



超声速干粉灭火喷管气固两相射流特性的数值分析

刘天程, 章利特, 冯子龙, 孙梦郁

(浙江理工大学机械与自动控制学院, 杭州 310018)

摘要: 针对超声速气流驱动干粉颗粒形成的缩放喷管气固两相射流, 采用拉格朗日方法、气固双向耦合模型以及 Shear-Stress Transport $k-\omega$ 湍流模型进行数值模拟, 分析了颗粒装载比、萨夫曼力和入口压力等因素对气体参数、颗粒速度以及颗粒聚集度的影响。结果表明: 气固双向耦合模型可以准确的分析气体与颗粒之间的相互作用。当高压气体通过缩放喷管时会产生超声速流动, 从而带动颗粒作加速运动; 在同一入口压力下, 如果颗粒装载比较高, 那么颗粒速度较小, 且气体参数受颗粒的影响较大。颗粒在喷管扩张段轴线附近聚集, 导致轴线到壁面附近区域内, 产生沿径向向外的气流速度梯度, 这可以解释萨夫曼力使轴线上气固两相的速度增大, 并且在高颗粒装载比下的影响更显著的原因。不同入口压力下可能出现欠膨胀、过膨胀和完全膨胀三种不同喷管射流形态; 在完全膨胀流态下, 颗粒加速和气流降温的效果相对更好。研究结果可为超声速干粉灭火技术的应用提供理论支撑。

关键词: 超声速; 干粉灭火; 双向耦合; 颗粒聚集度; 萨夫曼力; 颗粒装载比

中图分类号: TK123

文献标志码: A

文章编号: 1673-3851(2021)09-0612-12

Numerical analysis of gas-solid two-phase jet flow characteristics in supersonic dry powder fire extinguishing nozzles

LIU Tiancheng, ZHANG Lite, FENG Zilong, SUN Mengyu

(Faculty of Mechanical Engineering & Automation, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou 310018, China)

Abstract: In this paper, aiming at gas-solid two-phase jet flow of the convergent-divergent nozzle that is formed when dry powder particles are driven by supersonic gas flow, we performed the numerical simulation by applying Lagrangian method, gas-solid two-phase coupling model and Shear-Stress Transport $k-\omega$ turbulent model. Meanwhile, we analyzed the influence of particle loading ratio, Saffman force and nozzle-inlet pressure on gas parameters, particle velocity and degree of particle aggregation. The main findings are as follows. The gas-solid two-phase coupling model could accurately analyze the interaction between gas and particles. When the high-pressure gas passed through the convergent-divergent nozzle, it would produce supersonic flow, thus driving the particles to accelerate. Under the same inlet pressure, if the particle loading ratio was high, the particle velocity was small, and the gas parameters were greatly affected by the particles. Particles gathered near the axis of the nozzle divergent section, resulting in a radial velocity gradient in the region from the axis to the wall. This can explain why the Saffman force increased the velocity of gas-solid two phases along the axis, and the effect was more significant at high particle loading ratio. Under different inlet pressure, there may be three different nozzle jet flow forms: under expansion, over expansion and full expansion. Under the condition of full expansion

flow, the effect of particle acceleration and air cooling was relatively better. The research results can provide theoretical support for the application of supersonic dry powder fire extinguishing technology.

Key words: supersonic; dry powder fire extinguishing; two-way coupling; degree of particle aggregation; Saffman force; particle loading ratio

0 引言

在近年来的消防安全事故统计^[1]中,因消防装置性能限制造成的经济损失愈来愈高。传统干粉灭火器虽然被作为一种常见的、适用范围广且操作简单的灭火装置,但是其灭火性能一直不够理想。将超声速气动力技术应用于干粉灭火装置,可以提高灭火剂颗粒速度、降低气流温度、增加装置射程,从而显著提升灭火效能和使用安全性^[2]。超声速气固两相射流作为超声速干粉灭火的技术核心,已经在冷喷涂、无针注射等很多领域得到应用^[3-4]。目前,已有学者对于如何提高颗粒速度、保持流场均匀性以及增大颗粒聚集度等问题已经展开了深入的分析。

在实验研究方面,施学贵等^[5]利用激光全息技术对煤粉燃烧器中的气固两相流场进行观测,并利用颗粒轨迹和平均速度的测量数据对颗粒所受的纵向力和横向力进行量级评估,认为在类似的复杂湍流场中,由于剪切流速度梯度的存在,萨夫曼力的影响不可忽略。Champagne等^[6]利用双缝测速仪测量了二维轴对称喷管内的颗粒速度,并根据气固两相流一维简化模型进行数值模拟研究,发现最终的颗粒沉积速度与气体黏性以及壁面摩擦力等因素有关。Okuda等^[7]利用双闪照相法对不同类型缩放喷管的气固流场进行了参数测量,结果表明,颗粒的速度和比动能与颗粒尺寸、密度、喷管几何形状以及气体热力学参数条件有关,而且颗粒通过喷管的速度和行为与颗粒装载比、喷管入口与喉部的几何形状显著相关。

在数值模拟研究方面,Miura^[8]开展了激波管内非等尺寸颗粒气固两相非平衡非定常流动的数值模拟研究,发现粒径大于平均值的颗粒会显著地增加气固两相流的弛豫时间,并且促使激波传播速度更快地下降。Li等^[9]对紊流通道中不同粒径的气溶胶粒子进行了数值模拟,发现湍流效应会加速颗粒扩散且提高颗粒的沉积速率,当不考虑重力影响时,湍流效应对颗粒的影响变得更加明显。张涛等^[10]利用Fluent中的离散相模型对管道内气固两相流场进行了数值模拟,发现在对气体速度进口、颗

粒阻力模型、壁面碰撞模型以及颗粒受力模型进行优化处理后,在颗粒沉降和不同气固流动状态转换时的气体临界速度与实验值更加接近。Liu等^[11]对磨料射流在缩放喷管中的流动特性进行了数值模拟,发现喷管压力比对射流结构有决定作用,在完全膨胀和低欠膨胀射流形态下,流场中的压力振荡较小、势核较长,而且高速区更为收敛与稳定,可以使颗粒在较短距离内达到最大速度。Ibsen等^[12]分别采用双流体模型和离散相模型,对循环流化床中气体颗粒两相流场进行了数值模拟,发现离散相模型对应的数值计算结果与实验吻合得更好,但双流体模型对应的计算效率更高。Rudinger^[13]和Bailey等^[14]分别对喷管内外的气固两相流场进行了数值模拟,对颗粒装载比对流场影响进行了分析,都认为当颗粒装载比足够小时,颗粒的存在对气体流动的影响可以忽略不计。Bhattacharya等^[15]对颗粒在冷喷涂中的流动进行了数值模拟,发现气体作用在颗粒上的主要作用力是斯托克斯阻力和萨夫曼升力,而由于粒子旋转产生的马格努斯力对颗粒的影响小,可以忽略。Kudryavtsev等^[16]采用单向耦合模型和欧拉-拉格朗日方法,对平面、轴对称和三维超声速喷管中的含颗粒流动进行了数值模拟,发现由于气动聚焦效应,颗粒在喷管收缩段产生聚集现象,随着气体密度在喷管扩张段的快速下降,气体作用在颗粒上的力减小,颗粒依然可以在喷管扩张段保持聚集状态。

综上所述,学者们已针对超音速气固两相流特性开展了有关喷管几何结构、运行工况、颗粒物性参数影响的实验研究和数值模拟研究,其中有些实验的测量数据可以为本文提供数值计算模型的准确性验证,有关喷管射流形态与颗粒聚集效应的发现、气固两相流模型优缺点的对比结论,对本文研究具有重要的参考作用。然而,现有针对缩放喷管气固两相射流中颗粒聚集效应的数值模拟研究,均采用单向耦合模型,即忽略颗粒对气相的反作用。因此,本文拟结合离散相模型、气固双向耦合模型以及Shear-stress transport (SST) $k-\omega$ 湍流模型,开展缩放喷管气固两相射流的数值模拟研究,分析颗粒装载比、入口压力以及萨夫曼力对气相流场形态、颗粒

