头上探索消除火箭纵向振动的可能性,需要从机理出发,探明火箭纵向振动的激励源及产生过程。目前普遍认为这种大温差下的射流冷凝是导致压力振荡产生的直接原因。对于泵间管内射流冷凝问题,陈二峰等<sup>[2-3]</sup>采用热相变模型模拟了泵间管气氧和液氧的混合冷凝过程,并应用整体平均两流体模型建立了气液两相流压力波的色散方程,系统研究了泵间管两相压力波的传播速度特性。李翠等<sup>[4-5]</sup>通过压力波传播速度方法并结合 CFD 仿真得出了泵间管氧气冷凝长度与氧气射流速度的关系,氧气冷凝作用会影响压力波的衰减幅度和传播速度。

目前,对于射流冷凝机理的研究基本采用以水为工质的实验研究,得到的结论难以说明低温两相流低频振动机理问题。例如,在早期的研究中,C. K. Chan 等<sup>[6]</sup>开展了水蒸气与过冷水接触冷凝实验,并根据水蒸气射流流量和过冷水的过冷度绘制了接触冷凝的流型图,总结出震荡喷射、震荡气泡、间歇蒸汽流 3 种流型。任五岳等<sup>[7]</sup>通过开展 T 型管内水蒸气与过冷水掺混冷凝实验,纯蒸气流入主管路、支管通过过冷水的情况下,研究了不同水蒸气、过冷水流量下的冷凝传质量,结果表明冷凝量存在一定的限制,即主管路内水蒸气无法全部被冷凝。武心壮等<sup>[8-10]</sup>进行了超音速水蒸气射流冷凝实验,获得了无量纲冷凝特征长度的经验公式。结果表明压力振荡峰值总体上随温度升高而增大。Wang Jie 等<sup>[11-12]</sup>对 T 形管内蒸气直接接触冷凝特性进行了实验和模拟研究,发现在特定的蒸气流量下,不同过冷水温下分别出现剧烈振荡、轻微振荡和泡状流等现象。

此外,在数值仿真方面,传统的两相流计算模型可以正确计算相分布、温度场等特性,但不适用于压力脉动特性的模拟,仿真计算结果与航天发动机试车结果差异较大。S. S. Gulawani 等<sup>[13]</sup>采用 CFD 方法对直接接触式给水加热器中的直接接触蒸气冷凝进行了研究,并与实验结果进行对比,与现有的羽流长度、轴向和径向温度分布的实验数据有较好的一致性。V. Tanskanen 等<sup>[14]</sup>模拟了沸水反应堆中不同雷诺数下的直接接触冷凝实验,发现 Lakehal 冷凝模型以及 Coste 和 Lavieville 冷凝模型能够准确地预测冷凝速度。朱康等<sup>[15]</sup>基于气泡成长过程模型,研究了液氧管路中单个气泡生长冷凝周期过程,得出了气泡流动周期和冷凝长度。Mao Hongwei 等<sup>[16]</sup>利用 VOF 模型研究了泵间管路过冷液氧中过热氧气的直接接触冷凝现象,分析了低温液体火箭实际凝汽器的流动凝结过程,得到了气液掺混冷凝过程中的流场和温度

场分布特性。

综上所述,由于目前冷凝传质模型的局限性,对于低温两相流掺混冷凝低频压力脉动的数值捕捉尚不准确。本文在现有能量平衡传质模型基础上,引入高度函数法,建立相界面曲率与传质分布之间的联系,以捕捉低频压力振荡特征。

## 1 数值模型与量纲分析

### 1.1 数值计算方法

#### 1.1.1 冷凝传质模型修正

为了准确捕捉相界面波动特征,需要准确表征平均气泡直径,以求取界面面积密度,而传统的相变模型对该参数的处理皆采用定值或半经验关联式的方法,故产生了压力脉动仿真上的偏差。本节将引入高度函数法(height function method)实时计算相界面曲率,以相界面曲率的倒数来表征平均气泡直径,从而求解界面面积密度,以此修正能量平衡冷凝传质模型。其核心思想为:高度函数法可以用于捕捉两相界面的波动,并将该波动特性实时地传递至能量平衡模型中,更新界面传质速率分布,如图 1 所示,它是精确模拟射流冷凝引起的压力振荡的关键。

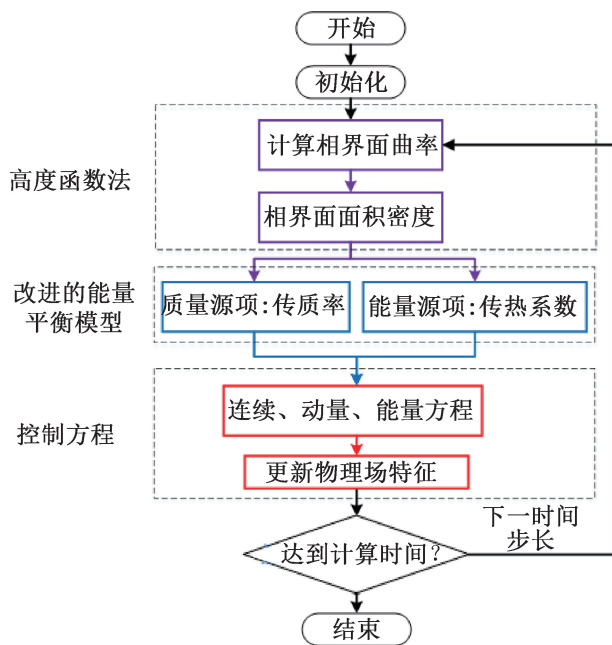


图 1 修正的冷凝传质模型计算方法

Fig.1 The modified condensation mass transfer model

高度函数法<sup>[17]</sup>被广泛用于求解相界面的曲率分布,S. Afkhami 等<sup>[18-19]</sup>提出了详细的计算步骤,在流体体积法(VOF, volume of fluid)的基础上将高度函数法应用于结构化网格中,以求解相界面曲率。Zheng Min 等<sup>[20]</sup>将高度函数法应用于格子-玻尔兹曼格式中研究熔池动力学和由此产生的孔隙形成机制。

随着各种非结构多面体网格数值格式的发展<sup>[21-23]</sup>, 高度函数法越来越实用, Han Tianyang 等<sup>[24]</sup> 采用高度函数法计算界面曲率以进行液滴扩散模拟, 解决了 J. U. Brackbill 等<sup>[25]</sup> 提出的传统连续体表面力模型所带来的伪速度 (spurious current) 问题。

本节中, 应用高度函数法求解界面曲率的具体步骤如下: 图 2 所示为在三维笛卡尔坐标系下高度函数法原理示意图的网格单元, 其中蓝色的平面表示相界面位置。带箭头的红线表示高度函数法中的参数——流体高度值 ( $H, m$ ), 箭头指向相界面处。可见, 不同网格到相界面处的距离表征了流体高度值的大小。在每个界面单元, 流体高度可由最垂直于相界面方向的流体体积分数相加来估计。为了求取流体高度值, 在网格系统中沿扩展方向构造与流体高度之和方向相同的扩展三维  $7 \times 3 \times 3$  模板。将用二阶有限中心差分格式具体计算一阶导数、二阶导数和交叉导数, 如下式所示。传统的下标符号  $H_x$  表示偏导数  $\partial H / \partial x$ ,  $H_{xy}$  表示二阶偏导数  $\partial^2 H / \partial x \partial y$ 。

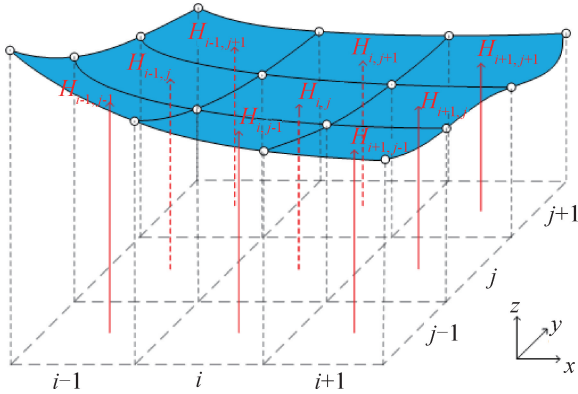


图 2 笛卡尔坐标系中的高度函数法原理  
Fig.2 Principle of height function method in Cartesian coordinate system

在求得流体高度值后, 可计算相界面的单位法向量, 如式(1)所示; 并以单位法向量散度的负值计算相界面曲率  $\kappa$ , 如式(2)所示。

$$\hat{n} = \frac{1}{(1 + H_x^2 + H_y^2)^{1/2}} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$\kappa = -\nabla \cdot \hat{n} =$$

$$\frac{H_{xx}(1 + H_y^2) + H_{yy}(1 + H_x^2) - H_x H_y (H_{xy} + H_{yx})}{(1 + H_x^2 + H_y^2)^{3/2}} \quad (2a)$$

$$H_x = \frac{H_{i+1,j} - H_{i-1,j}}{2\Delta x}, H_{xx} = \frac{H_{i+1,j} + H_{i-1,j} - 2H_{i,j}}{(\Delta x)^2} \quad (2b)$$

$$H_y = \frac{H_{i,j+1} - H_{i,j-1}}{2\Delta y}, H_{yy} = \frac{H_{i,j+1} + H_{i,j-1} - 2H_{i,j}}{(\Delta y)^2} \quad (2c)$$

$$H_{xy} = H_{yx} = \frac{H_{i+1,j+1} + H_{i-1,j-1} - H_{i+1,j-1} - H_{i-1,j+1}}{4\Delta x \Delta y} \quad (2d)$$

式中:  $\Delta x, \Delta y$  分别表示  $x, y$  方向上的网格间距;  $\hat{n}$  表示相界面法向量;  $i, j$  分别为  $x, y$  方向的坐标索引值;  $xx, yy, xy$  皆为二阶导标识符。例如, 对于图 2 所示的界面单元 ( $i, j$ ), 单位法向量的  $y$  分量  $|\hat{n}_y|$  比  $x$  分量  $|\hat{n}_x|$  大, 因此, 流体高度将按  $y$  轴为扩展方向来计算:

$$H_i = \sum_{z=j-3}^{j+3} \alpha_z \Delta y_z \quad (3)$$

式中:  $\alpha$  为相体积分数;  $z$  为求和索引值。

首先, 采用代数球模型估算界面面积密度  $\rho_{A_i}$  ( $m^2/m^3$ ), 气泡平均直径  $d_g$  (m) 是界面曲率  $\kappa$  的倒数, 界面曲率  $\kappa$  由高度函数法  $f_{HF}$  捕获, 如式(4)所示。

$$\rho_{A_i} = \frac{6}{d_g}, d_g = \frac{2}{\kappa}, \kappa = f_{HF}(\alpha_v) \quad (4)$$

