

文章编号: 1000-8055(2023)09-2073-11

doi: 10.13224/j.cnki.jasp.20210309

拉瓦尔喷管内射流凝结流动数值研究

傅德彬¹, 杨珺凡¹, 刘浩天¹, 成红刚²

(1. 北京理工大学 宇航学院, 北京 100081;

2. 中国兵器工业集团有限公司 导航与控制技术研究所, 北京 100089)

摘 要: 为明确拉瓦尔喷管内流动凝结效应以及喷管几何条件、水蒸气含量等因素对凝结状态的影响, 采用综合了流动控制方程、相变成核模型和粒子生长模型的欧拉离散相计算方法, 对扩张比分别为 2、3、4、5 和水蒸气含量分别为 10%、30%、50%、70%、90%、100% 的模型进行数值计算分析。计算结果表明: 水蒸气凝结对喷管内的流场参数具有显著影响, 水蒸气凝结释放潜热, 流场温度明显高于不考虑凝结效应的模型状态; 随着扩张比增大, 轴线上喷管出口处液滴半径增随着喷管扩张半角增大, 轴线上液滴出现位置更靠近喉部, 轴线上喷管出口处液滴半径增大; 随着水蒸气含量增大, 轴线上液滴出现位置更靠近喉部, 水蒸气含量与液滴粒径之间表现为非线性关系。

关 键 词: 超声速喷管流动; 多相流; 粒子成核生长模型; 欧拉离散相模型; 水蒸气相变凝结

中图分类号: V238

文献标志码: A

Numerical study on condensation of moist jet in Laval nozzle

FU Debin¹, YANG Junfan¹, LIU Haotian¹, CHENG Honggang²

(1. School of Aerospace Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;

2. Research Institute of Navigation and Control Technology,

China North Industries Group Corporation Limited, Beijing 100089, China)

Abstract: The Eulerian dispersed phase method combining the flow governing equations, nucleation model and droplet growth model was adopted to clarify the influence of condensation on the flow field, and the influence of nozzle geometry and gas humidity on the condensation state. The models with nozzle radius ratio of 2, 3, 4, 5 and gas humidities of 10%, 30%, 50%, 70%, 90%, 100% were numerically simulated. The results showed that the influences of condensation effect on the flow field were obvious and the temperature of condensation flow field was higher than non-condensation condition because of the latent heat released by vapor condensation. With the increase of the nozzle radius ratio, the droplet radius at the exit of nozzle axis increased. The droplet appeared closer to the throat and the droplet radius at the exit of axis was larger with the increase of nozzle half angle. The relationship between gas humidity and droplet size was nonlinear, and the droplets appeared closer to throat with higher gas humidity.

Keywords: supersonic nozzle flow; multiphase flow; nucleation and droplet growth model; the Eulerian dispersed phase model; water vapor condensation

富含水蒸气超声速流动伴随的凝结成核状态
是一种常见的流动致冷相变现象^[1-2], 并在多个领

域受到广泛关注和研究。如孙皖等^[3]对超声速风
洞中的凝结现象进行了实验测量, 明确了相变过

收稿日期: 2021-06-18

基金项目: 基础加强计划重点基础研究项目(2019-JCJQ-ZD-045-04-02)

作者简介: 傅德彬(1978—), 男, 副教授, 博士, 主要从事航天发射技术及气体动力学研究。

引用格式: 傅德彬, 杨珺凡, 刘浩天, 等. 拉瓦尔喷管内射流凝结流动数值研究[J]. 航空动力学报, 2023, 38(9): 2073-2083. FU Debin, YANG Junfan, LIU Haotian, et al. Numerical study on condensation of moist jet in Laval nozzle[J]. Journal of Aerospace Power, 2023, 38(9): 2073-2083.

程对流场状态的影响; Giacomelli、Elmekawy 等^[4-5]研究了高速旋转汽轮机涡轮叶片上的凝结液滴生成特性, 并分析其对结构产生的损伤作用; 汤永智等^[6]对蒸汽喷射器中的凝结、再蒸发和壅塞等现象进行了实验研究, 分析了这些现象的形成机理和凝结液流动特性。杨文、曹学文等^[7-9]结合能源领域的水气分离需求, 对拉瓦尔喷管内的水蒸气流动相变特性进行了系列研究; Paoli、Dalin、李健兵、尚德敏等学者^[10-13]结合大气环境和目标特性研究需求, 对火箭发动机和航空发动机超声速尾喷流形成的相变凝结尾迹云生成演变状态进行了分析。研究并明确喷管流动状态与饱和蒸汽相变凝结过程间的关联关系, 对这些领域均有着重要的价值。

围绕饱和蒸汽相变成核机理、超声速流动伴随的凝结现象及模型, 国内外开展了大量的研究。Yang 等^[14]利用成核和液滴生长理论, 对水蒸气在拉瓦尔喷管内的凝结过程进行了数值模拟。发现当蒸汽达到饱和状态时, 水蒸气的自发冷凝不会立即出现, 而是继续膨胀直到过饱和状态, 凝结才会发生。杨勇等^[15]在研究喷管内跨声速流动水蒸气相变时, 引入非平衡动力学模型并考虑其真实物理模型, 通过数值模拟气动激波与非平衡凝结产生的凝结激波相互作用, 直观展示了其对流场带来的影响。Kung 等^[16]从热力学角度观点, 用经典成核理论估计土星 IVB 卫星羽流中产生冰晶的大小和数密度, 分析了形成不同尺寸冰晶的辐射效应。Dykas 等^[17]对含水蒸气空气在喷管流动中快速膨胀引起的水蒸气凝结过程和液相蒸发现象进行了数值和实验研究, 发现导致喷管效率下降因素除空气动力损失外, 还包括水蒸气快速冷凝和液相蒸发产生的热力学损失。Moses 等^[18]通过用静态压力和激光散射测量拉瓦尔喷管内水蒸气凝结现象, 记录了新相的均匀成核和生长过程。并将测量结果与 Volmer 提出的成核速率, Gyarmathy 液滴生长定律的理论计算结果进行比对, 结果基本一致。Bakhtar 等^[19]通过实验研究了三种膨胀率的喷管内水蒸气凝结现象, 并测量了水蒸气凝结为液滴的尺寸, 之后, Bakhtar 等^[20]从理论上对这种凝结现象进行了研究, 成核模型参考经典成核理论, 同时引入 Kantrowitz 和 Courtney 提出的描述蒸汽热力学和输运性质的方程。将理论结果与实验结果对比, 发现所用成核模型可以较为准确地描述高压水蒸气膨胀凝结过

程中成核过程, 临界过饱和度随入口压力增大而减小, 同时液滴尺寸随压强增大缓慢增大。Edathol 等^[21]利用商业软件 Fluent 对超声速流动中非平衡凝结现象进行研究。采用经典成核理论和计算了液滴的成核速率, 并用 Gyarmathy 定律计算了液滴的生长速率。讨论了基于密度求解器, 相应增加凝结源项及基于压力求解器, 构造欧拉-欧拉模型两种方法模拟非平衡凝结流动的差别。Wen 等^[22]建立了非平衡凝结和激波共存的超声速分离器模型, 研究了超声速流动、旋流、相变和激波的相互作用及入口过冷度和入口饱和对凝结特性的影响。

