同轴喷管自由射流中的异质凝结特性

曾培高, 姜毅, 杨哩娜*

北京理工大学宇航学院, 北京 100081

*联系人, E-mail: Yangln@bit.edu.cn

收稿日期: 2021-07-22; 接受日期: 2021-10-13; 网络出版日期: 2022-03-10

摘要 尾迹云广泛出现在空中交通工具活动中, 为了描述尾迹云的形状、数密度以及尺寸分布等特性, 以同轴喷管为研究对象, 采用了基于求积矩方法的欧拉-欧拉法以及 $k-\omega$ SST湍流模型对伴随异质凝结过程的同轴喷管自由射流进行数值模拟, 分析了尾迹云的形成机理以及凝结射流流场的流动特性, 并获取了尾迹云的特性参数. 结果表明, 颗粒在湍流扩散作用下, 颗粒的数密度在射流主体段与气相组分具有近似的扩散现象; 异质凝结过程中颗粒尺度增长剧烈, 消耗大量的水蒸气, 使得射流中水蒸气组分降低, 以及颗粒数密度分布与颗粒相体积分数的分布出现错位现象, 但水蒸气绝对含量小, 凝结放热最高仅将射流温度提高了0.5 K, 对射流发展的影响几乎可以忽略; 由于计算域内颗粒体积的增长率远远大于其缩小率, 冰晶颗粒不会在计算域内发生明显消逝, 而将在远离射流的大气中缓慢消亡; 计算域内的尾迹云形状随射流发展先呈圆环状, 再呈鸭梨状, 最后呈圆锥状, 其粒径分布从分散向集中发展, 最后呈近似正态分布, 粒径主要集中在0.8–2.0 μm , 该范围的颗粒约占尾迹云内颗粒的83%.

关键词 尾迹云, 同轴喷管, 求积矩方法, 异质凝结, 自由射流

PACS: 47.11.+j, 47.55.Dz, 47.20.Hg, 47.27.Eq

1 引言

在飞机尾迹后形成的可见云一般称为尾迹云或者凝结尾迹^[1], 主要由飞机尾气中水蒸气与周围冷空气混合后凝结或凝华形成. 随着空中交通工具的活动越来越频繁, 空中交通工具活动可能会对大气辐射的收支平衡产生影响, 而其主要影响因素可能是空中交通器排放尾气诱导形成的尾迹云^[2]. 其中, 影响尾迹云的辐射特性与辐射强迫的主要因素有尾迹云的光学厚度、粒子数密度和粒子半径等特征参数^[3]. Travis等人^[4]研究表明当美国上空没有尾迹云时, 美国出现显

著且异常的昼夜温差, 表明尾迹云是昼夜温差的影响因素. 为了获取尾迹云的特征参数, 有必要对尾迹云的形成机理及演化过程进行研究.

国内学者对尾迹云研究相对较少, 主要集中在工程计算方法与识别特性研究. 郭琮等人^[5]对导弹凝结尾迹提出了工程计算方法, 将超出饱和蒸气压部分的水蒸气全部析出并凝结为液滴, 但未考虑异质凝结核对凝结的影响. 程万等人^[6]采用标准矩方法(Standard Method of Moments, SMOM)对喷管内部水蒸气的非平衡凝结进行了数值研究, 分析了凝结过程对喷管流动参数的影响. 国内学者对尾迹云形成过程中所涉及

引用格式: 曾培高, 姜毅, 杨哩娜. 同轴喷管自由射流中的异质凝结特性. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2022, 52: 264711

Zeng P G, Jiang Y, Yang L N. Heterogeneous condensation in the free jet of the coaxial nozzle (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2022, 52: 264711, doi: 10.1360/SSPMA-2021-0199

的凝结过程研究相对较多. 崔可等人^[7]采用考虑相变、相间滑移等因素的双流体模型, 对二维拉伐尔喷管中的湿蒸气自发凝结流动进行了数值模拟, 分析了进口过冷度对自发凝结的影响, 但没考虑喷管释放的固体颗粒对凝结的影响. 杨慧玲等人^[8]对冰雹云降水特征研究时, 分析了巨凝结核数浓度对降水特征的影响, 表明凝结核浓度对冰雹云的积累过程有重要贡献. 徐强和郭烈锦^[9]对射流气羽连续相界面的稳态特征进行了论述, 并综述了射流凝结诱发的压力波动特性方面的研究进展. 罗喜胜等人^[10]和曹赞^[11]采用异质凝结模型耦合标准矩方法对流动过程中带有颗粒的水汽凝结过程进行了研究, 并对无法处理相间相互作用的经典矩方法进行了改进, 但没有考虑颗粒半径变化对颗粒生长率的影响.