速度分布以及颗粒聚集度的影响规律,并证实本文对前人基于单向耦合模型所得出结论缺乏严密性。本文研究结果可为超声速干粉灭火技术的应用提供理论支撑。

1 气固两相流模型

1.1 气相模型

气相流动可以利用连续、动量和能量三大方程进行描述。控制方程包括连续方程、动量方程、能量方程。连续方程为:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v_r) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v_r) = 0 \quad (1)$$

动量方程为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho v_x) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x}(r \rho v_x v_x) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r v_x) = \\ - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[r \mu \left(2 \frac{\partial v_x}{\partial x} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \right) \right] + \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial x} \right) \right] + S_{F,x} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x}(r \rho v_x v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r v_r) = \\ - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[r \mu \left(\frac{\partial v_r}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) \right] + \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(2 \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \right) \right] - \\ 2 \mu \frac{v_r}{r^2} + \frac{2}{3} \frac{\mu}{r} (\nabla \cdot \mathbf{V}) + S_{F,r} \end{aligned} \quad (3)$$

能量方程为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\mathbf{V}(\rho E + p)) = \nabla \cdot (k_{\text{eff}} \nabla T - \\ \sum_j h_j \mathbf{J}_j + (\tau_{\text{eff}} \cdot \mathbf{V})) + S_h \end{aligned} \quad (4)$$

其中: t 为运动时间; ρ 为气体密度; x 为轴向坐标; r 为径向坐标; \mathbf{V} 为气体速度; v_x 为气体速度轴向分量; v_r 为气体速度径向分量; p 为气体的静压; μ 为气体动力黏度; k_{eff} 为气体的有效导热系数; E 为内能; T 为气体温度; \mathbf{J}_j 为第 j 项的扩散通量; h_j 为第 j 项的显焓; τ_{eff} 为有效导热时间。 $S_{F,r}$ 、 $S_{F,x}$ 和 S_h 指考虑了气固双向耦合后颗粒相作用于气相的动量和能量附加项,其中 $S_{F,r}$ 和 $S_{F,x}$ 为动量附加项 S_F 的径向和轴向分量, S_F 和 S_h 表达式为:

$$S_F = \sum \left(\frac{18 \mu C_d Re_p}{\rho_p d_p^2 24} (\mathbf{v}_p - \mathbf{V}) + \mathbf{F}_{\text{other}} \right) \dot{m}_p \Delta t \quad (5)$$

$$S_h = \frac{\dot{m}_{p,0}}{m_{p,0}} \left[-m_{p,\text{out}} \int_{T_{\text{ref}}}^{T_{p,\text{out}}} c_{pre,p} dT + m_{p,\text{in}} \int_{T_{\text{ref}}}^{T_{p,\text{in}}} c_{pre,p} dT \right] \quad (6)$$

其中: C_d 为颗粒的阻力系数; v_p 为颗粒速度; Re_p 为颗粒与气体的相对雷诺数(亦称颗粒雷诺数); d_p 为颗粒的直径; ρ_p 为颗粒密度; \dot{m}_p 为颗粒流量; $\dot{m}_{p,0}$ 为颗粒初始质量流量; $\mathbf{F}_{\text{other}}$ 为除阻力之外作用在颗粒上的力; $m_{p,0}$ 为颗粒初始质量; $m_{p,\text{out}}$ 为单个控制体积出口颗粒质量; $m_{p,\text{in}}$ 为单个控制体积进口颗粒质量; $C_{pre,p}$ 为颗粒的定压比热容; T_{ref} 为参考温度; $T_{p,\text{out}}$ 为出口颗粒温度; $T_{p,\text{in}}$ 为入口颗粒温度。

由于 Shear-Stress Transport $k-\omega$ 湍流模型^[17]对于逆压梯度流、翼型绕流、跨音速激波等现象的模拟具有很好的准确性,所以本文选择该模型用于气相流场描述。

1.2 颗粒相模型

稀相流和稠密流之间的划分是通过气动响应时间与碰撞间隔时间的比值确定的,当比值小于1时,颗粒有足够的时间响应气相流场的变化,此时的流动状态为稀相流^[18]。由于干粉灭火装置喷管流动中颗粒体积分数量较小,颗粒间的碰撞忽略不计,属于稀相流范畴,所以本文采用离散相模型(即拉格朗日法)对颗粒运动进行描述,具体方程为:

$$m_p \frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = m_p \frac{\mathbf{V} - \mathbf{v}_p}{\tau_r} + \mathbf{F}_{\text{other}} \quad (7)$$

其中: m_p 为颗粒质量; τ_r 为颗粒松弛时间。式(7)右边第一项表示颗粒受到的气动阻力,其中 τ_r 表达式为:

$$\tau_r = \frac{\rho_p d_p^2}{18 \mu} \frac{24}{C_d Re_p} \quad (8)$$

由于局部颗粒马赫数大于0.4,且局部颗粒雷诺数超过20,所以阻力系数 C_d 采用高马赫数阻力定律进行计算^[19]。式(7)右边另一项表示除气动阻力外颗粒所受的额外力。由于超声速气固两相流场参数空间不均匀性极为显著,颗粒运动受到压力梯度力、虚拟质量力和萨夫曼力等的制约,因此本文考虑的额外力 $\mathbf{F}_{\text{other}}$ 表示为:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\text{other}} = C_{v,m} m_p \frac{\rho}{\rho_p} \left(\mathbf{v}_p \nabla \cdot \mathbf{V} - \frac{d\mathbf{v}_p}{dt} \right) + m_p \frac{\rho}{\rho_p} \mathbf{v}_p \nabla V + \\ m_p \frac{2K\nu^{1/2} \rho d_{ij}}{\rho_p d_p (d_{lk} d_{kl})^{1/4}} (\mathbf{V} - \mathbf{v}_p) \end{aligned} \quad (9)$$

其中:常数 $C_{v,m}=0.5$, $K=2.594$; ν 是气体运动黏度; d_{ij} 是变形速率张量。式(9)第一项为虚拟质量力;第二项为压力梯度力;第三项为萨夫曼力;需要指出的是颗粒重力相对于其他力的量级很小,对颗粒运动的影响微乎其微,因此本文未考虑重力的影响。

2 数值方法与模型验证

2.1 几何模型

常规的干粉灭火喷管为具有一定扩张角度的渐扩圆截面喷管,为了达到超声速气流输运灭火剂颗粒的目的,本文参照文献[20]中所采用的缩放型轴对称喷管的几何结构参数,并对其进行了局部结构修改,以便于几何建模和网格划分。二维轴对称喷管计算域示意图如图1所示,其中:直管段AB长46.00 mm,喷管收缩段(BC段)轴向长69.00 mm,扩张段(CD段)轴向长138.00 mm,入口半径AG为11.50 mm,出口半径DE为16.10 mm,喉部半径CF为8.05 mm,扩张段角为 3.34° ,喷管壁厚为3.00 mm;计算域远场EL长度为621.00 mm,KL长度为251.00 mm,HI长度为69.00 mm。

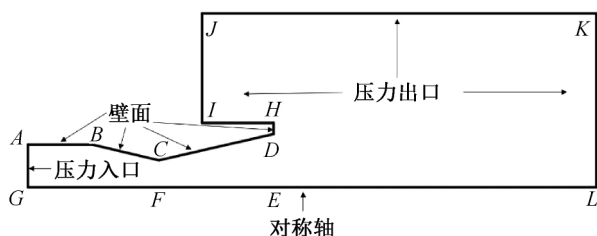


图1 二维轴对称喷管计算域示意图

2.2 数值方法及边界条件

超声速干粉灭火属于可压缩流动,所以本文选取密度基耦合隐式算法对流场进行计算,并分别采用二阶迎风和二阶隐式格式对控制方程进行空间和时间离散化,计算时间步长为 10^{-6} s。本文采用的边界条件包括:喷管压力入口边界、轴线对称边界、远场压力出口边界以及无滑移壁面边界,壁面温度恒定为300 K,具体设定如图1所示。为了更逼真地模拟干粉灭火喷管气固两相射流的实际情形,气固两相介质分别选用氮气和碳酸铵盐灭火剂颗粒。