富含水蒸气的喷管流动相变涉及宏观流动状态和微尺度的分子碰撞成核相变过程, 相应的研究分析还处于探索发展阶段。为较为系统地研究喷管膨胀状态以及水蒸气含量等因素对喷管流动凝结特性的影响, 本文结合相变粒子成核模型、生长模型以及计算流体力学方法, 对不同喷管尺寸及水蒸气含量条件下的流动和相变状态进行数值研究, 在明确凝结相变对喷管流动作用特性的同时, 揭示流动条件对相变状态的影响规律。

1 理论模型及计算方法

1.1 凝结粒子成核与生长模型

在收缩扩张拉瓦尔喷管中, 喷管下游往往形成超声速流动, 气体压强、温度等显著降低。即使在不添加额外粒子条件下, 喷管内流动的饱和水蒸气快速膨胀降温达到过冷状态, 并通过同质成核产生相变粒子。

相变粒子成核模型主要用于确定单位时间单位体积内形成的粒子核数量。对于含有相变过程的非平衡系统, 气体分子之间不断碰撞, 或组成聚合体, 或又不断分解为单体。系统自由能变化具有极大值时液滴所具有的半径定义为临界半径, 当聚合体尺寸大于临界半径时, 才会继续生长至宏观大小。研究采用的成核模型参考经典成核理论^[23](classical nucleation theory, CNT) 建立, 成核率由下式给出:

$$I = \frac{q_c}{1 + \eta} \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m_{\text{H}_2\text{O}}^3}} \cdot \frac{\rho_f^2}{\rho_p} \exp \left\{ -\frac{4\pi}{3} \cdot \frac{r^{*2}\sigma}{kT_f} \right\} \quad (1)$$

$$\eta = 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \cdot \frac{L_v}{RT_f} \left(\frac{L_v}{RT_f} - \frac{1}{2} \right) \quad (2)$$

式中 q_c 为凝结系数, 通常取值为 1, $m_{\text{H}_2\text{O}}$ 为水分

子质量, σ 指液滴表面张力, ρ_f 为流体密度, $\rho_p = \frac{4}{3}\pi r_p^3 \tilde{\rho}_p N_i$ 为“流体化”颗粒组分的密度, 即将粒子看作连续介质从而获取的等效密度, $\tilde{\rho}_p$ 为组成颗粒的物质密度, r^* 为液滴临界半径, k 为玻耳兹曼常数, T_f 为流体温度, γ 指为水蒸气比热比, R 为水蒸气气体常数, L_v 为水蒸气潜热。

临界半径 r^* 由下式给出:

$$r^* = \frac{2\sigma}{\rho_f \Delta G_g} \quad (3)$$

其中 ΔG_g 指由气体相变引起的体系自由能变化量。

粒子生长模型是指在粒子成核并超过临界半径后, 在流场环境中粒径的增长速率。研究参考 Gyarmathy^[24] 从 Fick 扩散率和 Fourier 导热率推导出完整的液滴生长理论, 生长率定义为

$$\frac{dr_p}{dt} = \frac{\lambda_f}{r_p (1 + c \cdot Kn)} \cdot \frac{T_p - T_f}{\rho_p L_v} \quad (4)$$

式中 λ_f 指气体导热性, c 为常数, 根据 Gyarmathy 给出的液滴生长率, $c = 3.18$, 模型中采用 Young 等^[25]改进的 c 的修正表达。 T_p 为液滴温度, 克努森数 Kn 表示为分子平均自由程与流场中特征长度之比, 可表示为

$$Kn = \frac{\mu}{\rho_f r_p} \sqrt{\frac{\pi m_{H_2O}}{2kT_f}} \quad (5)$$

式中 μ 为流体动力黏度, k 指玻耳兹曼常数, 取值为 1.38065×10^{-23} 。

1.2 流动相变耦合模型方程

本文采用欧拉离散相模型(Euleran dispersed phase, EDP)^[26]进行喷管流动和饱和蒸汽相变特性的数值研究。EDP模型在连续介质流动质量方程、动量方程、能量方程以及组分输运方程基础上^[27], 对于每种分散相组分引入“流化”密度、颗粒的3个速度分量、粒子的温度、数密度 N 和体积分数等7个状态变量, 并增加如下粒子相方程。

1) 相变粒子质量方程

$$\frac{\partial (\rho_{pi})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{pi} \mathbf{u}_{pi}) = \dot{m}_i + J_{H_2O} \quad (6)$$

2) 相变粒子动量方程

$$\frac{\partial (\rho_{pi} \mathbf{u}_{pi})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{pi} \mathbf{u}_{pi} \cdot \mathbf{u}_{pi}) = \dot{m}_i \mathbf{u}_{pi} + J_{H_2O} \mathbf{u}_f \quad (7)$$

3) 相变粒子能量方程

$$\frac{\partial (\rho_{pi} e_{pi}^0)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{pi} e_{pi}^0 \mathbf{u}_{pi}) = (\dot{m}_i + J_{H_2O}) e_{pi}^0 \quad (8)$$

4) 相变粒子数密度方程

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \nabla \cdot (N_i \mathbf{u}_{pi}) = 0 \quad (9)$$

其中 J_{H_2O} 指水蒸气相变质量变化率, 由前述粒子成核模型和粒子生长模型共同决定, 表示为:

$$J_{H_2O} = \rho_p \frac{4}{3} \pi r^{*3} I + N_{H_2O} F \quad (10)$$

$$\rho_p = \frac{4}{3} \pi r^{*3} \tilde{\rho}_p N_{H_2O} \quad (11)$$

$$F = \frac{dm_p}{dt} = \rho_p 4 \pi r_p^2 \frac{dr_p}{dt} \quad (12)$$

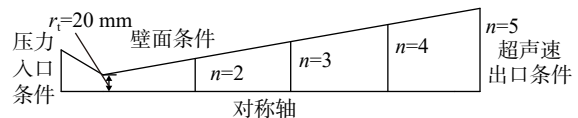
模型中 $\mathbf{u}_{pi}$ 指组分 i 的速度, $\dot{m}_i$ 为组分 i 的质量变化率, e_{pi}^0 指组分 i 的内能, r^* 为粒子临界半径, $\tilde{\rho}_p$ 是液滴密度, N_{H_2O} 指的是液滴数密度, r_p 指生成粒子的半径。本文计算中, 只考虑水蒸气凝结为液滴过程, 即组分 i 仅为液滴。

针对喷管流动控制方程, 采用雷诺平均方法(RANS)进行数值模拟计算, 并采用基于涡黏性假定的 Realizable $k-\varepsilon$ 模型封闭雷诺输运项。流动模型采用满足 TVD(total variation diminishing)差分格式要求的数值格式进行离散处理, 并采用成熟的商用软件工具 CFD++软件进行求解计算。