式中:  $\alpha_v$  为气相体积分数。若无特殊说明, 后文中下标  $v, l$  皆分别代表气相、液相。

由于高度函数法的引入, 不可避免地降低了传质模型的鲁棒性。为了保持相变传质模型的数值稳定性, 引入相体积分数这一参数来维持能量平衡模型中传质率计算的稳定性, 具体的体积质量源项  $S$  ( $kg/m^3$ ) 的描述如式(5)所示。

对于冷凝过程 ( $T < T_{sat}$ ):

$$S_v = -S_l = \frac{k_v \alpha_v (\nabla T \cdot \hat{n})}{h_L} \rho_{A_i} \quad (5a)$$

对于蒸发过程 ( $T > T_{sat}$ ):

$$S_v = -S_l = \frac{k_l \alpha_l (\nabla T \cdot \hat{n})}{h_L} \rho_{A_i} \quad (5b)$$

式中: 界面单位法向量  $\hat{n} = \nabla \alpha_l / |\nabla \alpha_l|$ ,  $h_L$  为相变潜热值,  $J/kg$ ;  $k$  为导热系数,  $W/(m \cdot K)$ ;  $T$  为温度,  $K$ 。基于体积质量源项, 能量源项  $S_h$  ( $W/m^3$ ) 是传质率与潜热的乘积, 如式(6)所示。

对于冷凝过程 ( $T < T_{sat}$ ):

$$S_h = k_v \alpha_v (\nabla T \cdot \hat{n}) \rho_{A_i} \quad (6a)$$

对于蒸发过程 ( $T > T_{sat}$ ):

$$S_h = k_l \alpha_l (\nabla T \cdot \hat{n}) \rho_{A_i} \quad (6b)$$

### 1.1.2 数值模型的构建

采用 VOF 方法跟踪两相界面, 设置气相为主相,

液相为第 2 相。液相质量守恒连续性方程如下:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l) + \nabla(\alpha_l \rho_l v_l) = \sum (m_{vl} - m_{lv}) \quad (7)$$

式中:  $m_{vl}$  为从气相到液相的传质率,  $\text{kg}/\text{m}^3$ ; 同理,  $m_{lv}$  为从液相到气相的传质率,  $\text{kg}/\text{m}^3$ ;  $t$  为时间,  $\text{s}$ ;  $\rho$  为密度,  $\text{kg}/\text{m}^3$ ;  $v$  为流速,  $\text{m}/\text{s}$ ; 相体积分分数按如下形式计算:

$$\alpha_l + \alpha_v = 1 \quad (8)$$

动量和能量方程在整个混合相的基础上求解,如式(9)~式(10)所示,得到的速度场和温度场数据在气液相之间共享。

动量方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_m v) + \nabla(\rho_m v v) = -\nabla p + \\ \nabla[\mu_m(\nabla v + \nabla v^T)] + \rho_m g + F_{\text{vol}} \end{aligned} \quad (9)$$

能量方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m E) + \nabla[v(\rho_m E + p)] = \nabla(k_{\text{eff}} \nabla T) + S_h \quad (10)$$

式中:  $k_{\text{eff}}$  为有效导热系数,  $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ;  $g$  为重力加速度,  $\text{m}/\text{s}^2$ ;  $E$  为流体焓值,  $\text{J}/\text{kg}$ ;  $F_{\text{vol}}$  为相界面的表面张力,  $\text{N}$ 。

$$F_{\text{vol}} = \sigma \frac{2\rho_m \kappa \nabla \alpha}{\rho_v + \rho_l} \quad (11)$$

式中:  $\sigma$  为表面张力系数,  $\text{N}/\text{m}$ 。在上述方程中,下标为  $m$  的物理量可以由每个单元的相体积分数来确定,如式(12)。符号  $\phi$  表示密度 ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )、黏度 ( $\text{Pa}\cdot\text{s}$ ) 和热导率 [ $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ]。

$$\phi_m = \alpha_v \phi_v + \alpha_l \phi_l \quad (12)$$

湍流流动采用分离涡 (DES, detached eddy simulation) 模型,该模型结合了大涡模型 (LES, large eddy simulation) 和 SST  $k-\omega$  湍流模型的优点。采用 SIMPLE 算法对压力和速度进行耦合。

针对真实的火箭发动机推进系统管路结构(图 3)进行建模,对复杂的推进系统进行简化,取出燃料主泵和预压泵之间的输送管路为研究对象,如图 3 中黑色虚线框内所示。氧射流冷凝振荡现象发生在这段管路当中,高温富氧燃气 (GOX, gas oxygen) 经红色框内管段喷射进入液氧 (LOX, liquid oxygen) 主管路中,发生冷凝。

推进系统中具体操作工况参数如表 1 所示,液氧过冷度约为 33 K,高温富氧燃气 (GOX) 和液氧 (LOX) 的物理性质从 NIST PROP 数据库中获取。考虑到富氧燃气 (GOX) 的主要成分是氧气,为简化计算,本文将富氧燃气当作纯氧气处理,后文将不再

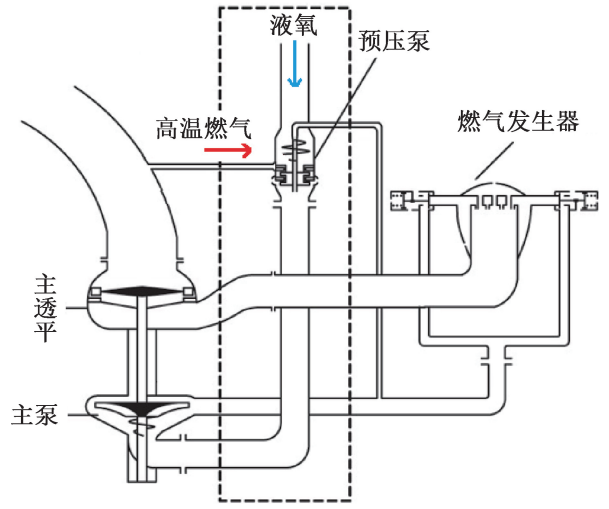


图 3 火箭推进系统结构

Fig.3 Structure of rocket propulsion system

提及富氧燃气,以氧气代替。

表 1 推进系统中典型操作工况参数

Tab.1 Typical operating parameters of propulsion system

管路背压/ MPa	质量流量/(kg/s)		温度/K	
	GOX	LOX	GOX	LOX
1.22	1.5	90	150	90

输送管路的具体结构如图 4 所示,该管道包括环形气体入口、环形液体入口和圆形出口,其余边界作为无滑移绝热壁面边界,液氧接触角设为  $10^\circ$ 。边界条件采用质量流量入口和压力出口,出口压力为 1.22 MPa,环境温度为 300 K。高温氧气从气室通过两排射流孔注入至液氧主管道中,并完全凝结成液氧。每排射流孔由 32 个小孔组成,周向均匀分布在液氧输送管路的侧壁上。在无特殊说明时,初始管内流体温度设置为 90 K,初始压力为 1.22 MPa,基础工况的初始相界面位于射流孔处。

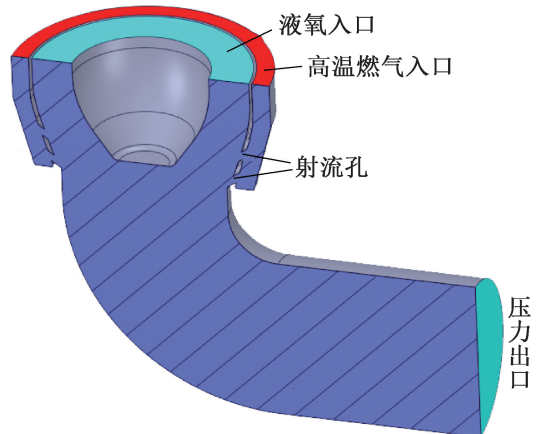


图 4 泵间管路的剖面示意图及边界条件

Fig.4 Sectional view and boundary condition of pipeline between pumps

在射流冷凝过程中,由于剧烈的压力脉动,局部的流体物性随压力的变化不可忽略。根据 NIST REFPROP 数据库,拟合不同物性随压力变化多项式并植入至 UDF 中,如式(13)所示, $p$  为压力(MPa)。高温氧气采用理想气体模型;液相密度采用 Boussinesq 假设。

液氧饱和温度 ( $77\text{ K} < T_{\text{sat}} < 104\text{ K}$ ):

$$T_{\text{sat}} = 31.69p^3 - 75.57p^2 + 77.30p + 70.51 \quad (13a)$$

液氧相变潜热 ( $152\text{ J/kg} < h_L < 200\text{ J/kg}$ ):

$$h_L = -33.66p^3 + 78.85p^2 - 101.77p + 208.46 \quad (13b)$$

数值模型采用 ANSYS FLUENT 2020R2 软件求解,使用 Modified HRIC 和 PRESTO 格式对相界面和压力进行插值计算,梯度项采用 Least Squares Cell Based 格式离散,动量方程采用边界中心差分格式,瞬态项采用边界二阶隐式格式。瞬态时间步长为  $5 \times 10^{-5}\text{ s}$ ,以确保数值计算过程中的库朗数(CFL)小于 1。收敛标准为能量方程残差低于  $10^{-8}$ ,其余方程残差低于  $10^{-4}$ 。

为了进行网格无关性验证,消除网格数对模拟结果的影响,此处采用网格数分别为 190 560、358 650、489 570 和 598 500 的 4 种质量的网格系统进行了独立性验证。图 5 所示为气液接触接点监测点不同网格系统下的压力随时间的变化。由图 5 可知,网格数 489 870 和 598 500 的压力变化趋势基本相同,而其他 2 种粗网格系统的压力脉动结果与上述 2 种网格数中的结果存在明显偏差。考虑到计算成本,为了得到可靠、准确的结果,后续仿真采用网格数为 489 870 的网格系统。