2.3 网格划分与无关性验证

本文采用结构化四边形单元对喷管射流计算域进行网格划分。由于壁面剪切流动、气体速度梯度比较大,所以本文对壁面附近区域进行网格加密处理,其中在壁面至轴线附近的网格节点划分上采取按比例增大的方式,其中壁面相邻网格尺度为0.07 mm,轴线附近网格尺度为0.40 mm,实际网格剖分如图2所示。本文分别在网格数为3万、13万和23万(网格最小尺寸为0.10、0.07 mm和0.05 mm)下对喷管入口压力为14 atm(注:1 atm=101325 Pa)、颗粒粒径为15 μm 以及颗粒装载比为0.0001(颗粒装载比 n 定义为喷管入口颗粒与气体

质量流量的比值)的情况下进行气固两相流数值模拟。图3为在三种网格数下数值计算得出的气体轴线速度曲线,可以发现在3万和13万网格数下的轴线气体速度最大相对误差为20%,而在13万和23万网格数下的最大相对误差仅为2%,因此本文认为13万网格数已经符合网格无关性的要求,并决定采用该网格进行后续计算。

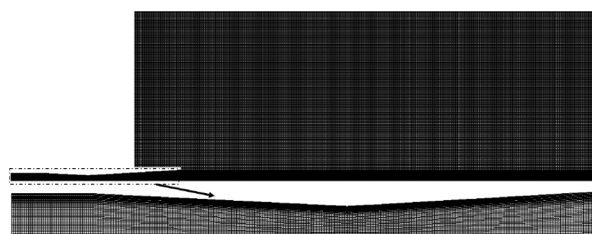


图2 网格剖分示意图

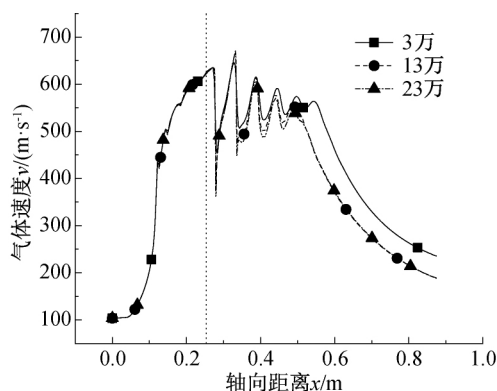


图3 不同网格数量下沿轴线的气体速度分布曲线

2.4 准确性验证

图4为文献[21]中的喷管纵向半剖面结构示意图,其中喷管入口半径AB为12.00 mm,直管段长度AH为20.00 mm,扩张段内平行段GF长度为3.00 mm,喷管喉部半径CG为2.00 mm,喷管出口半径DE为2.50 mm,喷管总长度为90.00 mm。

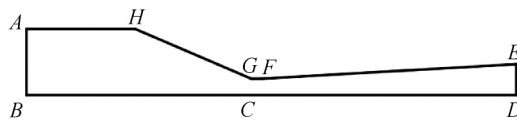


图4 文献[21]中喷管纵向半剖面结构示意图

本文针对上述喷管在文献[21]中的实验条件下的气固两相射流进行了数值模拟,图5(a)为计算得出的喷管壁面静压与实测管壁静压曲线,图5(b)为喷管出口计算颗粒速度与实测颗粒速度曲线。从图5中可以发现,计算静压值与实测喷管壁面静压值的最大相对误差仅为1%;计算颗粒速度与实测喷管出口颗粒速度的最大相对误差为2%,这表明本文数值计算模型较为准确。

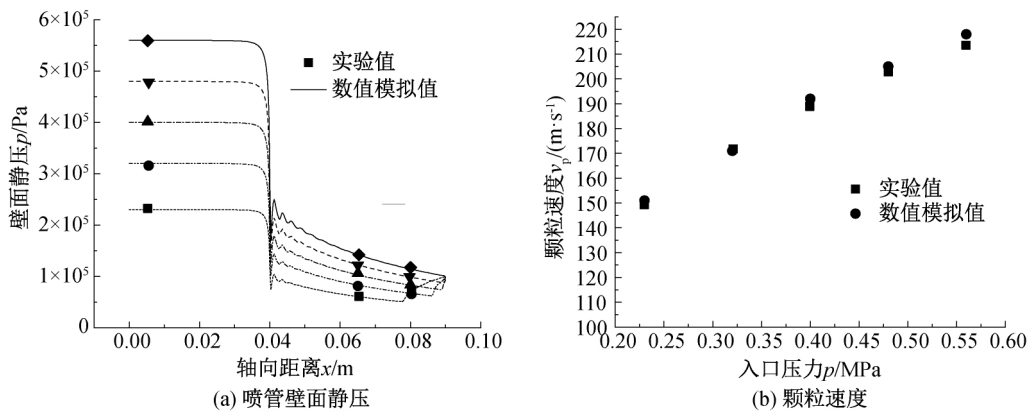


图5 喷管壁面静压和出口颗粒速度的曲线

3 结果与分析

3.1 萨夫曼力对气固两相流场的影响

由于萨夫曼力在气固两相流场中会使喷管中同一径向位置处的颗粒从气体低速区域向气体高速区域移动^[22],这种影响对于颗粒在喷管中的聚集现象有着非常重要的作用。本文在喷管入口压力为 14 atm 、颗粒直径为 $15 \mu\text{m}$ 、颗粒装载比为 0.05 和有无考虑萨夫曼力影响时的情况下对流场进行计算。图6显示了喷管扩张段内的颗粒在有无考虑萨夫曼力影响下的空间分布。从图6中可以发现:颗粒在未考虑萨夫曼力影响时,喷管壁面存在颗粒真空区,而当考虑了萨夫曼力影响时,颗粒真空区减小且壁面附近颗粒数目增大。从萨夫曼力作用机理来看,考虑萨夫曼力影响时的颗粒聚集宽度大于未考虑时的宽度,产生该现象可能是因为喷管扩张段壁面附近除边界层以外的气体速度大于轴线附近的气体速度,导致颗粒在萨夫曼力的带动下从轴线附近向壁面附近移动。图7显示了有无考虑萨夫曼力影响下的气体速度在整个计算域的分布。从图7中可以发现气体速度分布在有无考虑萨夫曼力作用时差别微乎其微,壁面附近除边界层以外颗粒数密度相对于轴线附近较小,壁面附近气体与颗粒相互作用程度相对于轴线附近较弱,导致壁面附近除边界层以外的颗粒数密度大于轴线附近的,最终颗粒在萨夫曼力的作用下会从轴线向壁面运动。

为了更进一步分析萨夫曼力对气固两相速度的影响,图8给出了有无萨夫曼力影响下的轴线气体和颗粒速度对比图。图8中竖点线对应喷管出口位置($x=0.253 \text{ m}$,下同)。从图8(a)和图8(b)中都可以发现气体和颗粒速度在喷管内呈增加趋势,当两相流在管外移动一段距离后,两相速度开始下降;