国外学者对尾迹云的形成机理及演化过程的研究相对较多. Appleman^[1]和Schrader^[12]阐述了尾迹云形成的机理, 根据飞机排放的尾气参数, 采用理论推导对形成飞机尾迹云的临界温度进行了研究. Kärcher等人^[13]通过对比理论计算与试验观测的飞机后初始尾迹云的参数, 说明了尾迹云中冰晶主要是由异质成核形成, 同质成核对冰晶形成的贡献相对较小. Petzold等人^[14]对不同硫含量燃料的飞机近场尾迹云的参数属性进行了测量, 其中详细地测量了尾迹云中颗粒半径、粒子数密度等参数. Hong等人^[15]对飞机后的近场尾迹云的光学特性进行了研究. 因此, 尾迹云形成机理以及尾迹云光学特性的研究是比较成熟的. 根据对尾迹云中颗粒运动模拟的方法, 可以将飞机近场尾迹云形成研究的数值方法分为两种, 分别是欧拉-拉格朗日方法以及欧拉-欧拉方法^[16]. Paoli等人^[17]采用欧拉-拉格朗日方法耦合大涡模拟湍流模型对飞机尾迹近场区域的尾迹云的形成进行了数值计算, 采用数值颗粒代替物理颗粒, 但其流动过程与颗粒运动过程分离计算, 而且计算几何不包含飞行器的几何模型, 仅包含给定的射流形态以及翼尖涡形态, 并不对射流从喷管流出的发展阶段进行模拟. Khou等人^[18,19]采用欧拉-欧拉方法, 雷诺平均湍流模型耦合粒子数密度输运模型对飞机在不同湿度航行下的尾迹云形成过程进行了三维数值模拟, 并分析了尾气中硫含量对尾迹云形成的影响, 但模型中仅考虑了粒子数密度输运方程, 颗粒半径只能单一不变, 无法求取尾迹云中颗粒半径的分布特性.

对于欧拉-拉格朗日法, 由于尾迹云中粒子数密度较大, 如果将尾迹云中所有的粒子引入计算将花费大量的计算资源, 而采用数值颗粒代替物理颗粒, 将大大降低尾迹云颗粒半径分布计算的精度. 因此, 本文采用欧拉-欧拉法对颗粒运动进行描述. 为了考虑尾迹云中颗粒的半径与分布特性, 本文不仅考虑了粒子数密度的输运方程, 而且引入颗粒半径的1-5阶矩的输运方程, 通过求解颗粒半径矩, 进而求解尾迹云中颗粒半径分布. 又由于尾迹云中颗粒生长过程为强尺度依赖过程, SMOM不能求解强尺度依赖过程的颗粒生长过程, 本文采用求积矩方法(Quadrature Method of Moments, QMOM), 通过求积方法处理颗粒的生长率函数^[20]. 同时罗喜胜等人^[10]研究的激波管凝结过程颗粒的扩散过程主要由对流贡献, 不用考虑湍流效应对颗粒运动的影响, 但对于伴随颗粒射流, 湍流扩散会显著地影响颗粒的运动, 因此本文在颗粒运动方程中加入了湍流扩散作用.

为了研究尾迹云的形状演化、颗粒半径及颗粒半径分布等特性, 本文以CFM56系列发动机的同轴喷管为研究对象, 基于ANSYS/Fluent平台, 采用 $k-\omega$ SST湍流模型模拟同轴喷管的流动分离及射流发展过程, 并且通过自定义标量(uds)与自定义函数(udf)实现颗粒半径矩的输运与射流流动耦合计算, 同时将水汽在颗粒表面的异质凝结相变过程以源项形式加入流动计算中.

2 物理模型与数值模型

2.1 物理模型

本文同轴喷管的物理模型采用Guitton等人^[21]做实验的同轴喷管, 同轴喷管示意图及其尺寸如图1所示. 该喷管由出口直径为 $D_p=50$ mm的主喷管和出口直径为 $D_s=100$ mm的次喷管组成. 计算模型考虑了收缩段后的延伸段以及扩张段, 其总长度为158 mm. 主喷管的扩张段呈等腰梯形状, 扩张半角为 3.5° , 次喷管的扩张段呈直角梯形状, 倾斜侧的扩张半角为 3.5° .

2.2 流动控制方程

由于同轴喷管具有轴对称结构, 而且雷诺平均湍流模型适用于二维轴对称计算, 本文采用二维轴对称多组分Navier-Stokes控制方程作为模型的质量、动

图 1 (网络版彩图)同轴喷管示意图(单位:mm)

Figure 1 (Color online) The sketch of the co-axial nozzle with units in mm.

量、能量交换以及组分扩散的控制方程.

二维轴对称方程中, 对于任意标量 ϕ 以及任意矢量 ψ 有

$$\begin{aligned}\nabla \phi &= \frac{\partial \phi}{\partial x} \mathbf{e}_x + \frac{\partial \phi}{\partial r} \mathbf{e}_r, \\ \nabla \cdot \psi &= \frac{\partial \psi_x}{\partial x} + \frac{\partial \psi_y}{\partial y} + \frac{\psi_y}{y},\end{aligned}\quad (1)$$

式中, x 为轴向方向, y 为径向方向.

质量交换方程即连续方程, 矢量形式为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = S_m, \quad (2)$$

式中, ρ 为混合气体密度; $\mathbf{v}=[v_x, v_y]$; S_m 为质量源项, 由尾迹云形成机理确定.

气相满足理想气体状态方程有

$$p = \rho RT, \quad (3)$$

式中, p 为气相压力; R 为气相气体常数, 与气体组分有关, 随水蒸气组分变化; T 为温度.