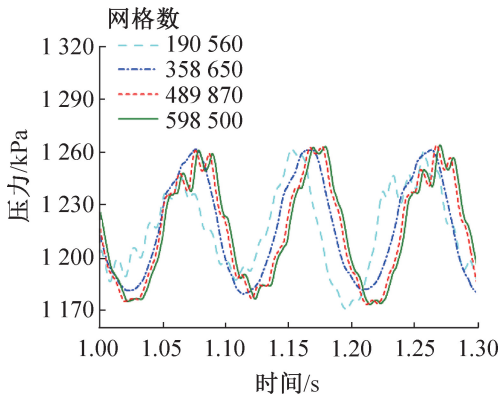


图 5 不同网格系统下的压力脉动曲线

Fig.5 Pressure pulsation for different grid systems

## 1.2 射流冷凝振荡的量纲分析

### 1.2.1 射流冷凝特征的量纲表达

射流冷凝特征的影响因素众多,并且各参数对射

流冷凝振荡现象的影响效果各不相同。本节基于 1.1.2 节中数值仿真结果数据集,通过构造无量纲数来统一各参数对射流冷凝振荡的影响,从而表征射流冷凝振荡的转换阈值。

对于低温液氧射流冷凝过程,该物理问题涉及的物理量有 17 个,如表 2 所示,其中基本量纲有 4 个,分别为 L、M、T、 $\Theta$ ;根据  $\Pi$  定理可知,主导射流冷凝振荡这一物理现象的无量纲量主要有  $17 - 4 = 13$  个,假设其为  $\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_{13}$ 。由表 2 可知,影响射流冷凝振荡现象的物理量全部为表征两相流动、相间传质及气液流体物性的工况及结构参数,而压力脉动主频率则是直接反映射流冷凝振荡宏观频谱特征的重要物理参数。

表 2 射流冷凝振荡现象中的基本物理量及量纲  
Tab.2 Basic physical quantities and dimensions of jet condensation oscillation

编号	物理量	物理意义	量纲	单位
1	$f$	冷凝振荡主频率	$T^{-1}$	$s^{-1}$
2	$v_l$	液氧特征流速	$LT^{-1}$	m/s
3	$v_v$	氧气特征流速	$LT^{-1}$	m/s
4	$\mu_l$	液氧动力黏度	$ML^{-1}T^{-1}$	Pa·s
5	$\mu_v$	氧气动力黏度	$ML^{-1}T^{-1}$	Pa·s
6	$\rho_l$	液氧密度	$ML^{-3}$	kg/m
7	$\rho_v$	氧气密度	$ML^{-3}$	kg/m
8	$\Delta T_l$	液氧过冷度	$\Theta$	K
9	$\Delta T_v$	氧气过热度	$\Theta$	K
10	$c_{p,l}$	液氧比热容	$L^2T^{-2}\Theta^{-1}$	J/(kg·K)
11	$c_{p,v}$	氧气比热容	$L^2T^{-2}\Theta^{-1}$	J/(kg·K)
12	$k_l$	液氧导热系数	$MLT^{-3}\Theta^{-1}$	W/(m·K)
13	$k_v$	氧气导热系数	$MLT^{-3}\Theta^{-1}$	W/(m·K)
14	$h_L$	相变潜热	$L^2T^{-2}$	J/kg
15	$L_e$	射流孔特征长度	L	m
16	$L_l$	液氧入口特征长度	L	m
17	$L_v$	氧气入口特征长度	L	m

从这 17 个物理量中挑选出 4 个相互独立的物理量: $f, v_l, \rho_l, \Delta T_l$ , 对其进行独立性检验:

$$\Delta' = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & (f) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (v_l) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (\rho_l) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (\Delta T_l) \\ (M) & (L) & (T) & (\Theta) & \end{vmatrix} \neq 0 \quad (14)$$

系数矩阵不为0,说明了 $f, v_1, \rho_1, \Delta T_1$ 这4个物理量是相互独立的,导出量纲则可写成含幂指数 $a, b, c, d$ 的表达式:

$$\begin{aligned} \Pi_1 &= f^{a_1} v_1^{b_1} \rho_1^{c_1} \Delta T_1^{d_1} L_e \\ \Pi_2 &= f^{a_2} v_1^{b_2} \rho_1^{c_2} \Delta T_1^{d_2} v_v \\ &\dots\dots \\ \Pi_{13} &= f^{a_{10}} v_1^{b_{10}} \rho_1^{c_{10}} \Delta T_1^{d_{10}} h_L \end{aligned} \quad (15)$$

代入各物理量的基本量纲后,上式中10个物理量对应的量纲方程可表述为:

$$\begin{aligned} \dim \Pi_1 &= [T^{-1}]^{a_1} [LT^{-1}]^{b_1} [ML^{-3}]^{c_1} [\Theta]^{d_1} [L] \\ \dim \Pi_2 &= [T^{-1}]^{a_2} [LT^{-1}]^{b_2} [ML^{-3}]^{c_2} [\Theta]^{d_2} [LT^{-1}] \\ &\dots\dots \\ \dim \Pi_{13} &= [T^{-1}]^{a_{13}} [LT^{-1}]^{b_{13}} [ML^{-3}]^{c_{13}} [\Theta]^{d_{13}} [L^2T^{-2}] \end{aligned} \quad (16)$$

由于导出物理量 $\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_{11}$ 为无量纲量,则量纲 $\dim \Pi_1, \dim \Pi_2, \dots, \dim \Pi_{13}$ 均应等于1:

$$\begin{cases} -a_1 - b_1 = 0 \\ b_1 - 3c_1 + 1 = 0 \\ c_1 = 0 \\ d_1 = 0 \end{cases} \longrightarrow \begin{cases} a_1 = 1 \\ b_1 = -1 \\ c_1 = 0 \\ d_1 = 0 \end{cases} \quad (17)$$

因此,将式(17)代入式(15)可得:

$$\Pi_1 = f^1 v_1^{-1} \rho_1^0 \Delta T_1^0 L_e^1 = fL_e/v_1 \quad (18)$$

同理可得,剩余的所有无量纲物理量分别可表示

$$\begin{aligned} \text{为 } \Pi_2 &= \frac{v_v}{v_1}, \Pi_3 = \frac{\Delta T_v}{\Delta T_1}, \Pi_4 = \frac{\rho_v}{\rho_1}, \Pi_5 = \frac{\mu_v}{\mu_1}, \Pi_6 = \frac{c_{p,v}}{c_{p,1}}, \\ \Pi_7 &= \frac{k_v}{k_1}, \Pi_8 = \frac{f\mu_1}{\rho_1 v_1^2}, \Pi_9 = \frac{c_{p,1} \Delta T_1}{v_1^2}, \Pi_{10} = \frac{h_L}{v_1^2}, \Pi_{11} = \\ \frac{f\Delta T_1 k_1}{\rho_1 v_1^4}, \Pi_{12} &= \frac{L_e}{L_1}, \Pi_{13} = \frac{L_e}{L_v}. \end{aligned}$$

因此,对于低温气液两相流掺混过程中的各物理量之间规律可写作:

$$\begin{aligned} \phi \left( \frac{fL^*}{v_1}, \frac{v_v}{v_1}, \frac{\Delta T_v}{\Delta T_1}, \frac{\rho_v}{\rho_1}, \frac{\mu_v}{\mu_1}, \frac{c_{p,v}}{c_{p,1}}, \frac{k_v}{k_1}, \frac{f\mu_1}{\rho_1 v_1^2}, \frac{c_{p,1} \Delta T_1}{v_1^2}, \frac{h_L}{v_1^2}, \right. \\ \left. \frac{f\Delta T_1 k_1}{\rho_1 v_1^4}, \frac{L_e}{L_1}, \frac{L_e}{L_v} \right) = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

即射流冷凝振荡的频谱特征可由以下无量纲参数的函数关系式表征:

$$\begin{aligned} \frac{fL^*}{v_1} = \phi \left( \frac{v_v}{v_1}, \frac{\Delta T_v}{\Delta T_1}, \frac{\rho_v}{\rho_1}, \frac{\mu_v}{\mu_1}, \frac{c_{p,v}}{c_{p,1}}, \frac{k_v}{k_1}, \frac{f\mu_1}{\rho_1 v_1^2}, \frac{c_{p,1} \Delta T_1}{v_1^2}, \right. \\ \left. \frac{h_L}{v_1^2}, \frac{f\Delta T_1 k_1}{\rho_1 v_1^4}, \frac{L_e}{L_1}, \frac{L_e}{L_v} \right) \end{aligned} \quad (20)$$

### 1.2.2 无量纲转换阈值准则数

由上述的量纲分析可知,对于2股流体的掺混流动冷凝过程,不同流体的物性之比,经常影响着流动冷凝过程中的物理场分布,上述的 $\Pi_2, \Pi_3, \Pi_4, \Pi_5, \Pi_6, \Pi_7$ 分别为氧气和液氧的特征流速、过冷度/过热度、密度、动力黏度、比热容、热导率之比; $\Pi_{12}, \Pi_{13}$ 用于表征气体管路、液体管路及射流孔结构特征长度之比。

通过对比分析,无量纲导出量 $\Pi_1$ 为斯特劳哈尔数 $Sr$ ,可用来表征射流冷凝振荡过程中的频谱特征,其中特征长度 $L_e$ 为射流孔的湿周长。

$$\Pi_1 = fL_e/v_1 = Sr \quad (21)$$

通过 $\Pi_9, \Pi_{10}$ 的比值可获得液氧的冷凝驱动力 $B_1$ 完全相同,如式(22)所示。

$$\frac{\Pi_9}{\Pi_{10}} = \frac{c_{p,1} \Delta T_1}{v_1^2} \bigg/ \frac{h_L}{v_1^2} = \frac{c_{p,1} \Delta T_1}{h_L} = B_1 \quad (22)$$

通过处理 $\Pi_8$ 的表达式可获得液氧雷诺数,如式(23)所示,特征长度 $L_e$ 为液氧管路入口湿周长。

$$\frac{\Pi_1}{\Pi_8 \Pi_{12}} = \frac{fL_e}{v_1} \bigg/ \left( \frac{f\mu_1}{\rho_1 v_1^2} \frac{L_e}{L_1} \right) = \frac{\rho_1 v_1 L_1}{\mu_1} = Re_1 \quad (23)$$