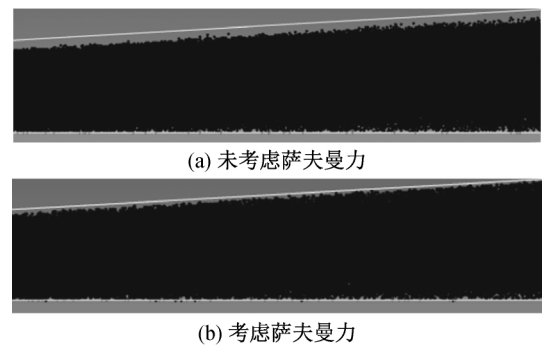


图6 扩张段颗粒位置分布

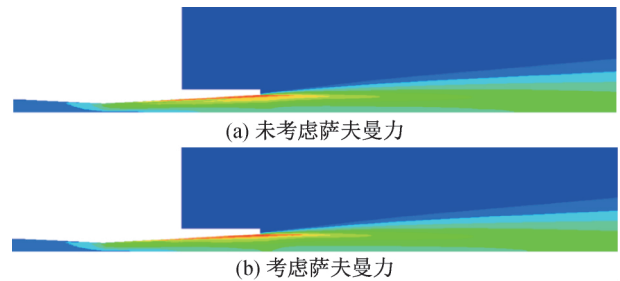


图7 有无考虑萨夫曼力影响下的气体速度云图

值得注意的是,流场在考虑萨夫曼力影响时气体和颗粒在喷管扩张段的速度大于未考虑时的,二者气体速度在管外并无区别,而管外颗粒在考虑萨夫曼力时的速度大于未考虑时的。其原因是气体在喷管内膨胀产生加速,从而带动颗粒加速,而在管外受黏性力的影响二者速度逐渐降低;由于无滑移壁面因素影响,喷管直管段壁面附近气体速度低且轴线主流区气体速度较大,颗粒会在萨夫曼力的推动下由壁面往轴线方向移动导致颗粒在轴线附近集中,而且加上颗粒运动至收缩段时产生聚集效应,轴线附近的颗粒数密度增大,阻力变得更大,从而导致在喷管扩张段轴线附近处的气体速度低于壁面附近区域的气体速度,颗粒在喷管扩张段会受到沿轴线至壁面方向的萨夫曼力,继而推动颗粒向壁面移动,导致

轴线附近的颗粒数密度小于未考虑萨夫曼力时的, 喷管扩张段在考虑了萨夫曼力影响时的气动阻力小于未考虑时的, 最后使得喷管扩张段内的气体与颗粒的速度在考虑萨夫曼力影响时要大; 随着气体和

颗粒运动至管外, 气体速度梯度消失导致萨夫曼力影响可以忽略, 管外的二者气体速度并无差别, 而考虑萨夫曼力影响时的喷管出口初始气体速度大, 因而管外颗粒速度大于未考虑时的。

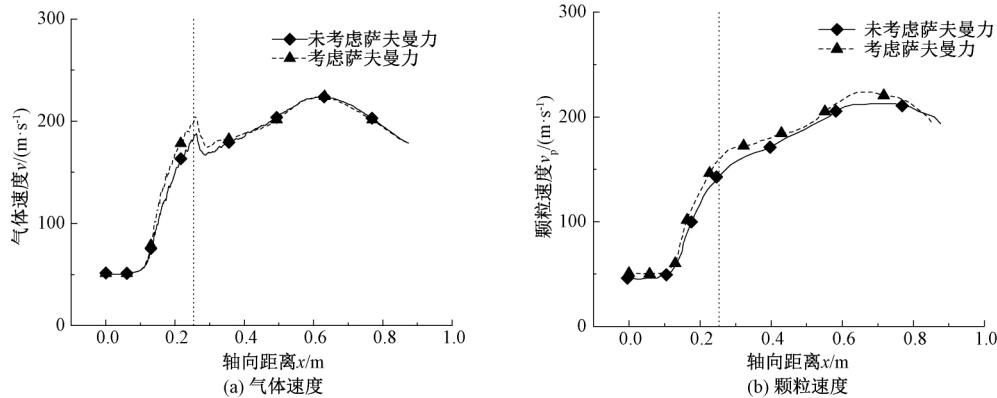


图8 有无萨夫曼力影响下的气固两相沿轴线的速度分布曲线

综上所述, 萨夫曼力在超声速气固流场中对颗粒在喷管扩张段的聚集影响较大, 因此本文中在颗粒受力模型中对萨夫曼力的选取是具有实际意义和参考价值的。

3.2 颗粒装载比对气固两相流场的影响

图9—图11分别显示了不同颗粒装载比下整个计算域与喷管轴线上气体的速度、密度和压力分布, 其他计算条件包括: 喷管入口压力为14 atm、颗粒直径为 $15 \mu m$ 。从气体云图9(a)、图10(a)、图11(a)中可以发现: 当颗粒装载比为0 (即气体单相) 时, 喷管的管口产生斜激波且形成了一个马赫盘, 紧接着产生了一连串的膨胀波反射结构, 气体速度、压力、密度在管外分布不连续且跨度较大。从轴线图9(b)、图10(b)、图11(b)中亦可发现: 当颗粒装载比为0时, 气体在喷管轴线上的速度、压力和密度产生了强烈的波动。当颗粒装载比为0.0005时, 从图9—图11中可以发现: 气体的速度、压力以及密度在管内外 (包括轴线上) 的分布与气体单相几乎没有差别。当颗粒装载比增加至0.01时, 从图9(a)中可以发现气体速度在管外的速度跨度变小, 喷管扩张段的气体速度在同一径向方向沿轴线至壁面方向逐渐增大; 从图10(a)中可以发现管外斜激波强度减小, 喷管扩张段内的气体在同一径向方向靠近轴线附近的密度要小于喷管壁面附近的密度; 从图11(a)中可以发现气体压力在管外的低压区逐渐减少, 且管内的低压区逐渐向管外移动; 而从图9(b)、图10(b)、图11(b)中可以发现气体在轴线上的速度、压力和密度与颗粒装载比为0.0005相比波动幅度减小。当颗粒装载比为0.05时, 从图9(a)中可以

发现气体在管内外的速度跨度逐渐消失, 仅仅在喷管出口壁面附近速度较大且大于喷管轴线附近速度; 从图10(a)和图11(a)中可以发现管外激波结构逐渐消失, 从图9(b)、图10(b)、图11(b)中亦可发现喷管轴线上气体速度、密度和压力波动已经趋于平缓。因为气体单相在管外的速度骤减以及压力和密度骤增, 会导致管外产生激波以至于气体压力、速度和密度发生强烈波动; 当颗粒装载比很低时, 颗粒对气体反作用导致的动量和能量附加项可忽略不计, 因而使气体受颗粒的影响变小, 因此, 流场参数分布相比于气体单相流场的变化微小。颗粒装载比进一步增大, 导致气体颗粒相间动量交换加剧, 同时颗粒与气体相界面面积增大, 也促进了两相间的能量交换, 颗粒对气体参数的影响增大, 从而使气体参数相比于气体单相情形时空间分布的变化趋于更加平缓。

图12显示了不同颗粒装载比下的颗粒位置与速度分布。可以发现, 当颗粒装载比 $n=0.0005$ 时, 扩张段壁面附近颗粒真空区较大, 且颗粒整体速度与大颗粒装载比情况下相比较, 管外的颗粒出现多个速度分区; 当颗粒装载比增大时, 扩张段壁面附近颗粒真空区变小, 颗粒最大速度出现在扩张段壁面处, 且颗粒速度分布跨度与小颗粒装载比时相比较小。其原因是小颗粒装载比时颗粒受气体激波结构的影响较大, 颗粒速度分布呈现多个类似气体速度的分区; 而颗粒装载比增大时, 由于颗粒的聚集导致扩张段壁面附近的颗粒真空区气体速度较大, 从而颗粒最大速度出现在扩张段壁面附近, 而且大颗粒装载比时颗粒与气