动量交换方程为考虑黏性作用的Navier-Stokes方程, 矢量形式为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}' + \mathbf{F}, \quad (4)$$

式中, $\mathbf{F}$ 为动量源项, 由于模型不考虑气相与颗粒的滑移速度, 主要为由相变转移质量引起的气相动量变化量, $\mathbf{F}=S_m \mathbf{v}$; $\boldsymbol{\tau}'$ 为湍流引起的雷诺应力张量, 由湍流模型确定; $\boldsymbol{\tau}$ 为分子黏性引起的应力张量, 形式为

$$\boldsymbol{\tau} = \mu \left[(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \mathbf{I} \right], \quad (5)$$

式中, μ 为分子黏性; $\mathbf{I}$ 为单位矩阵.

组分扩散方程为空气-水蒸气双组分输运方程, 求解组分的质量分数 Y_i , 形式为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_i) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} Y_i) = -\nabla \cdot \mathbf{J}_i + R c_i + S_i, \quad (6)$$

式中, 组分 i 为空气(air)或者水蒸气(H_2O); $R c_i$ 为化学反应中 i 组分的生成率, 模型不考虑化学反应, 为0; S_i 为其他相向 i 组分转移的生成率, 水蒸气组分 $S_{\text{H}_2\text{O}}$ 由尾迹云形成机理确定, 空气组分 S_{air} 为0; $\mathbf{J}_i$ 为组分 i 的扩散通量, 形式为

$$\mathbf{J}_i = -(\rho D_{i,m} + \rho D_{i,t}) \nabla Y_i - D_{T,i} \frac{\nabla T}{T}, \quad (7)$$

式中, $D_{i,m}$ 为分子黏性引起的 i 组分质量扩散系数; $D_{i,t}$ 为湍流引起的 i 组分质量扩散系数, 由湍流模型确定; $D_{T,i}$ 为 i 组分的温度扩散系数.

能量交换方程为总内能输运方程, 求解气体单位质量的总内能 E , 形式为

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\mathbf{v}(\rho E + p)) \\ = \nabla \cdot ((\lambda + \lambda_t) \nabla T - \sum_j h_j \mathbf{J}_j + (\boldsymbol{\tau}' + \boldsymbol{\tau}) \cdot \mathbf{v}) + S_E,\end{aligned}\quad (8)$$

式中, λ 为气体导热系数; λ_t 为湍流引起的导热系数, 由湍流模型确定; h_j 为组分 j 的单位质量焓; S_E 为能量源项, 由尾迹云形成机理确定.

气体从同轴喷管流出过程与圆柱射流过程类似, 而 $k-\omega$ SST湍流模型可以较好地求解圆柱射流的混合边界层以及逆压梯度下流动出口壁面处的流动分离过程^[22], 因此, 本文采用 $k-\omega$ SST湍流模型作为雷诺平均湍流模型对湍流进行求解.

2.3 尾迹云形成机理

尾迹云一般是在环境温度240 K以下, 由不饱和的、热的飞行器尾气与环境中冷空气混合后, 混合气体的水蒸气达到饱和, 在凝结核表面形成液滴并瞬间结冰形成的. 在本文中, 凝结和凝华均称为凝结过程, 根据凝结发生的温度再判断水蒸气凝结的是液滴还是冰晶. 飞行器尾气从喷管出口流出与环境中冷空气混合过程中, 尾气中绝对湿度的降低与其温度的降低可以近似地认为成线性关系^[23], 因此尾气的水蒸气分压 $p_{\text{H}_2\text{O}}$ -温度 T 混合曲线可近似为斜线.

三种环境条件下混合过程中 $p_{\text{H}_2\text{O}}$ - T 曲线如图2所示

图 2 (网络版彩图)混合过程中 $p_{\text{H}_2\text{O}}-T$ 曲线
Figure 2 (Color online) The mixture $p_{\text{H}_2\text{O}}-T$ curve.

示, 其中, $p_{\text{sat}}^{\text{ice}}$ 与 $p_{\text{sat}}^{\text{liq}}$ 分别为不同温度下相对于冰面与液面的饱和蒸气压曲线, A点代表喷管出口处尾气水蒸气分压和温度条件, B, C和D点为三种环境的水蒸气分压和温度状态. 环境状态从B变化到D, 水蒸气绝对含量不变, 温度升高, 可近似为在相同绝对湿度条件下, 尾迹混合的高度发生降低. 混合曲线1越过 $p_{\text{sat}}^{\text{liq}}$ 曲线上方时, 混合气体中的水蒸气达到饱和, 水蒸气出现凝结并瞬间结冰, 当混合曲线1在 $p_{\text{sat}}^{\text{ice}}$ 曲线上方时, 凝结形成的冰晶出现生长, 越到 $p_{\text{sat}}^{\text{ice}}$ 曲线下方时, 冰晶升华缩小. 混合曲线2虽然有越过 $p_{\text{sat}}^{\text{ice}}$ 曲线上方时, 但一直处于 $p_{\text{sat}}^{\text{liq}}$ 曲线下方, 无法达到凝结条件, 不会有冰晶形成. 混合曲线3一直处于 $p_{\text{sat}}^{\text{ice}}$ 曲线下方, 同样不会有冰晶形成.