对于高温氧气的相应无量纲驱动力 $B_v$ 、雷诺数 $Re_v$ ,可通过变换得到:

$$\frac{\Pi_9}{\Pi_{10}} \Pi_3 \Pi_6 = B_1 \Pi_3 \Pi_6 = \frac{c_{p,1} \Delta T_1}{h_L} \frac{\Delta T_v}{\Delta T_1} \frac{c_{p,v}}{c_{p,1}} = B_v \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Pi_1}{\Pi_8 \Pi_{12}} \frac{\Pi_2 \Pi_4 \Pi_{12}}{\Pi_5 \Pi_{13}} = Re_1 \frac{\Pi_2 \Pi_4 \Pi_{12}}{\Pi_5 \Pi_{13}} = \\ \frac{\rho_1 v_1 L_1}{\mu_1} \left( \frac{v_v}{v_1} \frac{\rho_v}{\rho_1} \frac{L_e}{L_1} \right) \bigg/ \left( \frac{L_e}{L_v} \frac{\mu_v}{\mu_1} \right) = Re_v \end{aligned} \quad (25)$$

类似地,对无量纲导出量 $\Pi_{11}$ 的表达式进行频率参数 $f$ 消除操作后,可得到一个新的无量纲导出量,其形式如(26)所示:

$$\frac{\Pi_{11} \Pi_{12}}{\Pi_1} = \frac{f\Delta T_1 k_1}{\rho_1 v_1^4} \frac{L_e}{L_1} \bigg/ \frac{fL_e}{v_1} = \frac{\Delta T_1 k_1}{\rho_1 v_1^3 L_1} \quad (26)$$

可见,该无量纲导出量的表达形式较为陌生,考虑通过变换将其转换为常见的无量纲特征数的组合形式,此处引入流体工质的普朗特数 $Pr$ 进行变换,如式(27)所示,其中,运动黏度 $\nu = \mu/\rho$ ,热扩散率 $\alpha_h = k/(\rho c_p)$ 。

$$Pr = \nu/\alpha_h = c_p \mu/k \quad (27)$$

进一步通过代入 $Pr$ 和 $Re$ ,式(26)中新的无量纲准则数可转换为如下形式:

$$\frac{\Pi_{11} \Pi_{12}}{\Pi_1} = \frac{\Delta T_1 k_1}{\rho_1 v_1^3 L_1} = \frac{k_1}{c_{p,1} \mu_1} \frac{c_{p,1} \mu_1 \Delta T_1}{\rho_1 v_1^3 L_1} =$$

$$\frac{k_1}{c_{p,1}\mu_1\rho_1v_1L_1} \frac{c_{p,1}\Delta T_1}{h_L} \frac{h_L}{v_1^2} = \frac{1}{Pr_1} \frac{1}{Re_1} B_1 \Pi_{10} \quad (28)$$

由此可见,上述新的无量纲导出量可写作  $Pr$ 、 $Re$  和冷凝驱动势  $B$  的组合表达,定义该新的无量纲准则数为冷凝振荡因子  $Jc$ ,因此低温液氮的冷凝振荡因子表达形式如下:

$$Jc_1 = \frac{\Pi_{11} \Pi_{12}}{\Pi_1 \Pi_{10}} = \frac{B_1}{Pr_1 Re_1} \quad (29)$$

同理可得,高温氧气的冷凝振荡因子  $Jc_g$  为:

$$Jc_v = \frac{\Pi_{11} \Pi_{12}}{\Pi_1 \Pi_{10}} = \frac{B_v}{Pr_v Re_v} \quad (30)$$

结合本文中低温气液掺混过程射流冷凝振荡的具体现象,可知低温液氧的过冷度和高温氧气的过热度同时对射流冷凝振荡频谱特征产生影响,且作用机制相反,因此在冷凝驱动势的基础上,考虑过热度的影响,定义混合冷凝驱动势为:

$$B^* = \frac{c_{p,1}\Delta T_1 - c_{p,v}\Delta T_v}{h_L} \quad (31)$$

同时,令  $Pr^* = Pr_1 Pr_v$ ,低温液氮和高温氧气质量流量对射流冷凝振荡流型的影响趋势一致,只是影响程度不同,当气液质量流量同时都偏小时,越容易出现剧烈的间歇回流振荡,因此定义混合雷诺数为:

$$Re^* = Re_1^\alpha Re_v^\beta \quad (32)$$

其中,幂指数  $\alpha$ 、 $\beta$  需由实验数据得到。因此,上述冷凝振荡因子  $Jc$  可改为混合冷凝振荡因子  $Jc^*$ ,表征气液流体对射流冷凝振荡现象的共同作用,使其更具适应性,其一般表达形式如下:

$$Jc^* = \frac{B^*}{Pr^* Re^*} \quad (33)$$

综上所述,在不考虑流体力质的影响下,射流冷凝振荡的流型表达函数  $\phi$  的一般表达式可由式(34)表示,其中  $Jc^*$  为无量纲冷凝振荡因子,表征工况参数对射流冷凝振荡流型的影响;为表述方便,令第 2 项  $L^* = L_c^2/L_1L_v$  为结构参数对冷凝振荡流型的影响因素。综上所述,射流冷凝振荡流型及频谱特征可由以下形式的函数表示:

$$\phi(Jc^*, L^*) = 0 \quad (34)$$

## 2 结果与讨论

### 2.1 射流冷凝振荡的瞬态特征

#### 2.1.1 冷凝振荡流型分布

通过对射流冷凝振荡的数值仿真计算结果进行分析与归纳,发现在 3 种不同工况下存在 3 种典型射流冷凝振荡流型:间歇回流流型、气羽振荡流型、稳定脉动流型,其对应的 3 种典型工况如表 3 所示。低温

液氧温度(90 K)、高温氧气温度(150 K)和管路背压(1.22 MPa)均保持恒定,该工况下对应的液氧过冷度约为 33 K,液氧的质量流量为 3 084 kg/(m<sup>2</sup>·s)时  $Re$  达到了  $3 \times 10^6$ 。这 3 种工况的唯一区别是高温氧气的质量流量不同。工况 A、B、C 中高温氧气质量流量对应的雷诺数分别为  $2.45 \times 10^6$ 、 $3.06 \times 10^6$ 、 $3.67 \times 10^6$ ,可见低温液氧和高温氧气在发动机泵回输管路内的流动均为强烈的湍流流动。

表 3 低频振荡流型的典型工况

Tab.3 Typical conditions of oscillating flow pattern

工况参数	工况编号		
	工况 A	工况 B	工况 C
管路背压/MPa	1.22	1.22	1.22
氧气质量流量/[kg/(m <sup>2</sup> ·s)]	113	141	169
液氧质量流量/[kg/(m <sup>2</sup> ·s)]	3 084	3 084	3 084
氧气温度/K	150	150	150
液氧温度/K	90	90	90

图 6 所示为 3 种不同射流冷凝振荡流型下的气体体积分数分布。对于间歇回流流型,在某个特定时刻,过冷液氧会因瞬时的剧烈冷凝过程而被吸入至高温氧气支管路中,此时射流孔处充满了低温液氧,而高温氧气还在气路支管路中,还未到达射流孔处。随后,可以发现在高温氧气的冲击下,高温氧气也已经通过了射流孔,流入了液氧主管路中,此时射流孔处充满了高温氧气。明显可见此时液氧管路的侧壁上已经形成了一条狭长的高温氧气羽,使气液相界面被拉长,相界面面积明显增大。随着冷凝过程的持续进行,高温氧气羽开始从射流孔处脱落,并沿着管路侧壁向下游移动,同时低温液氧回流至射流孔处。

相比于间歇回流流型,氧气羽尾迹收缩振荡流型中并未发生液氧的倒吸回流现象,只是高温氧气羽在液氧主管路内来回振荡。高温氧气从气路支管路中,通过射流孔到达了液氧主管路,在液氧管路的侧壁上形成了狭长的氧气羽。可以发现氧气羽产生了明显的收缩,其长度明显变小,这是由于冷凝传质的速度已经大于气体进口流量,因此在液氧管路中随着冷凝过程的不断进行,氧气羽不断地冷凝成为液氧,其体积不断减小,整个过程表现为收缩的现象。随后,明显可见氧气羽长度在不断增加,使气液相界面被拉长,相界面面积明显增大,表现为氧气羽不断扩张的现象。这是因为在此时间段内,氧气羽冷凝传质率小于气体入口流量,随着气体入口处氧气的不断流入,使液氧管路内的气体总量不断增多,于是导致了氧气

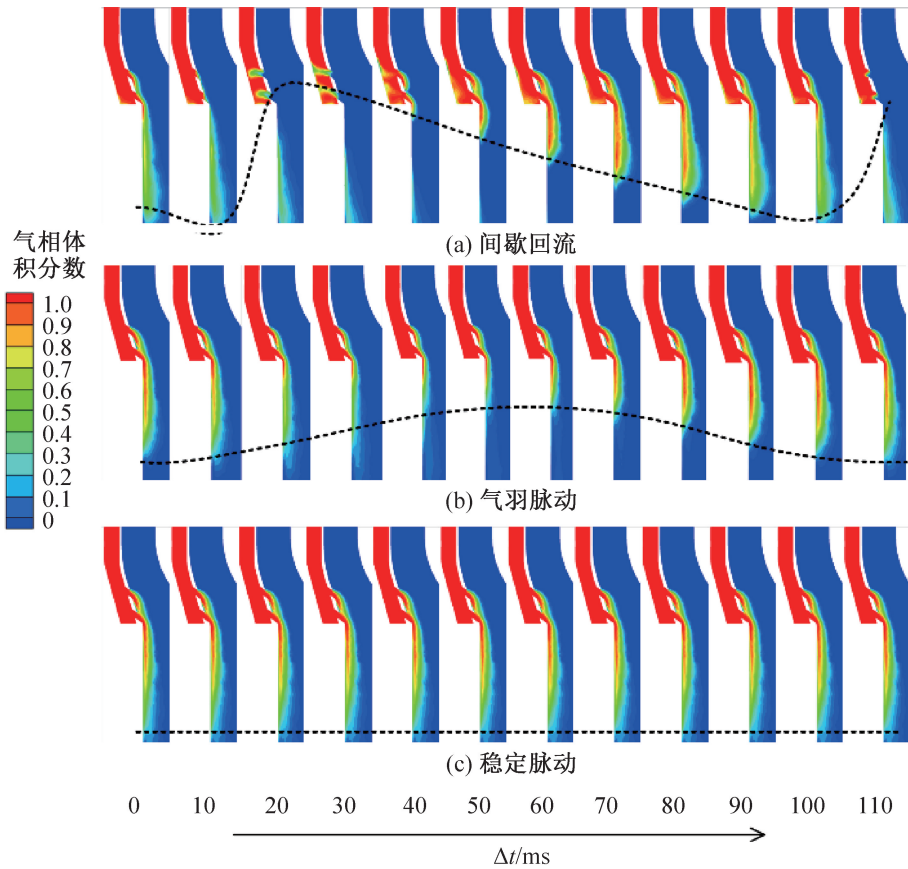


图6 不同振荡流型中气体体积分数的分布

Fig.6 Gas volume fraction distribution in different oscillating flow patterns

羽形态的扩张。同理,在下一个周期内,液氧管路内的氧气羽将再次经历收缩和扩张,如此循环往复,形成了周期性的气羽振荡流型。

相比于前2种冷凝振荡流型,轻微氧气羽摆动振荡流型中并未发生液氧的倒吸回流现象,也不存在氧气羽剧烈收缩振荡现象,只是高温氧气羽在液氧输送管路侧壁上发生轻微的脉动。在每一个时刻下的高温氧气羽体积分数的分布情况基本一致,可看作非常稳定的氧气羽形态,几乎不随时间发生变化。