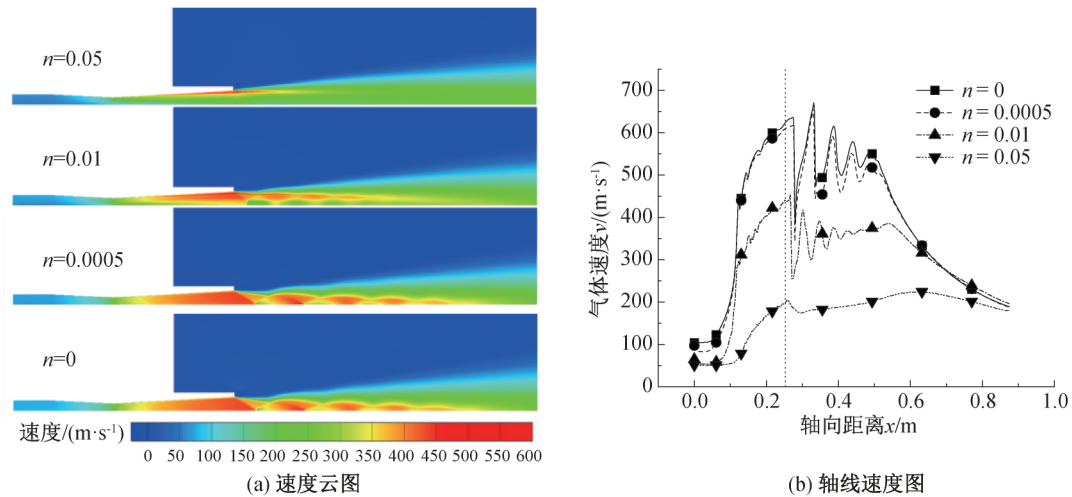


图9 不同颗粒装载比下的气体速度分布

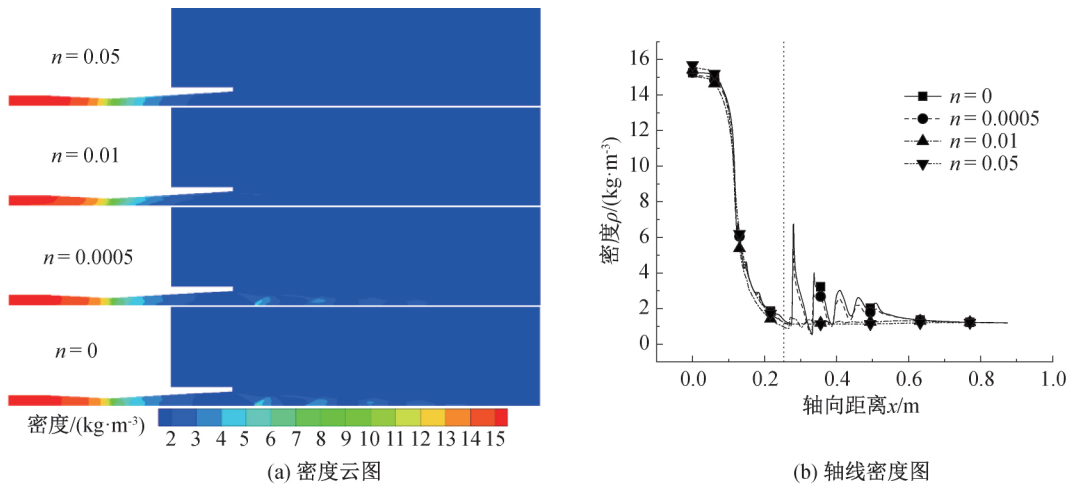


图10 不同颗粒装载比下的气体密度分布

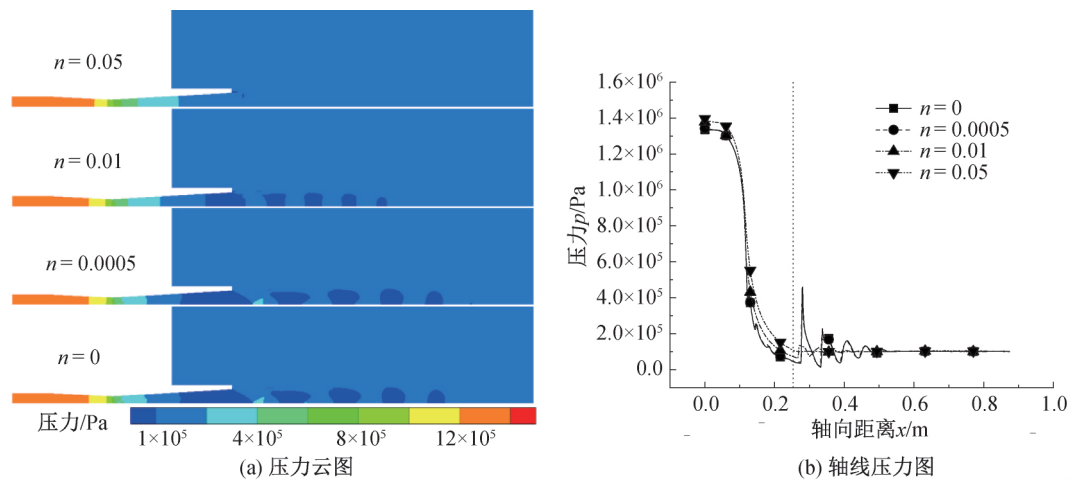


图11 不同颗粒装载比下的气体压力分布

体动量交换更频繁,导致颗粒速度分布跨度较小。图13显示了不同颗粒装载比下的喷管出口处径向方向气体速度分布。可以发现,气体单相的速度在喷管出口处沿轴线至壁面方向减小;随着颗粒的加入,气体横向速度梯度方向与纯气体相反,而且当颗

粒装载比增加时,沿轴线至喷管壁面的横向速度梯度变大。当横向速度梯度大时,单个颗粒在萨夫曼力的作用下向壁面方向移动更多,从而验证了图12中扩张段颗粒真空区在高颗粒装载比时更小的现象。

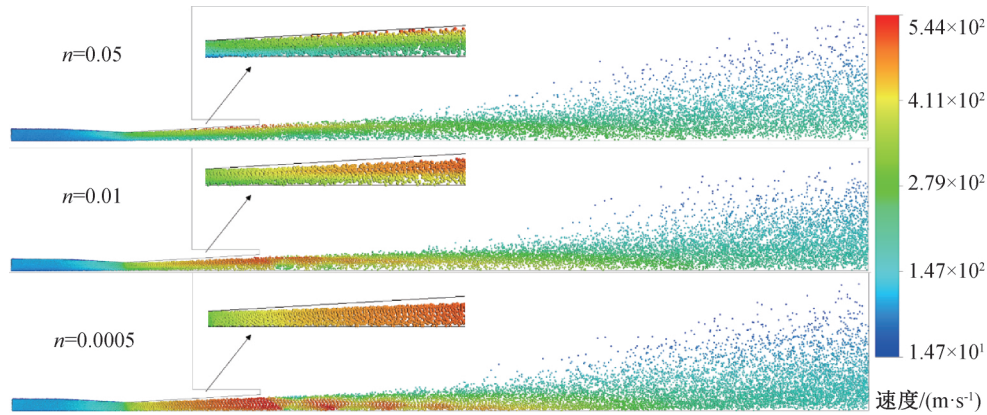


图12 不同颗粒装载比下颗粒位置与速度分布

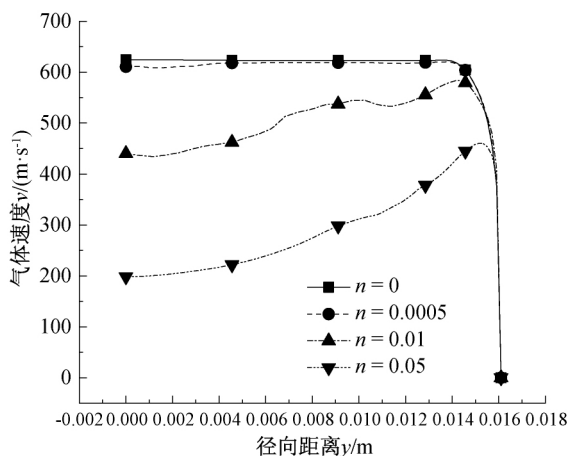
图13 不同颗粒装载比下的喷管出口处
径向方向气体速度分布

图14显示了不同颗粒装载比下颗粒速度沿轴线的分布。从图14中可以发现,随着颗粒装载比的增大,各轴线位置处的颗粒速度(包括最大值)逐渐降低,其中,颗粒装载比 $n=0.0005$ 时的颗粒最大速度比 $n=0.05$ 时的高出约280 m/s;颗粒在管外运动过程中,颗粒速度先增大后减小,但低颗粒装载比时的颗粒速度比高颗粒装载比时的变化更显著。颗粒速度在管外一段距离内继续增大,是由于管外射流中的气流速度依然高于颗粒速度,颗粒在气动力作用下继续加速运动;随着气流速度沿轴向波动下降,直到低于颗粒速度之后,气动力对颗粒起到减速作用。这就解释了颗粒速度在喷管外先增大后减小的现象。此外,由于颗粒装载比增加时,气体与单位质量颗粒之间的动量交换较小,从而导致颗粒加速度和达到的速度相对较小,颗粒速度的变化相对平缓。