根据凝结核的成分, 凝结过程可分为同质凝结和异质凝结. 同质凝结为水蒸气分子在一定条件下自发凝结成团, 而异质凝结是以其他物质颗粒作为凝结核, 水蒸气在其表面凝结生长. 由于尾迹云中水蒸气饱和度较低, 尾迹云中的冰晶主要由异质凝结形成, 同质凝结的贡献几乎可以忽略^[13]. 根据同轴喷管发动机特性可知, 异质凝结核主要为碳黑颗粒. 本文不考虑凝结核形状对凝结过程的影响, 假设碳黑颗粒均为球形. 异质凝结主要涉及两个过程: 凝结核的活化过程以及生长过程. 当碳黑颗粒的尺寸 r_s 大于临界半径 r^* 时, 碳黑颗粒“瞬间活化”作为冰晶颗粒的凝结核, 水蒸气可以凝聚在其表面生长^[9]. 考虑颗粒表面的Kelvin效应, 临界尺寸 r^* 计算如下:

$$\begin{cases} Sa = \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}}{p_{\text{sat}}^{\text{liq}}}, \\ r^* = \frac{2\sigma}{\rho_{\text{ice}} R_{\text{H}_2\text{O}} T \ln(Sa)}, \end{cases} \quad (9)$$

式中, Sa 为水蒸气饱和度; σ 为表面张力, 对于水滴取0.072 N/m, 冰晶取0.1 N/m; ρ_{ice} 为冰晶密度或者水滴密度; $R_{\text{H}_2\text{O}}$ 为水蒸气气体常数. 同质凝结形成凝结核远远小于外界提供的异质凝结核, 使得同质凝结要求的当地水蒸气饱和度远远高于异质凝结要求的当地水蒸气饱和度, 再次说明了尾迹云形成主要由异质凝结贡献.

碳黑颗粒活化后, 水蒸气开始在碳黑颗粒表面凝结生长. 根据Fick扩散第一定律^[24], 冰晶颗粒半径 r 的变化率有

$$\begin{cases} Ke = \frac{2\sigma}{r\rho_{\text{ice}} R_{\text{H}_2\text{O}} T}, \\ \frac{dr}{dt} = \frac{D_v}{r\rho_{\text{ice}} R_{\text{H}_2\text{O}} T} (p_{\text{H}_2\text{O}} - p_{\text{sat}}^{\text{ice}} e^{Ke}) G(r), \end{cases} \quad (10)$$

式中, Ke 为Kelvin系数; D_v 为水蒸气扩散系数; 在微观尺度上, 水蒸气分子在冰晶颗粒表面碰撞不满足连续性假设, $G(r)$ 为对连续假设体系下水蒸气扩散系数的修正系数, 其与冰晶颗粒的克努森数有关, 而克努森数由其颗粒尺寸 r 确定. 当 $p_{\text{H}_2\text{O}}$ 大于冰晶颗粒表面的饱和蒸气压 $p_{\text{sat}}^{\text{ice}}$ 时, 冰晶颗粒生长, 相反冰晶颗粒升华.

2.4 求积矩方法(QMOM)

由于同轴喷管后的流动涉及异质凝结过程, 需要对异质凝结核碳黑颗粒的运动进行模拟, 又由于颗粒粒径约为1 μm , 颗粒的扩散弛豫时间远远小于流动的特征时间, 颗粒表面的热平衡用时几乎可以忽略^[25], 因此, 本文采用矩方法对伴随颗粒流动过程进行求解. 矩方法是采用欧拉描述, 通过将颗粒运动类比为流体流动, 求解颗粒半径的各阶矩输运方程, 最后采用颗粒半径的各阶矩对颗粒半径分布等特性进行描述.

计算颗粒半径的各阶矩前, 先引入颗粒数密度函数 $n(x, y, r, t)$, 其代表 t 时刻在空间 $[x, y]$ 处颗粒半径为 r 的颗粒数密度. 不考虑颗粒的碰撞、堆积、成核以及颗粒相与气相的滑移运动等, 颗粒数密度函数 $n(x, y, r, t)$ 的输运方程有^[20]

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot [vn] = -\frac{\partial}{\partial r} \left(n \frac{dr}{dt} \right) + \nabla \cdot \left(\frac{v_i}{\sigma_i} \nabla n \right), \quad (11)$$

式中, 右端第一项表示颗粒尺寸变化导致颗粒数密度函数变化; 右端第二项表示颗粒数密度函数在湍流扩散作用下的变化, 其中 σ_t 为对于颗粒的湍流Prandtl数, ν_t 为湍流运动学黏性系数.

颗粒半径 k 阶矩 M_k 定义有

$$M_k = \int_0^\infty r^k n dr. \quad (12)$$

因此, 颗粒半径的0阶矩 M_0 为所有尺度颗粒的总数密度.

根据式(11), 颗粒半径 k 阶矩 M_k 的输运方程有

$$\begin{aligned} & \frac{\partial M_k}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{v} M_k] \\ &= \int_0^\infty k r^{k-1} n \frac{dr}{dt} dr + \nabla \cdot \left(\frac{\nu_t}{\sigma_t} \nabla M_k \right), \end{aligned} \quad (13)$$

式中, 右端第一项为 k 阶矩的源项, 表示颗粒尺寸变化对 k 阶矩 M_k 的影响作用, 由分部积分推得. 当 $k=0$ 时, 右端项为0, 而 $k>0$ 时, 式(9)代入, 右端项无法直接积分成 M_k 表达的形式, 故输运方程(13)不封闭. 不考虑组分的温度扩散与分子黏性扩散时, 式(13)与式(6)具有相似的对流项与扩散项, 即颗粒的输运扩散过程与气相组分扩散输运过程相似.