### 2.1.2 工况参数对冷凝振荡的影响

图7所示为稳定脉动流型下的压力脉动波形图及其频谱分析结果,可见该流型下的压力脉动幅值较低,仅为2.3 kPa,属于稳定的射流冷凝流型。通过傅里叶变换可知,该射流冷凝振荡流型对应的压力脉动第1主频为8.3 Hz,同时存在第2主频78 Hz。与前2种射流冷凝振荡流型相比,稳定脉动流型的压力脉动第1主频更低,且出现了第2主频,这是由于第1主频主要反映的是氧气羽整体的收缩和扩张行为,而第2主频主要反映的是气羽尾迹气泡簇的脱离行为。

由上文可知,这3种射流冷凝振荡流型的物理场特征各不相同,为了定量地对比其振荡特性,图8所

示为3种工况下射流孔处的温度随时间的变化。在氧气羽振荡工况下,高温氧气羽在靠近主管道侧壁处有轻微摆动,射流孔内充满了高温氧气,导致射流孔处的温度保持在150 K附近波动,与高温氧气的温度一致。在间歇回流振荡工况下,液氧周期性地被倒吸入气路管路,导致射流孔处的温度在90~150 K波动。图8中蓝色曲线的每个波谷均代表液氧回流倒吸现象的发生,射流孔处温度骤降至90 K,且射流孔处的温度波动周期与高温氧气羽的周期性收缩保持一致。在稳定脉动冷凝流型中,射流孔处的温度保持150 K恒定,这是由于该流型下氧气羽的形态保持稳定,射流孔处始终充满了150 K高温氧气。

同理,图9所示为3种不同工况下的射流孔处密度随时间的变化,对于蓝色曲线的间歇回流振荡流型,曲线上的每个波峰代表液氧回流现象的发生。当射流孔处充满液氧时,在回流液氧的冲击下,气体支管路中的高温氧气被剧烈压缩,其动能转化为压力能,使高温氧气的密度可急剧增至约55 kg/m<sup>3</sup>。对于氧气羽振荡流型,射流孔处密度随时间轻微波动,而稳定脉动流型中,射流孔处密度随时间几乎保持31 kg/m<sup>3</sup>恒定。

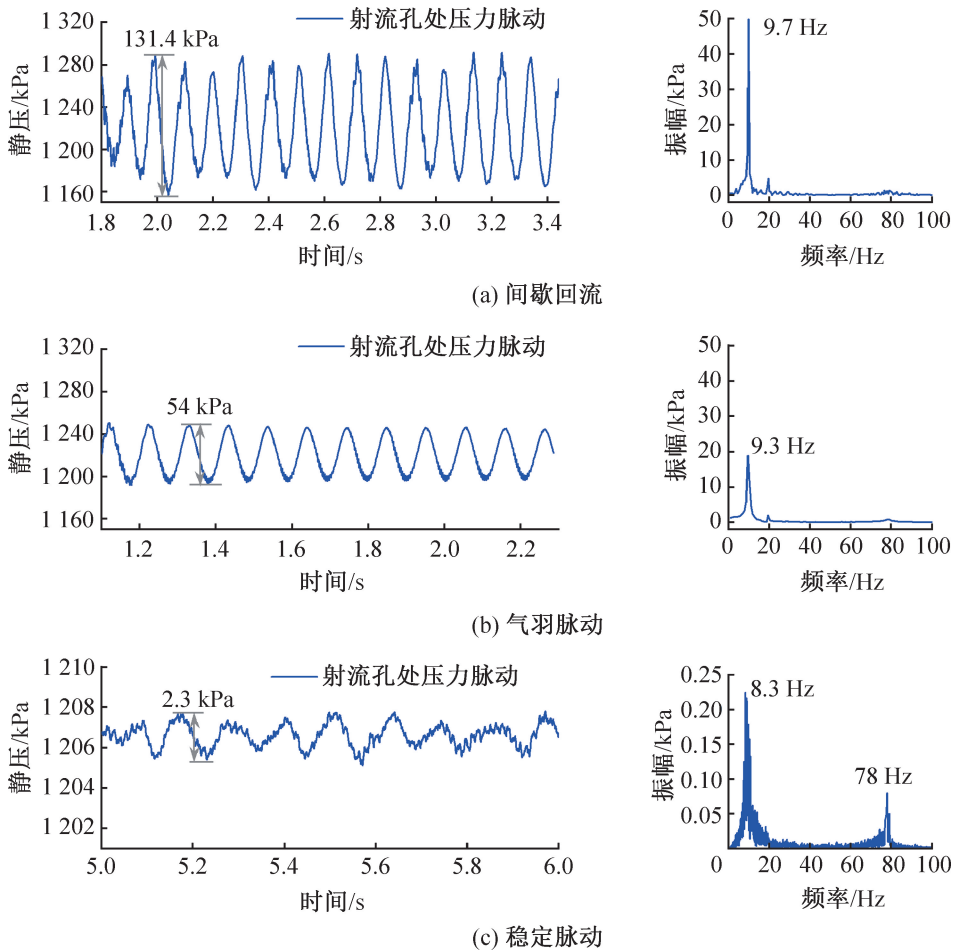


图7 稳定脉动流型下的压力脉动及其频谱

Fig.7 Pressure pulsation and its spectrum in a steady pulsating flow pattern

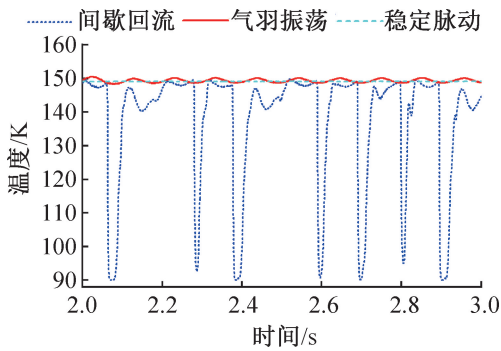


图8 3种工况下射流孔处温度随时间的变化

Fig.8 Temperature variation with time in jet hole under three working conditions

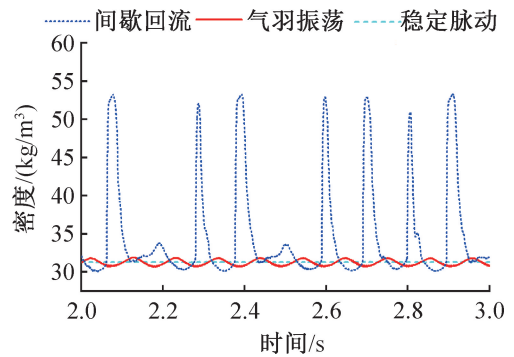


图9 3种工况下射流孔处密度随时间的变化

Fig.9 Density variation with time in jet holes under three working conditions

不同工况下射流孔处流速随时间的变化如图 10 所示。在间歇回流工况下,射流孔处流体的流动速度随时间的波动如图 10 中蓝色点线所示。射流孔处高温氧气流速在 0~60 m/s 波动,高温氧气密度在 30~55 kg/m<sup>3</sup> 波动。当射流孔处高温氧气的速度降至 0 m/s,表示液氧回流倒吸现象的发生。随着液氧倒吸回流至气路管路,高温氧气在气路管路中被挤压,

同时在后续流入的高温氧气的共同挤压作用下,射流孔处高温氧气的密度将达到最高点 53 kg/m<sup>3</sup>。在气羽振荡流型中,射流孔处流速在 25~50 m/s 波动。相比之下,在稳定脉动工况中,高温氧气的流动速度和密度几乎保持不变,分别为 45 m/s 和 31 kg/m<sup>3</sup>,这是由于射流孔处始终充满了氧气,保持气体状态。

图 11 所示为不同射流冷凝振荡流型下的管内气

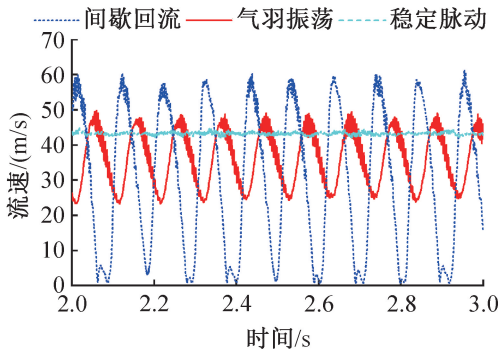


图 10 不同工况下射流孔处流速随时间的变化

Fig.10 Flow velocity variation with time at jet orifice under different working conditions

体总体积随时间的变化,可见在间歇回流振荡流型下,管内气体总体积变化幅度最大,且压力脉动波形明显由 2 种不同振幅的正弦波形叠加而成;气羽振荡冷凝流型中,管内气体总体积随时间变化曲线近似为正弦波形;稳定脉动工况下,管内高温氧气总体积几乎保持恒定。3 种不同的射流冷凝振荡流型下,液氧管路内气体总体积平均值均为 0.025~0.026 m<sup>3</sup>。