由于干粉颗粒的出口速度分布对灭火效果具有很大影响,图15分别给出了在三种颗粒装载比下的距离喷管出口 $10R_c$ 、 $20R_c$ 、 $30R_c$ 处(R_c 为喷管出口

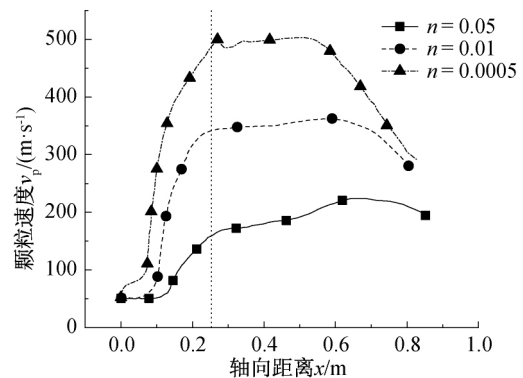


图14 不同颗粒装载比下颗粒沿轴线的速度分布曲线

半径)的沿径向方向的颗粒速度分布图。从图15中可以发现喷管出口轴线处的颗粒速度随颗粒装载比增大而降低,出口径向颗粒速度梯度则随颗粒装载比增加而变大,其中在高颗粒装载比时喷管出口壁面附近的颗粒速度要比轴线附近高160 m/s左右;当颗粒运动到离喷管出口 $10R_c$ 时,在轴线上的颗粒速度已经大于远离轴线的径向边缘处的颗粒速度;而且随着颗粒向距离喷管出口距离为 $20R_c$ 、 $30R_c$ 处运动时,这种轴线附近颗粒速度大于径向边缘处颗粒速度的规律愈来愈明显。其原因是部分颗粒在管外运动过程中受外界环境以及颗粒本身惯性的影响而远离喷管主流区,该部分颗粒受气体的气动力作用降低导致径向边缘处的颗粒轴向速度逐渐低于轴线处颗粒轴向速度。

为了进一步研究颗粒在喷管外的分布宽度,本文选取距离喷管出口为 $0 \sim 30R_c$ 距离的径向颗粒分布作为研究对象。图16为管外不同位置径向颗粒分布宽度图。从图16中可以发现颗粒在出口处的分布宽度随装载比的增加而增大,颗粒分布宽度在管外呈增长趋势,且增长趋势随颗粒装载比的降低而加快,随着颗粒在管外的运动,低颗粒装载比的管外颗粒分布宽度将达到甚至超过高颗粒装载比的

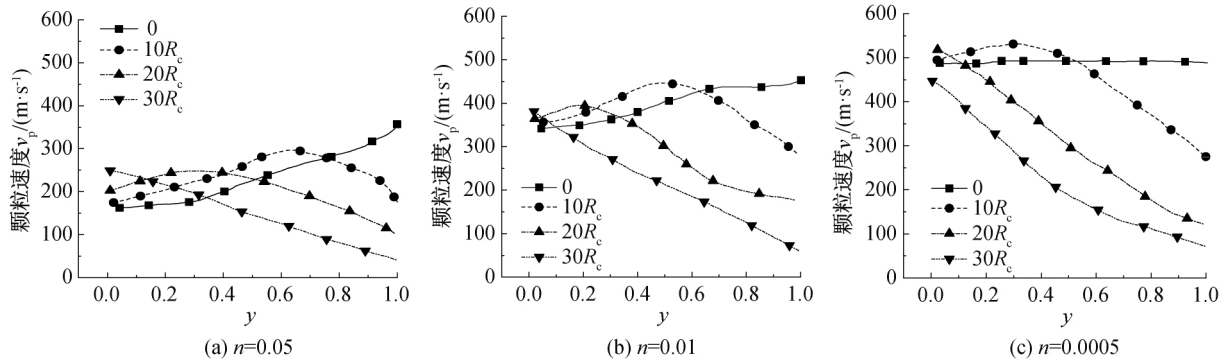


图 15 不同颗粒装载比下管外不同位置处的径向方向颗粒速度分布

分布宽度。其原因是大颗粒装载比的管外颗粒分布主要集中在轴线附近,而小颗粒装载比颗粒受气体湍流扩散的影响较大,其颗粒会由轴线附近向径向边缘移动。

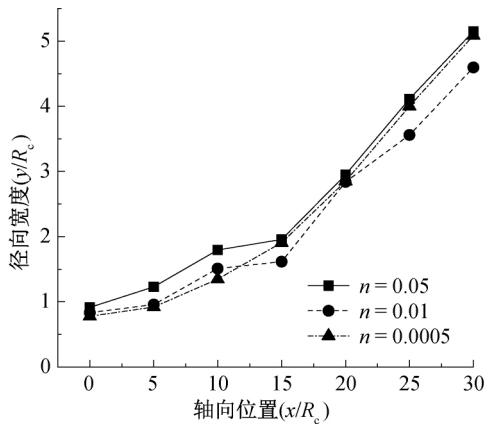
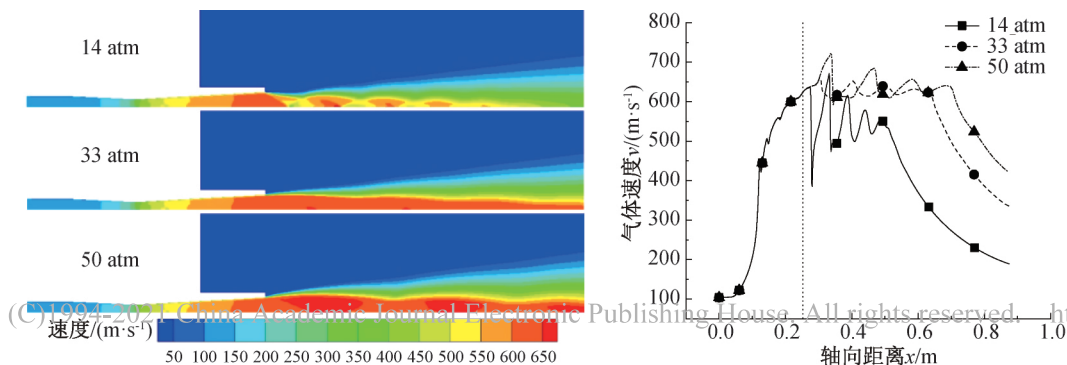


图 16 不同颗粒装载比下管外不同位置径向颗粒分布宽度图

3.3 入口压力对气固两相流场的影响

图 17 和图 18 分别不同入口压力下气体单相速度和温度在整个计算域和轴线上的分布,其中入口压力 14、33、50 atm 分别对应喷管工作状态为过膨胀、完全膨胀和欠膨胀状态。从图 17(a)和图 18(a)可以发现:随着入口压力的增大,喷管工作状态从过膨胀状态向欠膨胀状态转变,喷管内气流速度和温度分布无明显差异;在过膨胀和欠膨胀状态时管外流场中都出现多个流场分区,欠膨胀时的这些分区