为了解决封闭问题, SMOM方法直接将颗粒半径的变化率做颗粒半径无关化处理, 从式(13)右端积分项中提出, 使得其右端项由 M_{k-1} 表示^[26]. 本文考虑了颗粒半径对颗粒生长的影响, 因此采用QMOM方法求解式(13)中的积分项.

QMOM方法的核心思想是通过Gauss求积法处理各阶矩, 使积分形式转变为求和形式. 其中 k 阶矩 M_k 和式(13)右端项计算如下:

$$\begin{cases} M_k = \int_0^\infty r^k n dr = \sum_{i=1}^n r_i^k w_i, \\ \int_0^\infty k r^{k-1} n \frac{dr}{dt} dr \approx \sum_{i=1}^n k r_i^{k-1} w_i \frac{dr}{dt}(r_i), \end{cases} \quad (14)$$

式中, r_i 为Gauss点; w_i 为权重; $\frac{dr}{dt}(r_i)$ 为颗粒半径为 r_i 的颗粒半径变化率. 采用的Gauss点数目越多, 式(13)右端项计算精度越高. 本文采用3个Gauss点对积分项进行近似, 计算0–5阶矩的输运方程, 根据PB算法求解Gauss点与权重值^[27].

根据 k 阶矩的定义, t 时刻在控制体 Ω 内的颗粒平均半径 $\bar{r}$ 、颗粒数目 N_p 、颗粒总长度 L_p 、颗粒总面积 A_p 以

及颗粒总体积 V_p 有

$$\begin{cases} \bar{r} = \frac{\int_\Omega M_1 dV}{\int_\Omega M_0 dV}, \\ N_p = \int_\Omega M_0 dV, \\ L_p = 2 \int_\Omega M_1 dV, \\ A_p = K_A \int_\Omega M_2 dV, \\ V_p = K_V \int_\Omega M_3 dV, \end{cases} \quad (15)$$

式中, $K_A=\pi$, $K_V=4\pi/3$; dV 为空间 $[x, y]$ 处的体积微元. 因此, 颗粒相体积分数的输运方程与3阶矩线性相关, 颗粒相体积分数的输运方程可由3阶矩输运方程两端乘以 K_V 获得, 不再求解.

根据颗粒相体积分数的输运方程, 流动控制方程未给出的源项有

$$\begin{cases} S_m = -3K_V \rho_{ice} \sum_{i=1}^n r_i^2 w_i \frac{dr}{dt}(r_i), \\ S_{H_2O} = S_m, \\ S_E = -S_m Q_{sub}, \end{cases} \quad (16)$$

式中, Q_{sub} 为升华或者蒸发潜热; S_{H_2O} 为水蒸气组分输运方程源项. 至此, 所有方程均封闭.

其中, 最大似然颗粒数密度函数 $n(x, y, r, t)$ 可以根据给定0–5阶矩求出. 根据Pope对湍流火焰的统计学最大似然尺度分布的研究, 最大似然颗粒数密度函数有^[28]

$$n(r) = \exp\left(\sum_{i=0}^5 A_i r^i\right), \quad (17)$$

式中, A_i 为最大似然函数系数, $i=0, 1, \dots, 5$, 可将式(17)代入式(12)求得

$$M_k = \int_0^\infty r^k \exp\left(\sum_{i=0}^5 A_i r^i\right) dr. \quad (18)$$

因此, 已知0–5阶矩后, 将获得6个关于 A_i 的非线性方程, 其可以通过Newton迭代法求解. Baldyga等人^[29]采用式(17)对硫酸钡结晶的尺度与尺度分布进行了预测, 预测结果与实验结果相符, 本文中异质凝结过程与硫酸钡的结晶过程相类似, 因此本文同样采用该最大似然函数对冰晶颗粒的尺度与尺度分布的预测.

2.5 初边值条件与网格模型

计算过程主要涉及同轴喷管的自由射流过程, 因此, 模型计算的边界条件包含压力入口、喷管壁面、中心对称轴以及压力出口, 喷管出口位于 $x=0$ 处, 如图3所示. 其中, 为了使射流到达压力出口时流动速度趋于0, 计算域 x 向长度为 $91.58Ds$, y 向长度为 $20Ds$.

根据Guillon等人^[21]所做试验的条件参数, 流动验证模型边界条件如表1所示. 流动验证模型为地面试验模型, 其次主喷管出口的速度比为0.7, 主次喷管入口静温与环境一致, 环境条件为常温常压.

在计算同轴喷管射流尾迹中水蒸气的凝结过程中, 为了使同轴喷管流动状态与试验时流动状态有一致性, 其主次喷管出口的速度保持与试验条件一致. 根据试验飞机尾迹云的观测结果, 将环境条件设置为尾迹云明显条件下的环境^[30], 环境温度为219 K, 环境压强为24000 Pa, 环境湿度为30%. 该环境温度远远低于273.15 K (即0°C), 为了便于仿真计算, 认为凝结的液滴瞬间结冰, 计算中仅包含冰晶颗粒. 同轴喷管入口参数设为与飞行试验时喷管入口参数一致, 喷管入口处颗粒数密度设为 10^{12} m^{-3} , 颗粒半径设为单一的20 nm, 喷管入口处0-5阶矩由式(12)推导获得. 同轴喷管凝结模型边界条件如表2所示.