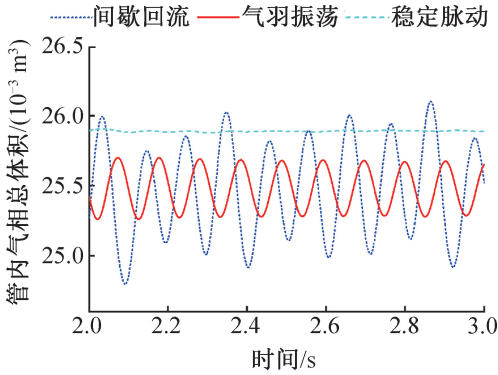


图 11 不同工况下管路气体总体积随时间的变化

Fig.11 Total gas volume variation with time under different working conditions

## 2.2 射流冷凝无量纲准则数

### 2.2.1 流型转变阈值的判据准则数

由 1.2.2 节中的量纲分析可知,射流冷凝过程中的频谱特征可由式(35)函数表征,为了得到冷凝振荡因子的具体表达式,在数值仿真结果数据集中,选取不同低温液氧质量流量、不同高温氧气质量流量工况下的射流冷凝振荡主频进行数据拟合,以求取冷凝振荡因子中的幂指数  $\alpha, \beta$  的值。

$$St = \phi \left( Pr_1, Pr_v, Re_1, Re_v, B_1, B_v, \frac{L_c^2}{L_1 L_v} \right) \quad (35)$$

由于保持其他变量相同,只改变气液质量流量的值,故振荡主频的实验经验关联上可表示为式(36)所示。

$$f = C_0 Re_1^\alpha Re_v^\beta \quad (36)$$

式中:  $C_0$  为常数;  $Re_1, Re_v$  分别为液氮、氧气雷诺数;  $f$  为脉动主频率, Hz。具体数据如表 4 所示。

表 4 不同气液雷诺数下的射流振荡主频率

Tab.4 Main frequencies of jet oscillations and pulsations at different gas/liquid Reynolds numbers

$Re_1$	$Re_v$	$f$	$Re_1$	$Re_v$	$f$
612 172	333 328	8.2	1 836 517	2 999 956	9.6
1 224 345	333 328	8.7	2 448 690	2 999 956	9.8
612 172	1 666 642	8.8	3 060 862	2 999 956	10.1
1 224 345	1 666 642	9.0	3 673 035	2 999 956	11.0
1 836 517	1 666 642	9.2	612 172	4 999 927	9.4
2 448 690	1 666 642	9.6	1 224 345	4 999 927	9.5
3 060 862	1 666 642	10.8	1 836 517	4 999 927	9.7
3 673 035	1 666 642	10.9	2 448 690	4 999 927	9.9
612 172	2 999 956	9.3	3 060 862	4 999 927	10.3
1 224 345	2 999 956	9.4	3 673 035	4 999 927	11.1

通过对表 4 中的数据集进行拟合计算,得到幂指数  $\alpha=0.083, \beta=0.071$ , 因此无量纲冷凝振荡因子的表达式为:

$$\begin{cases} Jc^* = \frac{B^*}{Pr^* Re^*} \\ Re^* = Re_1^{0.083} Re_v^{0.071} \\ B^* = (c_{p,1} \Delta T_1 - c_{p,v} \Delta T_v) / h_L \\ Pr^* = Pr_1 Pr_v \end{cases} \quad (37)$$

对于任意操作工况,通过式(37)便可计算得到该工况参数对应的冷凝振荡因子,用以表征射流冷凝振荡现象的频谱特征。

### 2.2.2 冷凝振荡因子的适用性分析

为了探究上述无量纲冷凝振荡因子的适用性,图 12 所示为  $Jc^*$  随着高温氧气、低温液氧的雷诺数的变化,可见无量纲冷凝振荡因子随着高温氧气雷诺数及低温液氧雷诺数的减小而增大,当低温液氧雷诺数为  $10^6$ , 高温氧气雷诺数为  $5 \times 10^5$  时,无量纲冷凝振荡因子最高达到了 9.9。

进一步观察式(37)发现,假设冷凝振荡因子越大,则表示越容易发生间歇回流工况。当过冷度增大时,冷凝驱动势增大,导致冷凝振荡因子增大,相间冷凝传质更加剧烈,则越容易发生间歇回流流型,因此假设是正确的。由此可知,当雷诺数增大时,无量纲冷凝振荡因子将减小,故射流冷凝振荡越接近于稳定脉动流型。

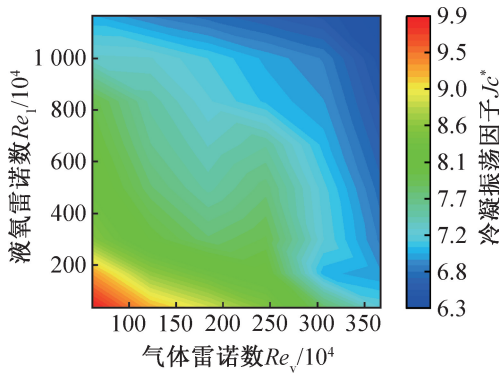


图 12 冷凝振荡因子随雷诺数的变化

Fig.12 Variation of condensation oscillation factor with Reynolds number

同理可得,对于普朗特数而言,其表征工质动量扩散与热量扩散能力之比,若普朗特数越大(射流冷凝振荡因子越小),表示流体换热能力越弱,即传热过程越差,则更不容易发生间歇回流。

因此,普朗特数、雷诺数、冷凝驱动势这3个物理量对射流冷凝振荡因子的作用机制是相似的,冷凝振荡因子适用于表征冷凝振荡现象。

将液氧温度、高温氧气温度和管路背压保持 1.22 MPa 恒定,高温氧气的温度为 150 K,液氧的温度为 90 K,其对应的过冷度约为 33 K,在该工况下的所有不同高温氧气、低温液氧雷诺数的工况集合选出,并求解各工况对应的冷凝振荡因子,可得不同冷凝流型的无量纲准则数特征,如图 13 所示。由图 13 可知,代表着不同冷凝流型的各个数据点分别位于不同的 3 个区域,即冷凝振荡因子可以轻松地用以区分不同射流冷凝流型。具体表述为,在气液温度、背压保持不变时,通过求解气液雷诺数,从而得到冷凝振荡因子;当冷凝振荡因子小于 7.0 时,表明射流冷凝振荡处于稳定脉动流型,属于安全工况;而当冷凝振荡因子在 7.0~7.3 时,射流冷凝振荡流型为气羽振荡,当冷凝振荡因子大于 7.3 时,射流冷凝振荡流型为间歇回流流型,此时应注意避免强烈的间歇回流带来的危害。

为进一步定量地探究振荡因子对射流冷凝振荡的表征适用性,图 14 所示为射流冷凝振荡的振幅和无量纲冷凝振荡因子  $Jc^*$  随气体雷诺数的变化。随着气体雷诺数的增大,射流冷凝振荡的振幅先增大后减小,而该转折点正是由于射流冷凝流型从间歇回流转换为氧气羽振荡,此时对应的冷凝振荡因子  $Jc^*$  约为 7.3,与前文转换阈值处的冷凝振荡因子一致。

同理,图 15 所示为射流冷凝振荡的振幅和无量纲振荡因子  $Jc^*$  随液氧雷诺数的变化。由图 15 可

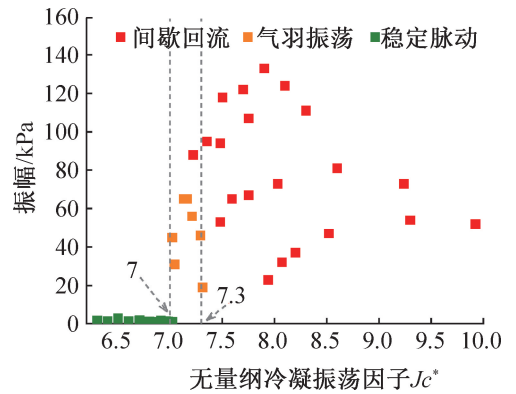


图 13 不同雷诺数下的工况参数分布

Fig.13 Parameter distribution under different Reynolds numbers

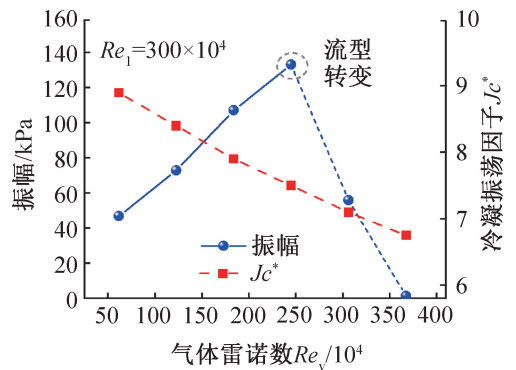


图 14 脉动振幅和振荡因子随气体雷诺数的变化

Fig.14 Variation of pulsation amplitude and oscillation factor with gas Reynolds number

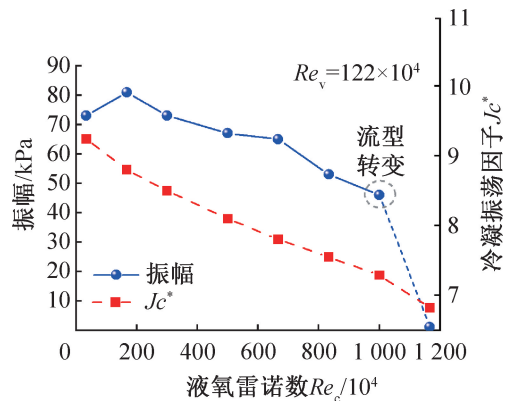


图 15 脉动振幅和振荡因子随液体雷诺数的变化

Fig.15 The fluctuation amplitude and oscillation factor change with the Reynolds number of the liquid

知,随着液氧雷诺数的增大,射流冷凝振荡的振幅逐渐降低,直至到达流型转变点时,射流冷凝振荡急剧下降,表明射流冷凝振荡流型由间歇回流流型转变为氧气羽振荡流型。该时刻下冷凝振荡因子  $Jc^*$  约为 7.3,这与前文间歇回流和氧气羽振荡流型之间的转换阈值  $Jc^* = 7.3$  结论一致。

此外,随着液氧和氧气雷诺数的持续增大,冷凝振荡因子均呈现出持续下降的趋势,这是由于在该类工况下,其他物理量保持不变,仅改变气液雷诺数的值,即冷凝振荡因子  $Jc^*$  可写成雷诺数的幂函数:

$$Jc^* = \frac{B^*}{Pr^* Re^*} = C_0 Re_1^{0.083} Re_v^{0.071} \quad (38)$$

## 2.3 不同参数对转变阈值的影响

### 2.3.1 工况参数对转变阈值的影响

2.2.2 节中求得在液氧温度、高温氧气温度和管路背压保持 1.22 MPa 恒定,高温氧气温度为 150 K,液氧温度为 90 K 工况下的无量纲转换阈值准则数,即  $Jc^* = 7$  代表间歇回流与气羽振荡流型之间的转换阈值, $Jc^* = 7.3$  代表气羽振荡与稳定脉动流型之间的转换阈值。