内部速度和温度分布比较均匀,过膨胀时对应的这些流场分区内部呈现明显的速度、温度不连续变化,当完全膨胀时未见明显的管外流场分区,气体参数变化连续性较好。从图 17(b)和图 18(b)可更清晰地发现:在过膨胀、欠膨胀和完全膨胀状态下喷管内部沿轴线的气流速度与温度分布无明显差别,但在管外区域过膨胀时的气流参数波动最为剧烈,欠膨胀时的次之,完全膨胀时的最为平缓;此外,就管外射流核心区范围、或气流保持高速和低温的性能而言,欠膨胀时的效果最好,完全膨胀时的次之,过膨胀时的排末位。因为在本文分析的三个喷管入口压力工况下,气体在喷管内部均可连续加速到超声速,未出现管内激波,喷管入口压力的改变对喷管内部流场的影响很小,所以在管内尤其沿轴线的速度和温度分布变化微小。在严格的完全膨胀状态时,喷管外无激波和膨胀波系,气体维持喷管出口速度一段距离后由于射流动能的衰减而降速,经过持续膨胀后的气体在该段距离内保持低温状态之后逐渐升温;当过膨胀时,喷管出口处的由斜激波和正激波组成的马赫盘结构及其尾随的一连串反射波系导致了气流速度与温度的分区和不连续变化;当欠膨胀时,喷管出口处的膨胀波及其尾随的反射波系使气流经历多次膨胀加速和压缩减速过程,这就导致管外几个高速、低温流场分区的间隔出现。



(a) 速度云图

(b) 轴线速度图

图 17 不同入口压力下气体单相速度分布

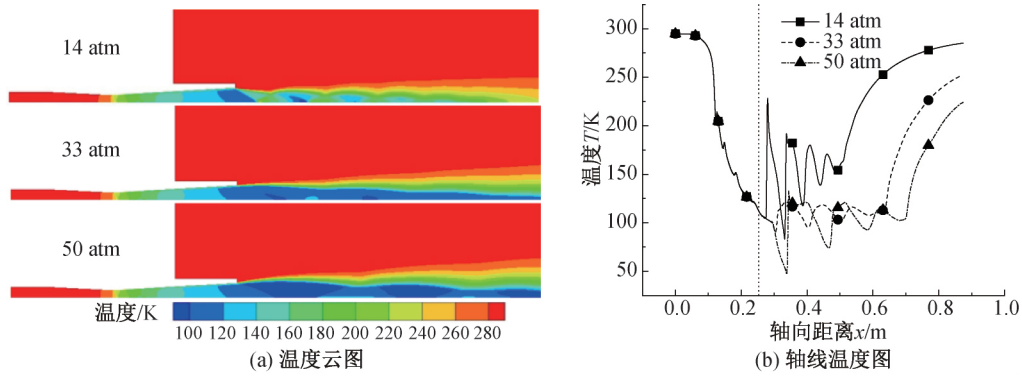


图 18 不同入口压力下气体单相温度分布

图 19 和图 20 分别显示了在颗粒装载比为 0.01、颗粒粒径为 $15\ \mu\text{m}$ 条件下整个计算域与喷管轴线上的气体速度与温度分布。可以发现,在喷管内气固两相流中的气体速度和温度场随入口压力变化的差异不明显,但相比于气体单相情形,喷管扩张段参数沿径向的变化更显著。此外,在喷管外区域,过膨胀时流场参数局部不均匀性最明显,但气流速度和温度波动幅值相比于气体单相时是减小的;欠膨胀和完全膨胀时流场参数局部均匀性相对较好,但气流速度和温度的波动幅值相对于气体单相时却加剧了。从气体单相速度场(图 17(a))中容易发现,在喷管扩张段气流速度从轴线沿径向向外减小,如前文所述,当颗粒被注入流场后,由于受到指向轴

线方向的萨夫曼力的作用,因此,首先会出现颗粒朝向轴线的聚集效应。由于越靠近轴线,气体与颗粒的相间动量和能量交换越剧烈,颗粒对气体起到减速和加热的作用,导致扩张段轴线附近气体高温、低速以及靠近壁面附近出现低温、高速区域。颗粒的注入带走了气体的部分动能,也抑制了气体膨胀,在过膨胀条件下,形成的喷管外斜激波、正激波以及尾随的反射波系强度相对减弱,所以尽管流场参数局部不均匀性依然显著,但参数波动程度却因颗粒的存在而受到明显地抑制。在完全膨胀和欠膨胀条件下,由于颗粒的离散本质和空间分布的不均匀性,在颗粒与气体动量与能量交换的过程中促进了气体速度和温度的扰动,尤其在轴线上这种效应表现得更加明显。

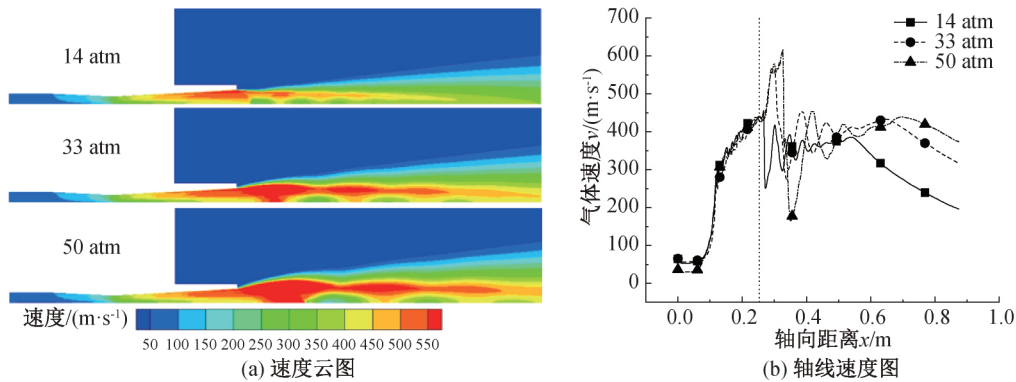


图 19 不同入口压力下气固流场气体速度分布

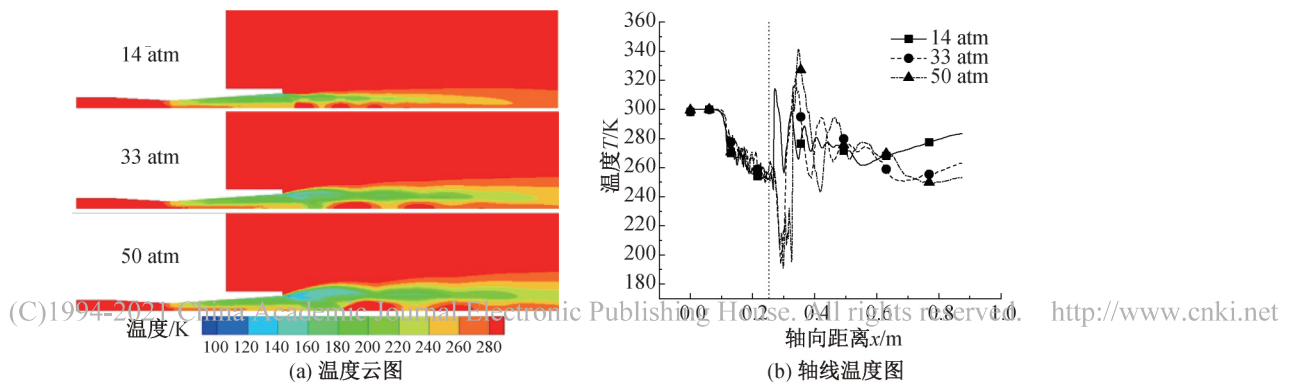


图 20 不同入口压力下气固流场气体温度分布

图 21 和图 22 显示了不同喷管入口压力下整个计算域和沿轴线的颗粒速度分布,可以发现:过膨胀时,颗粒最大速度出现在喷管出口近壁面处,在喷管外区域被继续加速的效果很有限,较短距离内就出现降速;而完全膨胀或欠膨胀时,颗粒最大速度出现在喷管出口下游一段距离远离轴线区域,在喷管外区域获得持续加速的效果更好。从图 19(a)可以发现:在过膨胀条件下,气流速度在喷管出口近壁面区

域达到最大值,经过管外斜激波和正激波组成的马赫盘结构后,气流速度急剧下降,所以颗粒从喷管离开后,只能在减速后的气流作用下运动,所以加速效果不佳。而在完全膨胀或欠膨胀条件下,尽管颗粒的存在对气体流动产生一定的影响,但气流速度在管外几个流场分区内的最大值得以保持甚至继续膨胀加速,因此,颗粒在气动力作用下也得以持续加速。