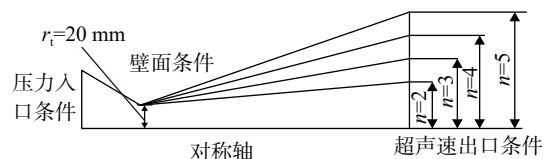
2 计算分析模型

2.1 计算模型及参数

为研究不同半径扩张比 n , 即出口半径与喉部半径之比对超声速流动凝结效应的影响, 建立如图1(a)、图1(b)两类计算模型。第1类模型a具有相同喉部半径及扩张半角, 改变出口半径;



(a) 模型a不同半径扩张比喷管模型示意



(b) 模型b不同扩张半角模型示意

图1 计算模型示意图

Fig. 1 Geometry of computational models

第 2 类模型 b 具有相同半径及扩张段长度, 改变扩张半角两组喷管模型。计算模型边界条件如图所示, 喷管入口条件由表 1 给出, 其中 r_{in} 为喷管入

口半径, x_{in} 为入口段长度, r_l 为喷管喉部半径, x_{out} 为扩张段长度, θ 为扩张半角, h 为水蒸气含量, T_{in} 为入口温度, p_{in} 为入口压强, v_{in} 为来流速度。

表 1 喷管入口条件设置
Table 1 Initial parameters of nozzle inlet

模型编号	r_{in}/mm	n	x_{in}/mm	r_l/mm	x_{out}/mm	$\theta/(\text{^\circ})$	$h/\%$	T_{in}/K	p_{in}/MPa
a	50	2	50	20	113.43	10	50	500	3
	50	3	50	20	226.85	10	50	500	3
	50	4	50	20	340.28	10	50	500	3
	50	5	50	20	453.70	10	50	500	3
b	50	2	50	20	226.85	5	50	500	3
	50	3	50	20	226.85	10	50	500	3
	50	4	50	20	226.85	14.8	50	500	3
	50	5	50	20	226.85	19.4	50	500	3

2.2 网格灵敏度分析

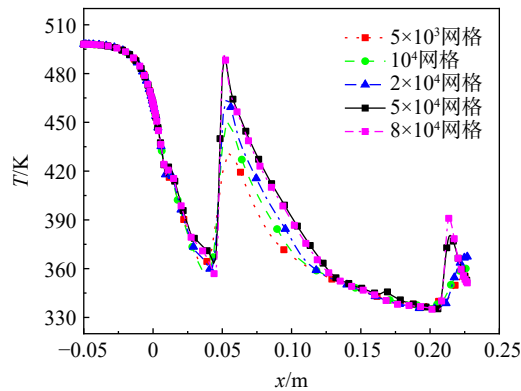
网格密度与计算精度及准确性密切相关, 为验证计算模型的网格无关性, 以喉部半径 20 mm, 半径扩张比为 3 的喷管为参考, 划分 5 种密度网格进行计算分析。5 种网格数量分别为 5×10^3 、 10^4 、 2×10^4 、 5×10^4 和 8×10^4 。图 2 分别为 5 种

网格计算得到的喷管轴线压强、温度、马赫数及液滴半径分布对比曲线。可以看出, 网格较为粗糙时得到的结果明显偏离其他结果, 中等密度及细网格在分布趋势基本一致, 具有相似结果, 综合考虑计算精度及速度, 采用网格数为 5×10^4 的细密度网格进行后续计算。

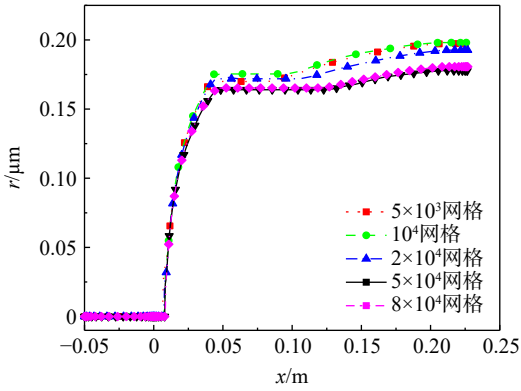
2.3 计算模型校验分析

为了验证计算模型有效性, 参考公开文献的实验和计算数据, 建立两组具有不同压强温度状态的喷管模型进行对比分析。

第 1 组对比模型为低压条件的喷管凝结流动, 喷管模型如图 3(a), 喷管参照 Moore 等^[28] 实验中喷管“A”几何尺寸建立, 喷管喉部直径 73 mm, 出口直径 114 mm, 轴线上喉部位置为坐标原点。第 2 组对比高压条件下喷管凝结状态, 计算参考 Bakhtar 等^[19-20] 实验中的喷管“L”建立, 如图 3(b) 计算初始条件如表 2 所示。



(a) 轴线上温度分布曲线



(b) 轴线上液滴半径分布曲线

图 2 不同网格计算结果对比

Fig. 2 Comparison between calculation results of different grid densities

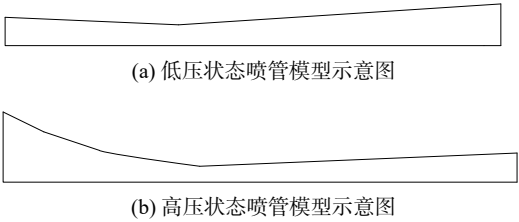


图 3 低压、高压状态对比模型示意图

Fig. 3 Geometry comparison models at low and high pressure

表 2 计算初始条件
Table 2 Initial conditions

模型	T_{in}/K	p_{in}/Pa	来流组分
低压条件	354.6	2.5×10^4	水蒸气
高压条件	544	3.2×10^6	水蒸气

1) 低压条件结果对比

采用本文模型计算得到的喷管轴线压强、液滴粒径 r 与实验结果以及 Gerber 等^[27] 建立的欧拉-欧拉多相模型结果进行对比如图 4。从图中可以看出, 本模型与 Gerber 及 Moore 得到的无量纲化压强, 即压强 p 与入口压强 p_{in} 之比, 结

果吻合良好。由于实验中液滴尺寸较难获得, 实验数据较少。从轴线上液滴分布可以看出, 在此种初始条件与喷管几何尺寸条件下, 本文模型得到轴线上最大半径为 $0.035 \mu\text{m}$, Gerber 等得到大约为 $0.077 \mu\text{m}$, Moore 等实验测量得到液滴半径为 $0.024 \mu\text{m}$ 。