为了保证计算结果与网格尺度无关, 对网格的收

图3 (网络版彩图)计算域边界条件示意图

Figure 3 (Color online) The sketch of the domain with the boundary conditions.

表1 流动验证模型边界条件

Table 1 The boundary conditions for the validation model

参数	主喷管入口条件	次喷管入口条件	压力出口条件
速度 (m/s)	171	120	0
总压 (Pa)	120200	110300	101300
静压 (Pa)	101300	101300	101300
总温 (K)	307	300	293

敛进行了研究. 根据Klioutchnikov等人^[31]对同轴喷管射流模型的网格无关性研究结果, 本文网格尺度采用其网格收敛时的网格尺度设置. 喷管出口处 x 向尺度设置为 $\Delta x=10^{-2}Ds$, y 向尺度设置为 $\Delta y=10^{-2}Ds$, 从喷管出口延伸到压力出口边界, 网格尺度渐渐地变大, 直至 $\Delta x=0.3Ds$, $\Delta y=0.3Ds$.

计算采用SIMPLE速度压力分离算法求解, 流动参数以及 k 阶矩 M_k 的求解流程如图4所示. 由Demirdžić等人^[32]对SIMPLE算法的扩展可知, Fluent采用的SIMPLE算法适用于可压缩流动的求解.

表2 凝结模型边界条件

Table 2 The boundary conditions for the condensation model

参数	主喷管入口条件	次喷管入口条件	压力出口条件
速度 (m/s)	171	120	0
静压 (Pa)	2400	2400	24000
总压 (Pa)	26198	26585	24000
总温 (K)	594.5	249	219
水蒸气质量分数	3.5×10^{-2}	3.6×10^{-5}	3.6×10^{-5}
颗粒数密度 (m^{-3})	10^{12}	0	0
颗粒半径 (nm)	20	0	0
颗粒相体积分数	3.35×10^{-11}	0	0

图4 计算流程图

Figure 4 The computational flow chart.

3 模型验证

虽然有试验观测尾迹云以及其喷管出口处的颗粒特性, 但喷管出口后近场形成的尾迹云中冰晶特性的试验数据较少^[30], 难以用来与数值结果进行对比, 因此, 本文采用Guitton等人^[21]所做的地面同轴喷管自由射流试验和Smolders等人^[33]所做的激波管异质凝结试验, 分别验证流动模型和异质成核模型的有效性.

3.1 流动模型验证

本文对主次喷管出口的速度比为0.7时的流动验证模型进行了计算, 并对比了该条件下的实验和计算结果数据. 中心轴线处主喷管射流轴线速度衰减曲线和 $y=0.3875Ds$ 处次喷管射流轴线速度衰减曲线分别如图5和6所示. 根据轴线速度的衰减, 在射流核心区轴心速度几乎不变, 可以认为当轴线速度衰减到出口速度的95%时到达了核心区的边界, 该区域的长度为射流核心区的长度^[21]. 从图5中可知, v_{pe} 为主喷管出口速度, 数值计算的主喷管射流核心区长度要比试验所测的长(约长18%), 其主要原因是数值计算对混合剪切层的湍流强度预测过小^[34]. 然而在中心轴线速度衰减后段部分, 即主喷管的射流发展阶段, 数值计算和试验的轴向速度比较贴近, 使得数值计算和试验的轴向

图 5 (网络版彩图)中心轴线处轴向速度衰减曲线

Figure 5 (Color online) Decay rate of the axial velocity at the centerline.

图 6 (网络版彩图) $y=0.3875Ds$ 处轴向速度衰减曲线

Figure 6 (Color online) Decay rate of the axial velocity at $y=0.3875Ds$.

速度相对平均误差较小(大约为3%), 其中相对平均误差为试验采样值与数值解的差的绝对值之和与试验采样值之和的比. 从图6中可知, v_{se} 为次喷管出口速度, 数值计算的次喷管射流核心区要比试验所测的长(约长20%). 同样地, 在 $y=0.3875Ds$ 速度衰减后段部分, 即次喷管的射流发展阶段, 数值计算和试验的轴向速度比较贴近, 使得数值计算和试验的轴向速度相对平均误差较小(大约为2%). 因此, 从计算结果和试验结果的对比可以看出, 采用本文所使用的流动模型和数值计算方法能够有效地模拟同轴喷管的射流发展过程.