为了验证在不同液氧温度、氧气温度和背压情况下,该判断准则是否生效,图 16 所示为不同液氧温度和管路背压下的冷凝振荡因子分布。此时通过保持高温氧气、低温液氧的雷诺数恒定,改变液氧温度和管路背压来调节液氧的过冷度。可以定性地看出, $Jc^* = 7$  这一阈值仍然是生效的。由冷凝振荡因子的表达式可知, $Jc^*$  与过冷度是线性正相关的,即液氧过冷度越大,则冷凝振荡因子越大;液氧过冷度越小,则冷凝振荡因子越小,此时射流冷凝振荡为间歇回流流型,而当液氧过冷度较小时,冷凝振荡因子也较小,此时表现为正常轻微脉动。

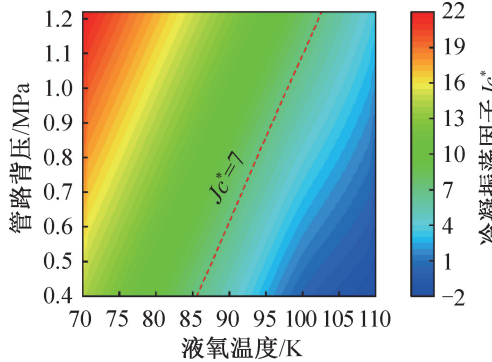


图 16 不同液氧温度和管路背压下的冷凝振荡因子分布  
Fig.16 Distribution of condensation oscillation factor under different liquid oxygen temperature and pipeline back pressure

从射流冷凝振荡振幅和冷凝振荡因子随液氧过冷度的变化如图 17 所示。可以看出,在液氧、高温氧气雷诺数保持不变时,射流冷凝振荡振幅在 16 K 过冷度以下时均较小,当液氧过冷度达到 16 K 后,射流冷凝振荡的振幅急剧升高,此时表明了稳定脉动向气羽振荡的转变,而此时的冷凝振荡因子约为 7,表明

冷凝振荡因子对射流冷凝振荡流型的表征方法适用性不受操作工况的影响。

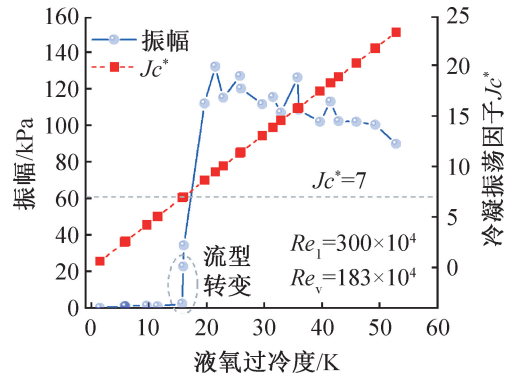


图 17 振幅和冷凝振荡因子随液氧过冷度的变化  
Fig.17 Variation of amplitude and condensation oscillation factor with the degree of liquid oxygen supercooling

同理,图 18 所示为射流冷凝振荡主频率和冷凝振荡因子随液氧过冷度的变化,由冷凝振荡因子的表达式可知,冷凝振荡因子随液氧过冷度增大而线性增大。总体上射流冷凝振荡的主频率随过冷度线性上升,值得注意的是在  $Jc^* = 7$  处存在一个主频率的跃升,此处即为稳定脉动流型向气羽振荡流型的转换阈值。

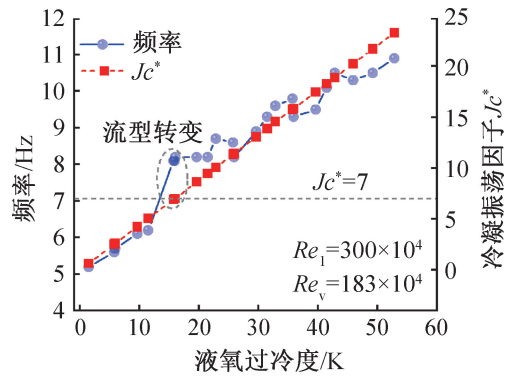


图 18 频率和冷凝振荡因子随液氧过冷度的变化  
Fig.18 Variation of frequency and condensation oscillation factor with the degree of liquid oxygen supercooling

将该气液雷诺数条件下的所有过冷度工况导出分析,如图 19 所示,明显可知,无量纲转换阈值准则数——冷凝振荡因子仍然有效,且判据准则不变, $Jc^* = 7$  和  $Jc^* = 7.3$  为 2 条射流冷凝流型转换阈值准则数。

### 2.3.2 管路结构对转变阈值的影响

为了探究管路结构对转换阈值的影响,本节通过改变无量纲结构准则数  $L^*$  来探究管路结构对射流冷凝转换阈值的影响。选取 3 组不同的结构参数,对应的射流孔特征长度分别为 6、8、10 mm,其他参数不变,因此其无量纲结构准则数  $L^*$  分别为 1.26、2.2、

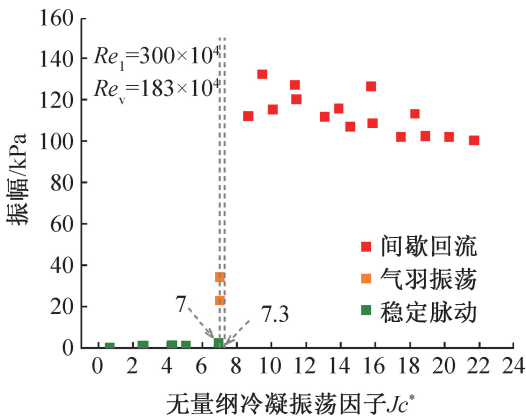


图 19 不同过冷度条件下的射流冷凝振荡流型分布  
Fig.19 Oscillating flow pattern distribution of jet condensation under different subcooling conditions

表 5 不同工况下的结构参数

Tab.5 Structural parameters under different working conditions

工况编号	$L^*$	$L_c/m$	$L_1/m$	$L_v/m$
A	0.56	0.004	0.19	0.15
B	1.26	0.006	0.19	0.15
C	2.2	0.008	0.19	0.15
D	3.5	0.010	0.19	0.15
E	7.9	0.015	0.19	0.15
F	14	0.020	0.19	0.15

3.5;其中工况 C 为对照组。

对于不同的无量纲结构准则数条件,分别将低温液氧温度、高温氧气温度和管路背压保持 1.22 MPa 恒定,高温氧气温度为 150 K,低温液氧温度为 90 K,其对应的过冷度约为 33 K,仅改变液氧和气体的雷诺数,求解得到不同的射流冷凝振荡流型,其分布如图 20 所示,可明显看到,前文的无量纲射流冷凝流型转换阈值判据已失效,在该条件下的射流冷凝流型转换阈值为  $Jc^* = 8$  和  $Jc^* = 8.2$ 。因此,管路结构是可以影响射流冷凝流型转换阈值的,即无量纲结构准则数和无量纲冷凝振荡因子分别表征管路结构参数和操作工况参数对射流冷凝振荡现象的影响,这两者是相互独立作用的。

图 21 所示为无量纲结构准则数  $L^* = 3.5$  条件下的射流冷凝振荡流型分布情况,可见此时的无量纲转换阈值判据又发生了改变,此时的流型转换阈值为  $Jc^* = 6$  和  $Jc^* = 6.4$ 。且相比于  $L^* = 1.25$  条件下的射流冷凝,  $L^* = 3.5$  条件下的射流冷凝振荡现象的振幅更大,这是由于无量纲结构准则数增大后,射流孔特征长度增大了,使射流冷凝过程更容易发生间歇回

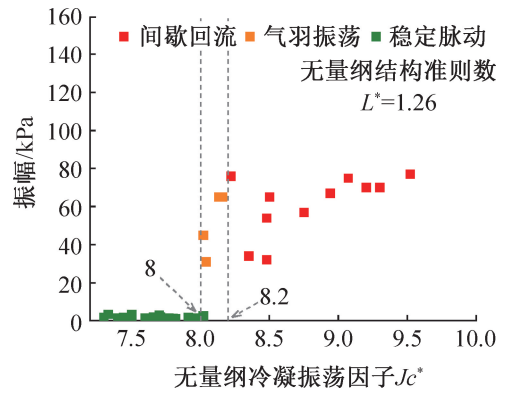


图 20 不同雷诺数下的射流冷凝流型分布 ( $L^* = 1.26$ )  
Fig.20 Condensing pattern distribution of jet under different Reynolds numbers ( $L^* = 1.26$ )

流现象,而间歇回流现象的发生则代表较强的射流冷凝传质过程,故冷凝振荡振幅普遍增大。

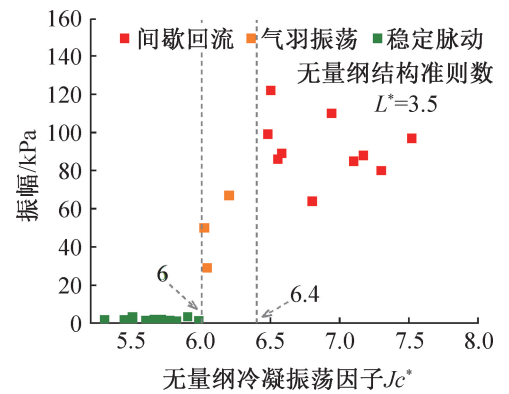


图 21 不同雷诺数下的射流冷凝流型分布 ( $L^* = 3.5$ )  
Fig.21 Distribution of jet condensate flow pattern at different Reynolds numbers ( $L^* = 3.5$ )

不同无量纲结构参数下的冷凝振荡因子如图 22 所示,可见随着无量纲结构参数的增大,冷凝振荡因子阈值随之减小,这是由于无量纲结构参数增大时,射流孔特征长度增大,射流冷凝过程更容易发生间歇回流振荡流型,因此冷凝振荡因子减小,即对应的间歇回流工况范围增大。同时,随着无量纲结构参数的增大,2 条转换阈值之间的范围也随着增大,表明射流冷凝振荡中气羽振荡流型更易发生。

### 2.3.3 基于冷凝振荡准则数的抑制方案

由上述不同无量纲结构参数下的冷凝振荡因子可知,根据无量纲结构参数和冷凝振荡因子便可推测当前工况下的射流冷凝振荡流型图,如图 23 所示。因此,可以通过射流冷凝振荡流型图,判断实际运行工况是否合适,从而达到射流冷凝振荡的抑制目的。