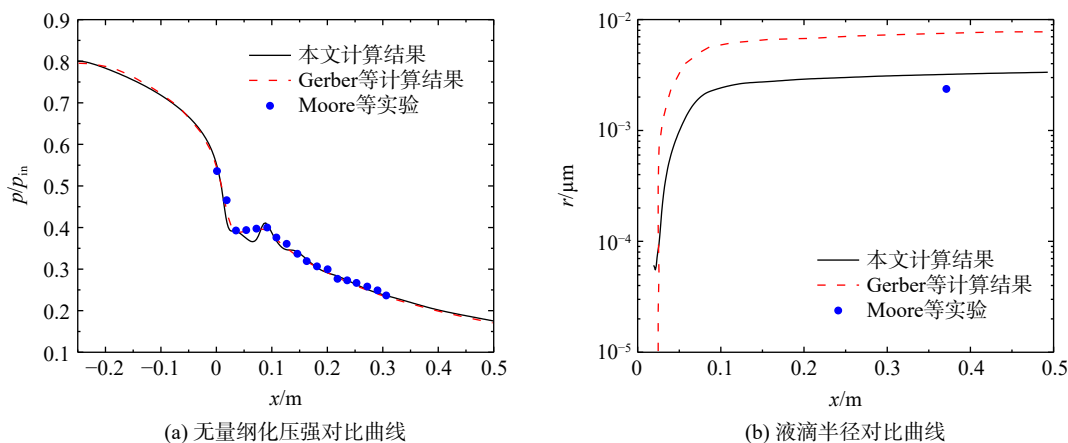


图 4 低压条件结果对比

Fig. 4 Comparisons between computation and experiment results under low inlet pressure

2) 高压条件结果对比

计算获得的压强、液滴半径与 Gerber 等^[27] 计算结果及 Bakhtar 等实验结果对比如图 5 所示。高温高压条件下本文模型计算结果与 Gerber 等及 Bakhtar 等给出的结果较为符合, 轴线上压强变化趋势一致。轴线上液滴半径分布, EDP 模型得到结果与 Gerber 等欧拉-欧拉模型得到结果分布基本一致。Bakhtar 等实验中给出了 Wilson 点的液滴半径约为 $0.04 \mu\text{m}$, 计算结果为 $0.038 \mu\text{m}$ 。

通过两组对比计算研究表明, 本文模型能够得到较为准确有效的结果, 可以用于计算分析喷管内水蒸气凝结现象及流场特征。

3 喷管流动相变状态及影响因素

3.1 喷管流动相变典型状态

取喷管半径扩张比为 3 的模型, 计算得到轴线上压强 p 、温度 T 、马赫数 Ma 与液滴半径 r 变化曲线如图 6 所示。从图中能够观察到流场参数变化与液滴凝结之间的关系, 含 50% 水蒸气的气流从入口流入, 经喷管收缩段加速, 在喷管扩张段产生膨胀波, 随着气流不断膨胀, 水蒸气饱和度大于 1, 达到过饱和状态。水蒸气在喷管喉部下游 0.008 m 处达到 Wilson 点, 相变液滴开始出

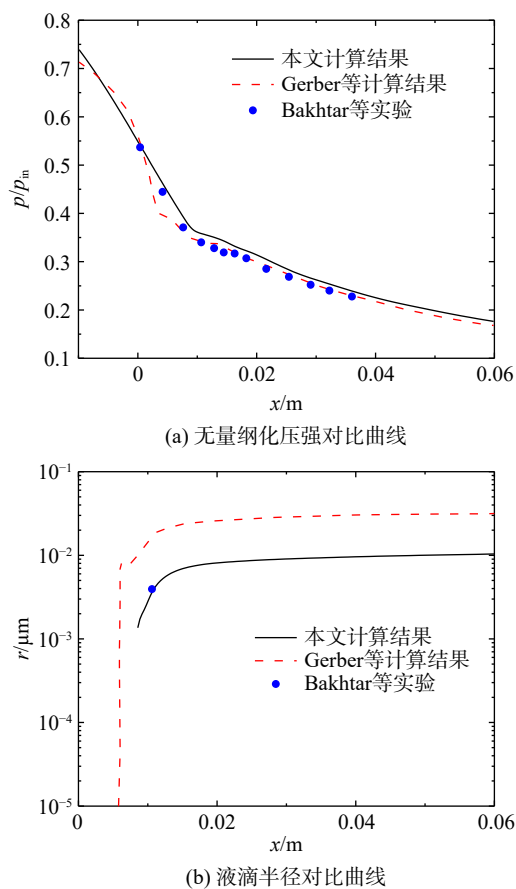
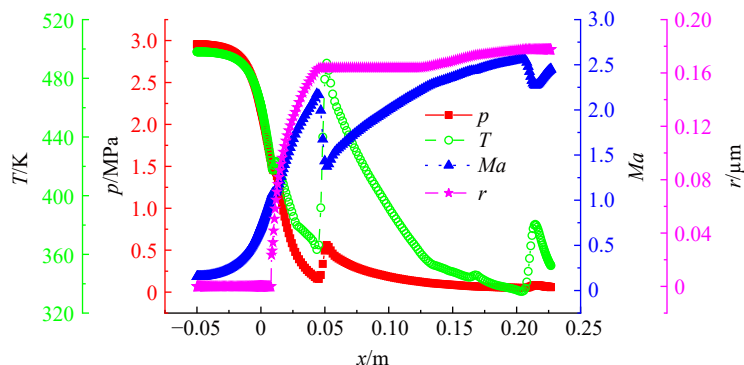


图 5 高压条件结果对比

Fig. 5 Comparisons between computation and experiment under results high inlet pressure

图 6 $n=3$ 时轴线上压强、温度、马赫数与液滴半径Fig. 6 Pressure, temperature, Mach number and droplet radius along axis when $n=3$

现, 流场压强、温度、马赫数产生小幅波动, 随后轴线上液滴半径迅速增大, 在第 1 个凝结激波处液滴半径增大趋势变缓, 随后缓慢增大, 在喷管出口处粒径最大。

图 7 给出了相同条件下, 无凝结效应与考虑凝结效应时喷管内流场压强、温度分布。从图 7 可以观察到考虑凝结时喷管下游压强大于无凝结情况, 同时, 由于水蒸气凝结释放潜热, 导致凝结流场喷管下游温度明显高于不考虑无凝结效应得到的结果。由此可以看出, 由于水蒸气凝结生成液滴, 使流场温度升高, 对气体流动带来影响, 导致流场参数存在明显区别。图 8(a)、图 8(b)中对比了上述两种情况轴线上压强、温度分布曲线。从压强曲线可以看出, 考虑凝结条件下, 膨胀波出现位置相较于无凝结工况更靠近喷管喉部, 无

凝结压强波动更为剧烈, 极小值和极大值分别为 0.07 MPa 和 0.57 MPa, 考虑凝结时极小值极大值为 0.15 MPa 和 0.56 MPa, 不考虑凝结时压强分布总体低于考虑凝结状态。温度曲线与压强曲线分布趋势类似, 考虑凝结时由于水蒸气液化释放潜热使流场温度高于不考虑凝结状态, 温度极小值相差 172.27 K。

3.2 不同扩张比及喷口尺寸的影响

采用不同扩张比喷管即图 1 中模型 a 计算得到凝结流场轴线上的压强 p 、温度 T 、液滴半径 r 、液滴数密度 N 如图 8(a)、图 8(b)、图 8(c) 和图 8(d) 所示, 由于模型 a 中改变的是喷管扩张段长度及出口面积以达到不同半径扩张比, 喷管截面面积变化保持一致, 因此, 能够观察到图 8(a)、图 8(b) 中 4 种工况轴线上压强、温度基本一致, 由于扩张段长度不同, $n=3, 4, 5$ 时, 下游长度足够包含第 2 个激波结构, 使得温度出现两次明显波动。从图 8(c)、图 8(d) 可以得到, 不同扩张比工况在喷管喉部后 0.008 m 左右, 液滴开始出现, 出口处液滴半径分别为 0.165 2、0.177 6、0.183 7 μm 和 0.190 7 μm , 呈现随着扩张比增大而增大的趋势, 液滴数密度随着扩张比增大而减小。由计算结果得到, 流场中液滴半径最大值分别为 0.165 9、0.182 6、0.190 3 μm 和 0.196 5 μm , 同样随 n 增大而增大。