3.2 异质成核验证

Smolders等人^[33]所做的激波管异质凝结实验装置如图7所示, 实验装置有三个部分, 分别为高压区、低压区以及真空区. 整个设备的温度为 $T_f=294.3\text{ K}$. 高压区充满 $1.9\times 10^5\text{ Pa}$ 的纯氮气. 低压区压力为 $p_f=0.99\times 10^5\text{ Pa}$, 含有氮气-水蒸气混合气体, 其水蒸气分压为2090 Pa, 同时还均匀分布单一半径为15 nm、数密度为 $2\times 10^{12}\text{ m}^{-3}$ 的杂质粒子. 真空区为真空环境, 由于真空环境无法采用连续介质假设的数值方法描述, 真空区的压力设为 $0.564\times 10^5\text{ Pa}$, 气体组分与低压区一致, 以满足低压区与真空区连接喷管处的马赫数为0.212, 与实验结果一致. 在计算开始前, 高压区、低压区以及真空区由隔膜分开, 计算开始时, 低压区与真空区隔膜打开, 产生马赫波, 计算到66 ms时, 高压区与低压区隔膜打开, 产生激波. P点为实验观察窗位置, 沿径向观察记录压力、温度和颗粒半径等信息. 由于激波管内温度高于273.15 K, 数值计算中仅认为异质凝结过程中形成液滴颗粒.

P点观察窗处的数值计算结果和实验值对比曲线如图8所示. 数值计算结果和实验值在压力、温度和平均液滴半径具有相同的变化趋势. 其中在马赫波经过时, 二者压力值和平均液滴半径几乎一致, 数值计算

图 7 (网络版彩图)激波管设备示意图

Figure 7 (Color online) The sketch of the experimental shock tube.

图 8 (网络版彩图) P点处数值计算结果和实验值对比曲线. (a) 压力对比; (b) 温度对比; (c) 液滴平均半径对比

Figure 8 (Color online) The comparison results between the numerical and experimental values at point P. (a) The comparison of the pressure; (b) the comparison of the temperature; (c) the comparison of the mean particle radius.

温度值高于实验值(约高1%);而在激波经过后,二者压力值最大误差约为2%,数值计算温度值低于实验值(约低1%),数值计算平均液滴半径低于实验值(约低5%).因此,从计算结果和实验结果的对比可以看出,

采用本文所使用的异质成核模型能够有效地模拟水蒸气在杂质颗粒表面凝结过程.

4 结果分析

本文对同轴喷管射流尾迹中异质凝结过程进行了非定常模拟,并监测了计算域下游出口的平均轴向速度,如图9所示.随着射流发展,约在1.2 s时,射流开始扰动计算域下游出口的流动;约在1.8 s时,射流发展到了计算域下游出口,并且计算域内的流动开始趋于稳定;在2.0 s后,计算域下游出口的平均速度趋于稳定.因此,可以认为在2.0 s后流场中的流动参数几乎不再发生变化,流场中的流动达到了准定常状态.

4.1 准定常流动分析

同轴喷管射流流场达到准定常后,凝结过程几乎不对射流的速度产生影响,射流的归一化速度分布如图10所示,其中核心区内的速度几乎与喷管出口速度一致,根据核心区内的速度几乎与喷管出口速度一致,根据核心区内的速度几乎与喷管出口速度一致,射流的发展阶段可以分为初始段和主体段.从图中可知,凝结条件下射流主喷管核心区长度约为 $7Ds$,与试验条件下长度相近.其主体段完全被射流边界层占据,使得在主体段处同轴喷管的混合边界层和单喷管的混合边界层的发展过程相近,混合边界层的厚度与发展距离近似为线性关系.同时,射流与空气混合后,在计算域的下游压力出口边界处其速度仅为主喷管出口速度的5%左右,说明了计算域边界处混合气体的状态已经降至环境状态附近,计算域的尺度足够大,能够完整地模拟射流与空气的混合过程.主体段区域的速度矢量图和湍流强度云图如图11所示,外界空气受到射流的引射作用,外界

图 9 下游出口平均轴向速度随时间变化曲线

Figure 9 Curve of the mean axial velocity vs. time at the domain downstream exit.

图 10 (网络版彩图)归一化速度等值线图

Figure 10 (Color online) Contours of the normalization velocity.

图 11 (网络版彩图)主体段速度矢量图和湍流动能云图

Figure 11 (Color online) The velocity vector and the turbulence kinetic energy contour of the main section.

流入的空气在射流和空气的混合边界处有较大的转向, 而射流主体段内部的流动方向几乎不发生偏转, 与轴线平行。

轴线上射流和空气混合的 $p_{\text{H}_2\text{O}}-T$ 曲线如图12所示, 混合起点位置为喷管出口处, 其水蒸气分压和温度分别约为1300 Pa和580 K, 未在图中标出, 混合终点位置为B点处, 处于计算域出口位置, 其水蒸气分压和温度分别约为4.52 Pa和223.8 K. 混合曲线近似为一条斜线, 与Iribarne和Godson^[23]的结论一致. 混合曲线先后从 $p_{\text{sat}}^{\text{ice}}$ 和 $p_{\text{sat}}^{\text{liq}}$ 曲线下方穿越到其上方, 说明在混合过程中混合气体中的水蒸气达到了饱和条件, 有凝结现象

图 12 轴线上的混合 $p_{\text{H}_2\text{O}}-T$ 曲线Figure 12 The mixture $p_{\text{H}_2\text{O}}-T$ curve along the centerline.