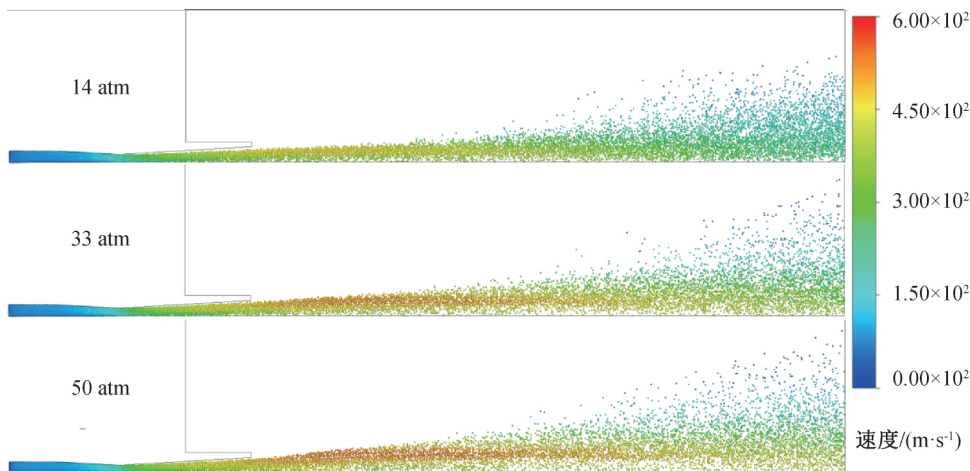


图 21 不同入口压力下颗粒位置与速度分布

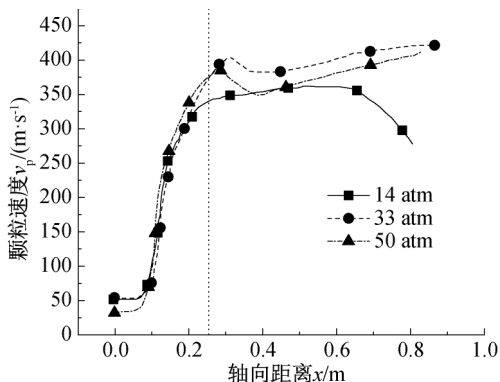


图 22 不同入口压力下沿轴线的颗粒速度分布曲线

4 结论

本文针对超声速干粉灭火中的气固两相射流问题,采用拉格朗日方法、气固双向耦合模型以及 SST $k-\omega$ 湍流模型进行数值模拟,分析了不同颗粒装载比、萨夫曼力以及不同入口压力对流动特性的影响,并得出以下结论:

a) 颗粒运动至喷管收缩段时会产生聚集效应且集中在轴线附近,当在颗粒受力模型中考虑萨夫曼力时,由于颗粒聚集导致的轴线至壁面方向的逆速度梯度,部分颗粒将会向壁面移动,从而气固两相轴线速度大于未考虑萨夫曼力时的速度,并且萨夫曼力在高颗粒装载比时对颗粒的影响比低颗粒装载比

时大。

b) 气固双向耦合模型可以准确的分析气体与颗粒之间的相互作用;当不同颗粒装载比的颗粒注入流场时,气体流场参数波动幅度随颗粒装载比的增加而变小,同一位置处的气体和颗粒的速度都随颗粒装载比的增加而降低;颗粒装载比对管外的颗粒聚集宽度的影响与管外环境对聚集宽度的影响相抵消;喷管出口附近的轴线颗粒速度随装载比的增加而减小且小于壁面附近区域的颗粒速度,随着颗粒的运动,管外轴线处的颗粒速度逐渐大于同一径向边缘的颗粒速度。

c) 不同喷管入口压力下的三种喷管工作状态对气固流场影响明显,气体单相在欠膨胀以及过膨胀状态下会产生斜激波以及一连串的反激波结构,而在完全膨胀状态下流场参数更加连续;加入颗粒后在完全膨胀状态下颗粒达到的最大速度值更高且气体温度较低,对于灭火效果起到一个很好的提升。

参考文献:

- [1] 王阳,施式亮,李润求,等. 2013—2016 年全国火灾事故统计分析及其对策[J]. 安全, 2018, 39(11): 60-63.
- [2] 张森. 让超音速技术更好地服务于消防事业[J]. 消防技术与产品信息, 2005(4): 80.

- [3] Daniel B, Antranik B. Current trends in needle-free jet injection: an update [J]. *Clinical Cosmetic & Investigational Dermatology*, 2018, 11: 231-238.
- [4] Rocco L, Morten M, Wessel W W, et al. The role of particles flow characteristics in the performance of cold spray nozzles[J]. *CIRP Annals*, 2020, 69(1): 189-192.
- [5] 施学贵, 徐旭常, 冯俊凯. 颗粒在湍流气流中运动的受力分析[J]. *工程热物理学报*, 1989, 10(3): 320-325.
- [6] Champagne V K, Helffrich D J, Dinavahi S P G, et al. Theoretical and experimental particle velocity in cold spray[J]. *Journal of Thermal Spray Technology*, 2011, 20(3): 425-431.
- [7] Okuda S, Choi W S. Gas-particle mixture flow in various types of convergent-divergent nozzle[J]. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 1978, 11(6): 432-438.
- [8] Miura H. Decay of shock waves in a dusty-gas shock tube[J]. *Fluid Dynamics Research*, 1990, 6(5/6): 251-259.
- [9] Li A, Ahmadi G. Dispersion and deposition of spherical particles from point sources in a turbulent channel flow [J]. *Aerosol Science and Technology*, 1992, 16(4): 209-226.
- [10] 张涛, 李红文. 管道复杂流场气固两相流 DPM 仿真优化[J]. *天津大学学报(自然科学与工程技术版)*, 2015, 48(1): 39-48.
- [11] Liu Y, Zhang J, Wei J P, et al. Optimum structure of a Laval nozzle for an abrasive air jet based on nozzle pressure ratio [J]. *Powder Technology*, 2020, 364: 343-362.
- [12] Ibsen C H, Helland E, Hjertager B H, et al. Comparison of multifluid and discrete particle modelling in numerical predictions of gas particle flow in circulating fluidised beds[J]. *Powder Technology*, 2004, 149(1): 29-41.
- [13] Rudinger G. Gas-particle flow in convergent nozzles at high loading ratios[J]. *AIAA Journal*, 1970, 8(7): 1288-1294.
- [14] Bailey W S, Nilson E N, Serra R A, et al. Gas particle flow in an axisymmetric nozzle [J]. *ARS Journal*, 1961, 31(6): 793-798.
- [15] Bhattacharya S, Lutfurakhmanov A, Hoey J M, et al. Aerosol flow through a converging-diverging micro-nozzle [J]. *Nonlinear Engineering*, 2013, 2(3/4): 103-112.
- [16] Kudryavtsev A, Shershnev A, Rybdylova O. Numerical simulation of aerodynamic focusing of particles in supersonic micronozzles [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2019, 114: 207-218.
- [17] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. *AIAA Journal*, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [18] Crowe C T. Review: Numerical models for dilute gas-particle flows[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 1982, 104(3): 297-303.
- [19] Clift R, Grace J R, Weber M E. Bubbles, Drops, and Particles[M]. New York: Dover Publications, 2005: 97-100.
- [20] 郎需庆, 陶彬, 张玉平, 等. 超细干粉灭火系统扑救储罐火灾研究[J]. *消防科学与技术*, 2013, 32(8): 878-880.
- [21] 李平, 肖良华, 何卫锋, 等. 收缩-扩张喷管内气固两相流运动规律研究[J]. *工程力学*, 2018, 35(12): 240-247.
- [22] Saffman P G. The lift on a small sphere in a slow shear flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1965, 22(2): 385-400.

(责任编辑: 康 锋)