产生上述现象的主要原因为: 随扩张比 n 增大, 喷管下游长度增大。由于 4 种工况喉部尺寸与扩张段面积变化率相同, 气流在喷管内流动参数变化规律基本一致, 饱含水蒸气气流流经收缩段, 速度达到声速, 在喉部附近形成斜激波, 气流加速, 扩张段处气流经过壁面反射, 形成马赫波节结构, 气流参数剧烈变化。由喉部到下游 0.05 m

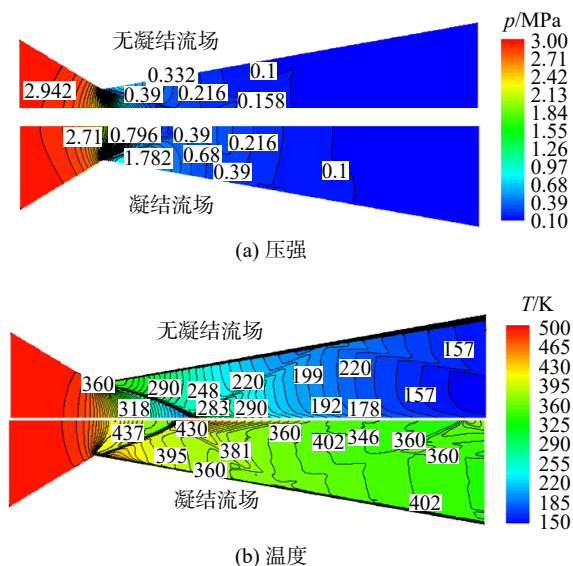


图 7 有无凝结效应流场对比

Fig. 7 Flow field comparison between non-condensation and condensation conditions

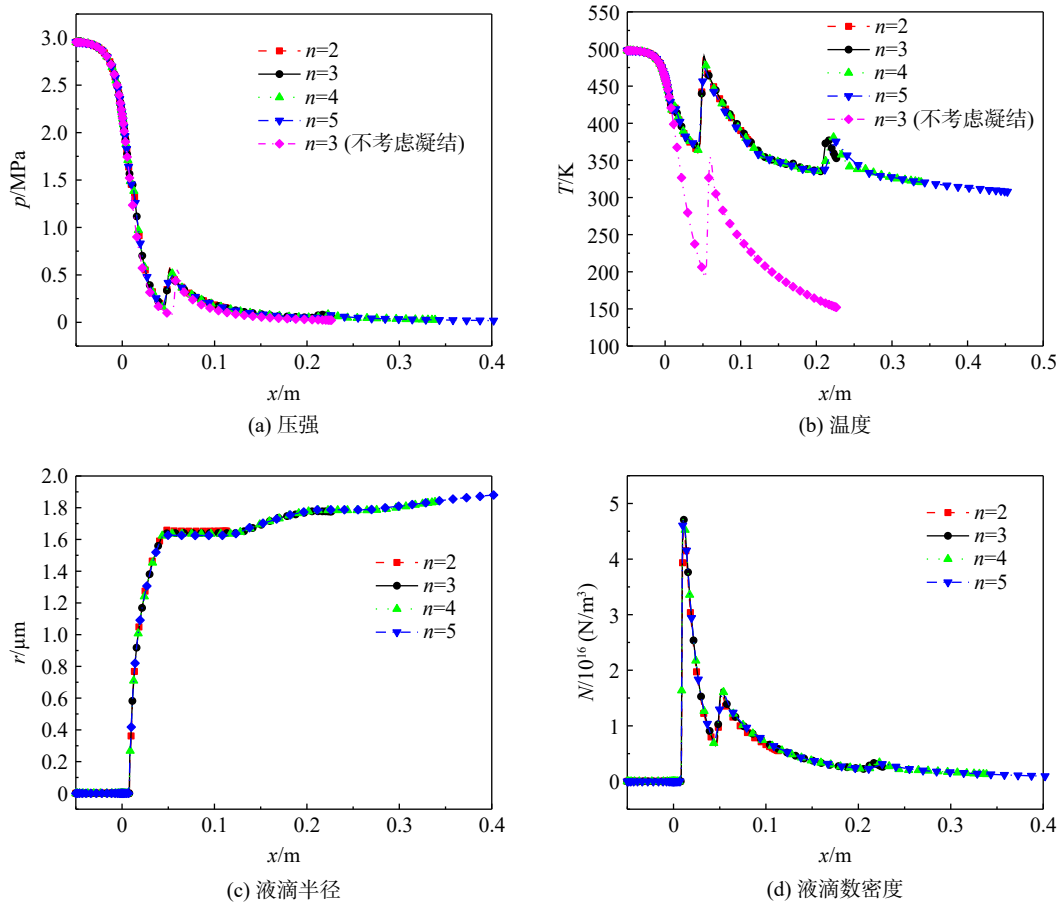


图8 不同半径扩张比喷嘴轴线上压强、温度、液滴半径、液滴及数密度分布

Fig. 8 Pressure, temperature, droplet radius, and number density at nozzle axis of different nozzle radius ratios

处, 流场压强与温度逐渐降低, 使水蒸气达到饱和状态并向过饱和状态发展, 在下游 0.008 m 处水蒸气达到 Wilson 点, 此时水蒸气饱和度 $p/p_{\text{sat}} > 1$, p_{sat} 为饱和气压, 液滴开始大量出现。下游轴线上的液滴半径、数密度随压强、温度波动而变化, 在压强、温度较低的位置, 液滴生长更为充分, 因此, 随 n 增大, 喷嘴出口处压强温度相对更低, 液滴半径逐渐增大。

3.3 不同膨胀比及扩张半角的影响

图 9 为模型 b, 即改变扩张半角得到的 $n=2, 3, 4, 5$ 喷嘴模型计算得到的轴线上压强、温度、液滴半径、液滴数密度对比。由图 9(a)、图 9(b) 压强、温度曲线可以看出, 随着 n 增大, 扩张段斜激波出现位置逐渐向下游移动, 气流膨胀过冷效果更为明显。之后, 压强变化逐渐趋于平缓, 同时极值、出口压强逐渐降低, 轴线上温度极小值随着 n 值增大而降低。

对比图 9(a)、图 9(b) 中凝结流场变量分布曲线可以得到, 在喷嘴下游距喉部约 0.01 m 处, 气流迅速膨胀, 达到水蒸气的 Wilson 点, 水蒸气开