根据无量纲结构参数和冷凝振荡因子便可推测当前工况下的射流冷凝振荡流型图,只有当冷凝振荡因子(无量纲工况参数)和无量纲结构参数同时较小

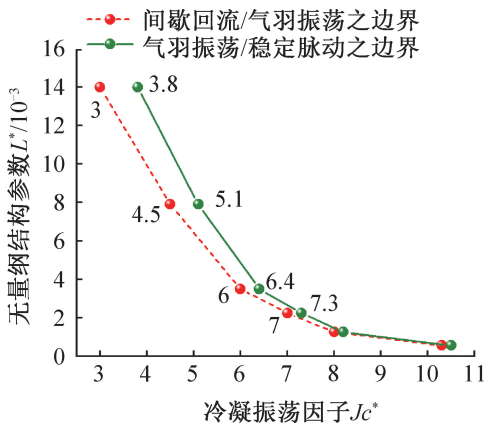


图 22 不同结构参数下的无量纲转换阈值准则数  
Fig.22 Criterion number of dimensionless conversion threshold under different structural parameters

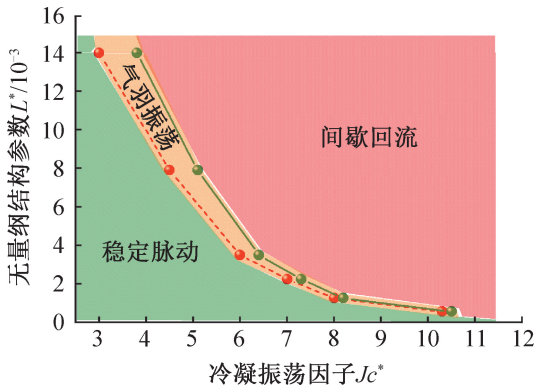


图 23 不同工况参数和结构参数下的射流冷凝流型  
Fig.23 Jet condensate flow pattern under different working conditions and structural parameters

时,对应的射流冷凝振荡流型才为稳定脉动流型。低温液体发动机推进系统中,应当避免流型图中的间歇回流工况,以免出现剧烈的压力脉动,对发动机的稳定运行造成严重威胁。

### 3 结论

本文通过数值仿真方法对液氧射流冷凝过程进行了系统研究,成功获得 9.8~10.6 Hz 的低频振荡特性,发现了 3 种典型的射流冷凝振荡流型:稳定脉动、气羽振荡、间歇回流。通过无量纲分析方法,总结了液氧射流冷凝振荡流型分布图,对低温液体火箭工况和结构设计具有重要工程应用价值。具体研究结论如下:

1)射流冷凝振荡存在典型的周期性压力脉动,且表现出低频特征,不同工况下的冷凝流型不同。回流和振荡流型压力脉动幅值最高可达 130 kPa,而轻微脉动流动可视为低频冷凝振荡现象的安全工况,相对而言压力脉动幅值很小,约为 1~3 kPa。

2)通过对射流冷凝过程进行量纲分析,提出了无量纲工况参数,即冷凝振荡因子  $Jc^*$ ,经验证该无量纲准则数可以有效表征射流冷凝振荡的流型分布及转换阈值。

3)对于无量纲结构参数  $L^*$  为 2.2 条件下,射流冷凝振荡的类型转换阈值为  $Jc^* = 7$  和  $Jc^* = 7.3$ 。当射流冷凝振荡因子小于 7 时,射流冷凝振荡呈现出稳定脉动的流型,当射流冷凝振荡因子大于 7.3 时则出现了间歇回流振荡流型。

### 参考文献

[1] 王小军,于子文,张兵,等. 国内外运载火箭 POGO 抑制技术研究进展[J]. 中国科学(技术科学), 2014, 44(5): 492-503. (WANG Xiaojun, YU Ziwen, ZHANG Bing, et al. Progress of POGO suppression technology of launch vehicles at home and abroad[J]. Scientia Sinica (Technologica), 2014, 44(5): 492-503.)

[2] 陈二锋,厉彦忠,应媛媛. 泵间管气液两相流压力波传播速度数值研究[J]. 航空动力学报, 2010, 25(4): 754-760. (CHEN Erfeng, LI Yanzhong, YING Yuanyuan. Numerical investigation on pressure wave propagation speed of gas-liquid two-phase flow in pump pipeline[J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(4): 754-760.)

[3] 陈二锋,厉彦忠,应媛媛. 气-液两相临界流速及压力扰动传播规律[J]. 核动力工程, 2010, 31(5): 57-62. (CHEN Erfeng, LI Yanzhong, YING Yuanyuan. Critical flow velocity and propagation characteristics of pressure disturbance in gas-liquid two-phase flow [J]. Nuclear Power Engineering, 2010, 31(5): 57-62.)

[4] 李翠,庄钰涵,程亦薇,等. 低温气液两相流中压力波传播特性研究[J]. 低温工程, 2019(1): 1-6. (LI Cui, ZHUANG Yuhan, CHENG Yiwei, et al. Numerical investigation of pressure wave propagation in cryogenic two-phase oxygen flow[J]. Cryogenics, 2019(1): 1-6.)

[5] LI Yanzhong, LI Cui, CHEN Erfeng, et al. Pressure wave propagation characteristics in a two-phase flow pipeline for liquid-propellant rocket [J]. Aerospace Science and Technology, 2011, 15(6): 453-464.

[6] CHAN C K, LEE C K B. A regime map for direct contact condensation [J]. International Journal of Multiphase Flow, 1982, 8(1): 11-20.

[7] 任五岳,汪刘,于国军,等. T型管直接接触冷凝特性实验研究[J]. 原子能科学技术, 2017, 51(4): 641-646. (REN Wuyue, WANG Liu, YU Guojun, et al. Direct contact condensation characteristics experiment research in T-junction [J]. Atomic Energy Science and Technology, 2017, 51(4): 641-646.)

[8] 武心壮,邱斌斌,种道彤,等. 单喷嘴蒸汽射流凝结引

- 起的压力振荡研究[J]. 西安交通大学学报, 2014, 48(1): 48-52. (WU Xinzhuang, QIU Binbin, CHONG Daotong, et al. Pressure oscillation induced by steam jet condensation in water through a nozzle [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2014, 48(1): 48-52.)
- [9] 武心壮, 严俊杰, 潘冬冬, 等. 过膨胀超音速蒸汽射流的一种流形及其换热研究[J]. 工程热物理学报, 2010, 31(12): 2031-2034. (WU Xinzhuang, YAN Junjie, PAN Dongdong, et al. Research on flow and heat transfer characteristic of over-expanded supersonic steam jet in water [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2010, 31(12): 2031-2034.)
- [10] WU Xinzhuang, YAN Junjie, SHAO Shufeng, et al. Experimental study on the condensation of supersonic steam jet submerged in quiescent subcooled water: steam plume shape and heat transfer [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2007, 33(12): 1296-1307.
- [11] WANG Jie, LU Tao, DENG Jian, et al. Experimental investigation on pressure oscillation induced by steam lateral injection into water flow in a horizontal pipe [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 148: 119024.
- [12] WANG Jie, CHEN Cong, LIANG Dingding, et al. Temperature and pressure oscillations induced by steam direct contact condensation in a T-junction with porous inner-structures [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 168: 120863.
- [13] GULAWANI S S, JOSHI J B, SHAH M S, et al. CFD analysis of flow pattern and heat transfer in direct contact steam condensation [J]. Chemical Engineering Science, 2006, 61(16): 5204-5220.
- [14] TANSKANEN V. CFD modelling of direct contact condensation in suppression pools by applying condensation models of separated flow [D]. Lappeenranta, Finland: Lappeenranta University of Technology, 2012.
- [15] 朱康, 雷刚, 王天祥, 等. 液氧输送管路气泡生长及流动冷凝过程研究[J]. 低温工程, 2019(2): 21-26. (ZHU Kang, LEI Gang, WANG Tianxiang, et al. Investigation on bubble growth and flow condensation in liquid oxygen pipeline [J]. Cryogenics, 2019(2): 21-26.)
- [16] MAO Hongwei, LI Yanzhong, ZHU Kang, et al. Numerical investigation on the direct contact condensation of oxygen jets in a cryogenic pipe [J]. Cryogenics, 2021, 119: 103364.
- [17] SUSSMAN M. A second order coupled level set and volume-of-fluid method for computing growth and collapse of vapor bubbles [J]. Journal of Computational Physics, 2003, 187(1): 110-136.
- [18] AFKHAMI S, BUSSMANN M. Height functions for applying contact angles to 2D VOF simulations [J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2008, 57(4): 453-472.
- [19] AFKHAMI S, BUSSMANN M. Height functions for applying contact angles to 3D VOF simulations [J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2009, 61(8): 827-847.
- [20] ZHENG Min, WEI Lei, CHEN Jing, et al. A novel method for the molten pool and porosity formation modelling in selective laser melting [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 140: 1091-1105.
- [21] IVEY C B, MOIN P. Accurate interface normal and curvature estimates on three-dimensional unstructured non-convex polyhedral meshes [J]. Journal of Computational Physics, 2015, 300: 365-386.
- [22] EVRARD F, DENNER F, VAN WACHEM B. Estimation of curvature from volume fractions using parabolic reconstruction on two-dimensional unstructured meshes [J]. Journal of Computational Physics, 2017, 351: 271-294.
- [23] EVRARD F, DENNER F, VAN WACHEM B. Height-function curvature estimation with arbitrary order on non-uniform Cartesian grids [J]. Journal of Computational Physics; X, 2020, 7: 100060.
- [24] HAN Tianyang, ZHANG Jie, TAN Hua, et al. A consistent and parallelized height function based scheme for applying contact angle to 3D volume-of-fluid simulations [J]. Journal of Computational Physics, 2021, 433: 110190.
- [25] BRACKBILL J U, KOTHE D B, ZEMACH C. A continuum method for modeling surface tension [J]. Journal of Computational Physics, 1992, 100(2): 335-354.

#### 通信作者简介

厉彦忠,男,教授,西安交通大学能源与动力工程学院,029-82668738,E-mail: yzli-epe@mail.xjtu.edu.cn。研究方向:航天低温推进剂技术,低温两相流动换热。

#### About the corresponding author

Li Yanzhong, male, professor, School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, 86-29-82668738, E-mail: yzli-epe@mail.xjtu.edu.cn. Research fields: cryogenic propellant technology for aerospace, cryogenic two-phase flow heat transfer.