始凝结成液滴, 同时, 随着 n 增大 Wilson 点逐渐向下游移动。Wilson 点后液滴开始大量出现, 液滴半径迅速增大, 增长速度在下游第 1 个激波位置后明显变缓, 此位置液滴半径随 n 值增大而增大。从喉部到第 1 个斜激波之间区域, 液滴数密度最大, 为液滴生成的主要区域。随着流动向下游发展, 喷嘴内温度压强出现波动, 液滴半径变化趋势随着波动, 进一步降低, 液滴半径缓慢增大, 喷嘴出口处粒径分别为 0.157 6、0.177 6、0.196 μm 和 0.203 μm 。轴线上液滴数密度在 Wilson 点达到最大值, 之后, 数密度迅速减小, 经过膨胀激波后数密度出现波动, 极大值与出口处都随 n 增大而减小。结合流场中液滴半径分布, 流场内液滴半径最大值分别为 0.181 3、0.182 6、0.183 0 μm 和 0.190 3 μm , 随 n 增大而增大。

产生上述现象主要原因是: 随着 n 增大, 喷嘴内气流膨胀更为剧烈, 降温降压效果更为明显, 更利于液滴生长。同时, 随着 n 增大, 喷嘴扩张段扩张半角增大, 导致 4 种工况中斜激波出现位置及波节数出现差别, $n=2$ 和 3 时, 喷嘴内包含多个

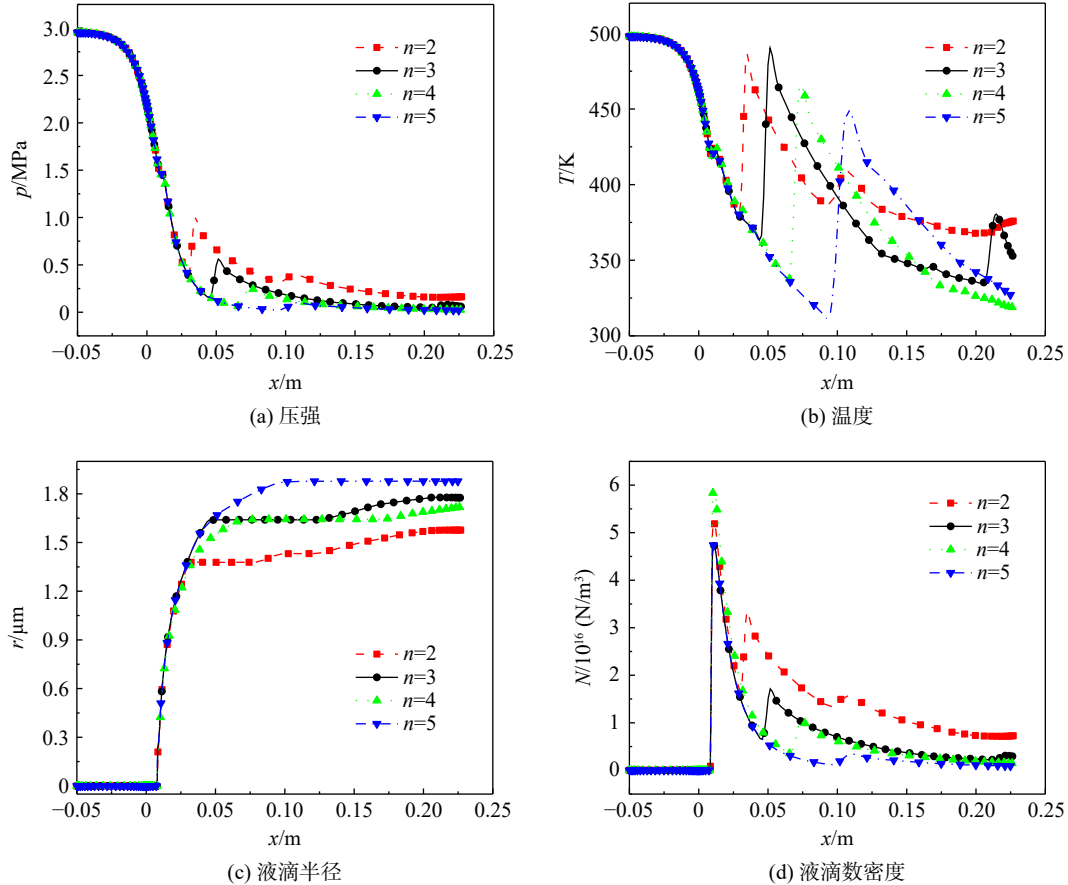


图 9 不同扩张半角模型轴线上压强、温度、液滴半径、液滴及数密度分布

Fig. 9 Pressure, temperature, droplet radius, and number density at nozzle axis of different nozzle half angles

激波结构,导致轴线上参数波动更为明显。

3.4 水蒸气含量的影响

采用扩张比 $n=3$ 模型分别计算水蒸气含量 h 为 10%、20%、30%、40%、50%、60%、70%、80%、90% 和 100%, 10 种状态下喷管内凝结相变及流场变化。图 10 为 10 种水蒸气含量下喷管轴线上压强、温度、液滴半径、数密度分布曲线。

从图 10(a) 和图 10(b) 可以看出, 不同水蒸气含量下流场压强、温度变化趋势基本一致。随 h 变化, 10 种条件下压强较为接近, 温度差别较为明显。轴线上凝结液滴参数差别较大, 图 10(c)、图 10(d) 液滴半径、数密度曲线可以看出, 10 种水蒸气含量下, 水蒸气在喉部后 0.01 m 左右处达到 Wilson 点液滴开始出现, 随着 h 增大轴线上液滴出现位置更靠近喉部, 水蒸气更快达到临界过饱和状态。液滴半径从 Wilson 点开始迅速增大, 在通过激波之后增长趋势减缓。

综上, 改变水蒸气含量对于压强的影响较小, 但对温度和离散项参数如半径等影响较为明显, 这是由于入口总压不变水蒸气含量变化影响水蒸

气分压, 进而影响流动中水蒸气达到过饱和状态的位置, 因此对液滴生成的半径、数密度影响较大, 对喷管流动流场本身压强影响较小, 同时由于液滴凝结释放热量, 使得温度差别较大。

液滴半径在喷管内最大值表现为:

$$r_{h=60\%} > r_{h=50\%} > r_{h=100\%} > r_{h=70\%} > r_{h=80\%} > r_{h=90\%} > r_{h=40\%} > r_{h=30\%} > r_{h=20\%} > r_{h=10\%}$$

数密度最大值为:

$$N_{h=10\%} > N_{h=20\%} > N_{h=30\%} > N_{h=40\%} > N_{h=90\%} > N_{h=100\%} > N_{h=80\%} > N_{h=70\%} > N_{h=50\%} > N_{h=60\%}$$

每种水蒸气含量对应的喷管出口压强 p_e , 温度 T , 出口处温度压强条件下的饱和蒸汽压 p_{sat} , 出口处水蒸气含量 h_e , 数值模拟得到的液滴半径 r 如表 3 所示。由此可以看出液滴半径、数密度最大值和 h 之间为非线性分布关系。 $h=60\%$ 时, 出口处液滴半径最大, 为 $0.1845 \mu\text{m}$, $h<60\%$ 时, 液滴半径随 h 增大而增大, 数密度极大值随 h 增大而减小, $90\%>h>60\%$ 时, 液滴半径随 h 增大而减小, 数密度极大值随 h 增大而增大。 $h=100\%$ 时, 液滴出现位置最靠近喉部, 粒径最大值为 $0.1747 \mu\text{m}$,

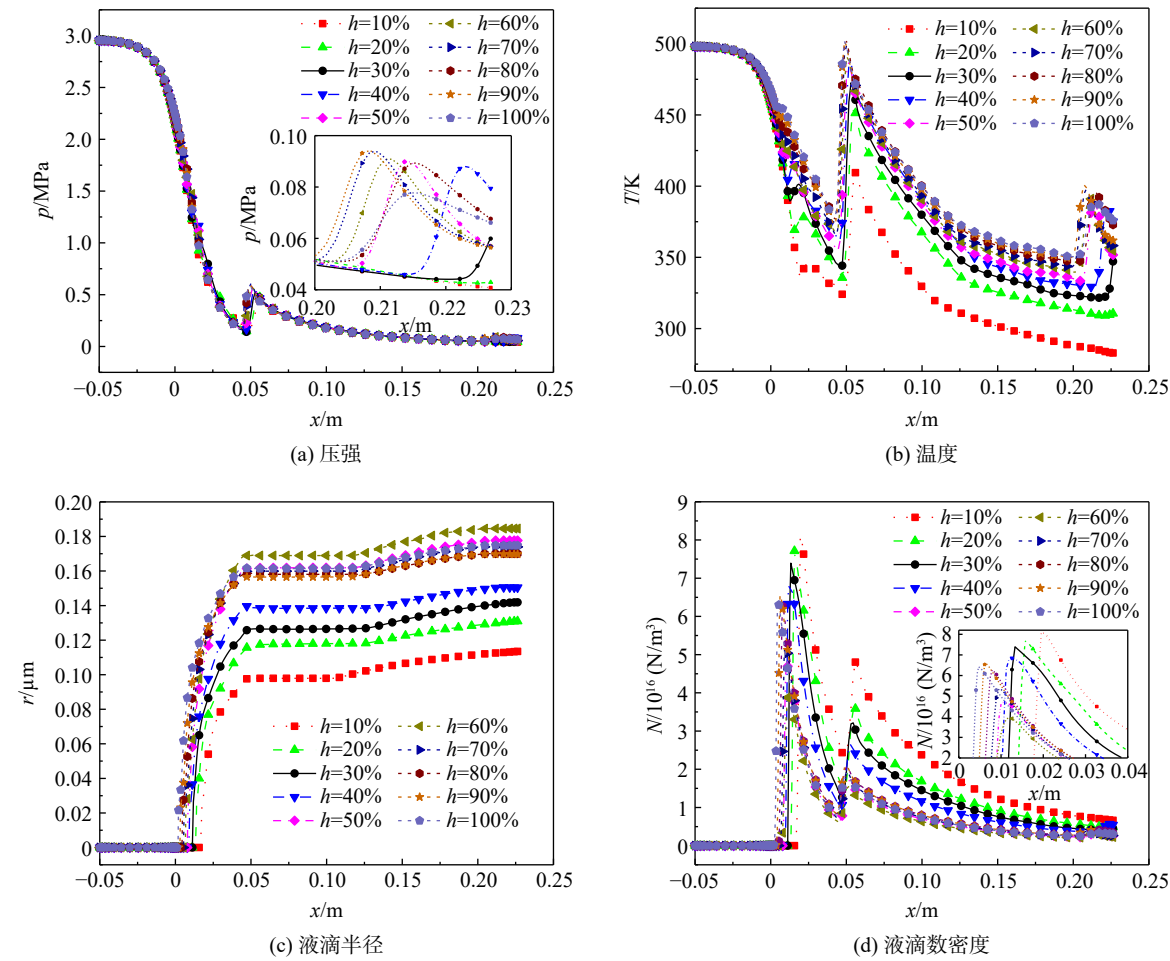


图 10 不同水蒸气含量模型轴线上压强、温度、液滴半径、液滴及数密度分布

Fig. 10 Pressure, temperature, droplet radius, and number density at nozzle axis of different humidity

表 3 出口处压强、温度、水蒸气含量及液滴半径

Table 3 Pressure, temperature, water vapor content and droplet radius at the outlet

$h/\%$	p_e/Pa	T/K	p_{sat}/Pa	$h_e/\%$	$r/\mu\text{m}$
10	40 800.43	282.78	1 196.91	2.34	1.135
20	42 929.58	310.86	6 527.35	11.49	1.310
30	59 895.79	352.14	45 461.3	21.64	1.422
40	79 429.08	373.38	102 126.5	32.20	1.505
50	56 972.7	351.07	43 515.3	43.14	1.777
60	56 821.61	354.23	49 473.6	54.12	1.845
70	56 868.73	357.96	57 373.3	65.34	1.740
80	67 629.17	371.90	96 857.2	76.66	1.701
90	56 401.84	361.59	66 048.7	88.26	1.697
100	66 114.21	375.41	109 738.7	100	1.747

小于水蒸气含量为 60% 时的粒径。

4 结 论

通过计算分析喷管流动相变状态及影响因素，获得如下结论：

1) 水蒸气凝结效应对喷管内流动状态具有

显著影响。考虑凝结条件下，激波出现位置相较于不考虑凝结条件更靠近喷管喉部；由于水蒸气凝结释放潜热，考虑凝结时流场压强、温度大于不考虑凝结结果。

2) 改变扩张段长度得到不同扩张比模型，凝结液滴都在喷管下游 0.008 m 相同位置开始出现，

喷管轴线上压强、温度差别较小。随着扩张比增大,轴线上出口液滴半径随之增大,数密度随之减小。

3) 改变扩张半角得到扩张比为2、3、4、5的4种喷管模型,随着扩张比增大,轴线上压强、温度逐渐降低。液滴出现位置随扩张比增大而靠近喉部,轴线上出口处液滴半径随扩张比增大而增大,数密度随扩张比增大而减小。

4) 对比不同水蒸气含量分析模型,随着 h 增大轴线上液滴出现位置更靠近喉部,当水蒸气含量 $h=60\%$ 时,液滴半径最大; $h<60\%$ 时,液滴半径随 h 增大而增大,数密度极大值随 h 增大而减小; $90\%\geq h>60\%$ 时,液滴粒径随 h 增大而减小,数密度极大值随 h 增大而增大。

参考文献:

- [1] WEGENER P P. Condensation phenomena in nozzles[J]. *Progress in Astronautics and Rocketry*, 1964, 15: 701-724.
- [2] HILL P G. Condensation of water vapour during supersonic expansion in nozzles[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1966, 25(3): 593-620.
- [3] 孙皖, 徐涛, 刘秀芳, 等. 凝结相变对低温风洞雷诺数试验的影响[J]. *航空动力学报*, 2020, 35(9): 1893-1899.
SUN Wan, XU Tao, LIU Xiufang, et al. Effect of condensation phase transient on Reynold number test for cryogenic wind tunnel[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2020, 35(9): 1893-1899. (in Chinese)
- [4] FRANCESCO G, FEDERICO M, ADRIANO M. CFD modelling of the condensation inside a cascade of steam turbine blades: comparison with an experimental test case[J]. *Energy Procedia*, 2017, 126: 730-737.
- [5] NAGIB ELMEKAWY A M, ALI M E H H. Computational modeling of non-equilibrium condensing steam flows in low-pressure steam turbines[J]. *Results in Engineering*, 2020, 5: 100065.1-100065.11.
- [6] 汤永智, 刘中良, 武洪强, 等. 蒸汽喷射器混合过程中凝结流态的可视化研究[J]. *工程热物理学报*, 2019, 40(10): 2364-2372.
TANG Yongzhi, LIU Zhongliang, WU Hongqiang, et al. Visualization study on the condensation flow regime in the mixing process of steam ejector[J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2019, 40(10): 2364-2372. (in Chinese)
- [7] 杨文, 曹学文, 赵联祁, 等. 超声速旋流分离器内天然气液化过程研究[J]. *石油机械*, 2015, 43(5): 87-91, 100.
YANG Wen, CAO Xuewen, ZHAO Lianqi, et al. Study on natural gas liquefaction process within supersonic cyclone separator[J]. *China Petroleum Machinery*, 2015, 43(5): 87-91, 100. (in Chinese)
- [8] 杨文, 曹学文, 徐晓婷, 等. 高速膨胀天然气凝结流动特性[J]. *石油学报(石油加工)*, 2016, 32(1): 73-81.
YANG Wen, CAO Xuewen, XU Xiaoting, et al. Flow and condensation characteristics of natural gas with high speed expansion[J]. *Acta Petrolei Sinica (Petroleum Processing Section)*, 2016, 32(1): 73-81. (in Chinese)
- [9] 曹学文, 边江, 靳学堂, 等. 三组分气体超声速凝结过程数值模拟与实验研究[J]. *石油学报(石油加工)*, 2019, 35(1): 99-110.
CAO Xuewen, BIAN Jiang, JIN Xuetang, et al. Numerical simulation and experimental study on supersonic condensation process of ternary mixture[J]. *Acta Petrolei Sinica (Petroleum Processing Section)*, 2019, 35(1): 99-110. (in Chinese)
- [10] PAOLI R, SHARIFF K. Contrail modeling and simulation[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2016, 48(1): 393-427.
- [11] DALIN P, PERMINOV V, PERTSEV N, et al. Optical studies of rocket exhaust trails and artificial noctilucent clouds produced by Soyuz rocket launches[J]. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 2013, 118(14): 7850-7863.
- [12] 李健兵, 高航, 王涛, 等. 飞机尾流的散射特性与探测技术综述[J]. *雷达学报*, 2017, 6(6): 653-672.
LI Jianbing, GAO Hang, WANG Tao, et al. A survey of the scattering characteristics and detection of aircraft wake vortices[J]. *Journal of Radars*, 2017, 6(6): 653-672. (in Chinese)
- [13] 尚德敏, 姜宝成, 陈安斌, 等. 燃油添加剂对喷气飞行器凝结尾迹的隐身作用[J]. *哈尔滨工业大学学报*, 1994, 26(4): 24-27.
SHANG Demin, JIANG Baocheng, CHEN Anbin, et al. Stealth function of jet aircraft's condensation trail made of fuel additive[J]. *Journal of Harbin Institute of Technology*, 1994, 26(4): 24-27. (in Chinese)
- [14] YANG Yan, WALTHER J H, YAN Yuying, et al. CFD modeling of condensation process of water vapor in supersonic flows[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2017, 115: 1357-1362.
- [15] 杨勇, 于欢, 沈胜强, 等. 水蒸气跨声速流动中非平衡相变与激波的耦合作用[J]. *工程热物理学报*, 2013, 34(7): 1347-1351.
YANG Yong, YU Huan, SHEN Shengqiang, et al. Coupling effect of shock and non-equilibrium phase change of transonic steam flow [J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2013, 34(7): 1347-1351. (in Chinese)
- [16] KUNG R T V, CIANCIOLO L, MYER J A. Solar scattering from condensation in Apollo translunar injection plume[J]. *AIAA Journal*, 1975, 13(4): 432-437.
- [17] DYKAS S, MAJKUT M, SMOLKA K, et al. Comprehensive investigations into thermal and flow phenomena occurring in the atmospheric air two-phase flow through nozzles[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2017, 114: 1072-1085.
- [18] MOSES C A, STEIN G D. On the growth of steam droplets formed in a Laval nozzle using both static pressure and light scattering measurements[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 1978, 100(3): 311-322.
- [19] BAKHTAR F, ZIDI K. Nucleation phenomena in flowing high-pressure steam: experimental results[J]. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers: Part A Journal of Power Engineering*, 1989, 203(3): 195-200.
- [20] BAKHTAR F, ZIDI K. Nucleation phenomena in flowing high-pressure steam: Part II theoretical analysis[J]. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers: Part A Journal of Power and Energy*, 1990, 204(4): 233-242.
- [21] EDATHOL J, BREZGIN D, ARONSON K, et al. Prediction of non-equilibrium homogeneous condensation in supersonic nozzle flows using Eulerian-Eulerian models[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2020, 152: 119451.
- [22] WEN Chuang, KARVOUNIS N, WALTHER J H, et al. Non-equilibrium condensation of water vapour in supersonic flows with shock waves[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*,

- 2020, 149: 119109.
- [23] 刘光照, 朱亚男. 晶体成核理论[J]. 人工晶体, 1981, 10(2): 1-34.
- LIU Guangzhao, ZHU Yanan. Crystal nucleation theory[J]. Journal of Synthetic Crystals, 1981, 10(2): 1-34. (in Chinese)
- [24] GYARMATHY G. The spherical droplet in gaseous carrier streams: review and synthesis[J]. Multiphase Science and Technology, 1982, 1(1/2/3/4): 99-279.
- [25] YOUNG J. Spontaneous condensation of steam in supersonic nozzles[J]. Physicochemical Hydrodynamics, 1982, 3(1): 57-82.
- [26] LAÍN S, ALIOD R. Study on the Eulerian dispersed phase equations in non-uniform turbulent two-phase flows: discussion and comparison with experiments[J]. [International Journal of Heat and Fluid Flow](#), 2000, 21(3): 374-380.
- [27] GERBER A G, KERMANI M J. A pressure based Eulerian-Eulerian multi-phase model for non-equilibrium condensation in transonic steam flow[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004, 47(10/11): 2217-2231.
- [28] MOORE M J, WALTERS P T, CRANE R I, et al. Predicting the fog fog-drop size in wet- stream turbines[C]// Proceedings of the IMechE Conference on Heat and Fluid Flow in Steam and Gas Turbine Plant, London: IMechE, 1973: 101-109.

(编辑: 张 雪)