发生. 随着水蒸气分压和温度的降低, 混合曲线从 $p_{\text{sat}}^{\text{liq}}$ 曲线上方穿越到下方, 随后混合曲线发生弯曲, 水蒸气分压的下降速度逐渐慢于温度的下降速度, 混合曲线不再回到 $p_{\text{sat}}^{\text{ice}}$ 下方. 从式(10)可知, 计算域中轴线上运动的颗粒, 被瞬间激活后, 一直处于生长过程, 因此, 计算域中的尾迹云为持续尾迹云。

有无湍流效应的颗粒数密度云图如图13所示. 颗粒运动不考虑湍流扩散时, 释放的颗粒主要聚集在轴线附近, 没有向四周的扩散趋势; 而颗粒运动考虑湍流扩散时, 释放的颗粒如同气体组分一样向四周扩散, 随着扩散运动, 颗粒数密度逐渐降低. 这与图11所示一致, 如果颗粒运动仅靠对流作用, 无湍流扩散作用, 由于射流从喷管出口流出后其速度矢量几乎一直保持与轴线平行, 而观察到的近场尾迹云的厚度远远大于喷管的直径, 这与颗粒的扩散运动不符, 因此颗粒半径矩的输运方程需要考虑湍流对颗粒的扩散作用。

有无凝结作用的颗粒相体积分分数云图如图14所示. 考虑凝结作用时, 颗粒持续生长, 在喷管出口下游60Ds-70Ds区域的颗粒尺寸约增大了50倍, 使得其颗粒相的体积分分数达到最大约为 8×10^{-8} , 比核心区的值约大2000倍; 而不考虑凝结作用时, 其颗粒相的体积分分数分布与颗粒数密度分布相近, 射流核心区颗粒相的体积分分数要大于下游及四周的颗粒相的体积分分数, 因为对于单一的颗粒, 颗粒相的体积分分数分布与颗粒数密度线性相关. 由式(13)可知, 颗粒数密度 M_0 的输运

图 13 (网络版彩图)有无湍流效应下的颗粒数密度云图
Figure 13 (Color online) Contours of the particle density with the turbulence effect and without the turbulence effect.

图 14 (网络版彩图)有无凝结作用下的体积分数云图
Figure 14 (Color online) Contours of the particle volume fraction at the condensation flow and the frozen flow.

方程中 $k=0$, 颗粒数密度的输运过程与颗粒生长过程无关, 使得颗粒数密度分布与颗粒相体积分数的分布出现错位现象, 二者的最大区域相距 $65Ds$ 左右。

颗粒相体积分数的源项如图15所示。由于颗粒相体积分数的正负源项的量级有差异, 为了区分凝结与蒸发区域, 将正负源项分为上下两部分, 其上部分仅显示 >0 的源项, 非蓝色区域为颗粒增长区域, 下部分仅显示 <0 的源项, 非蓝色区域为颗粒缩小区域。颗粒生长的区域主要位于喷管出口下游 $20Ds$ 处的主体段轴线附近区域内, 与图11相对应。在主体段轴线生长区域内, 其温度处于 246 K 以下, $p_{\text{H}_2\text{O}}$ 一直处于 $p_{\text{sat}}^{\text{ice}}$ 曲线上方。其中高生长率的区域主要位于喷管出口下游 $30Ds-50Ds$ 。而颗粒缩小区域主要位于主体段混合边界附近区域, 其缩小的主要原因是下游边界混合区域的水蒸气分压低于 $p_{\text{sat}}^{\text{ice}}$ 。其中颗粒体积的最大缩小率

比其最大增大率要小100倍, 这说明了冰晶颗粒在计算域内的蒸发过程很微弱, 其消逝现象不会在计算域内发生, 而将在远离射流的大气中缓慢消亡。

凝结流与无凝结流(不考虑凝结现象)的温度差和水蒸气质量分数差分布如图16所示。由于凝结需要消耗水蒸汽, 凝结流在凝结区域的水蒸气质量分数要低于冻结流, 最低约低 2×10^{-4} , 几乎等于当地水蒸气质量分数, 因此凝结过程会明显降低射流中的相对水蒸气质量分数。由于凝结放热, 凝结流在凝结区域的温度要高于冻结流, 最高约高 0.5 K , 仅为当地温度的 0.2% 左右, 其主要原因是凝结消耗水蒸气量过小, 因此凝结过程对射流的温度影响几乎可以忽略。对比图15可以看出, 温度差最大区位于喷管出口下游 $50Ds-70Ds$ 处,

图 15 (网络版彩图)颗粒相体积分分数源项云图
Figure 15 (Color online) Contour of the volume fraction source of the particle phase.

图 16 (网络版彩图)温度差和水蒸气质量分数差云图
Figure 16 (Color online) Contours of the temperature and vapor mass fraction deviations between the condensation flow and the frozen flow.

处于颗粒生长率最大区的下游, 主要原因是凝结区域处于流动状态, 凝结生成的热会被带至下游汇聚. 同样地, 水蒸气质量分数差最小区域处于颗粒生长率最大区的下游, 主要原因是生长率最大区域上游会有足够多的水蒸气补充, 而由于消耗原因, 其下游的水蒸气补充量减少, 进而形成水蒸气质量分数差最小区域. 而采用凝结流动分离算法, 参考郭琼等人^[5]的工程计算方法, 温度差最大区域与生长率最大区域为同一区域. 这进一步说明了本文耦合方法的精确性.

4.2 凝结的发展过程

根据Appleman^[1]提出的尾迹云可见的准则, 当地的冰晶浓度大于 $4 \times 10^{-3} \text{ g/m}^3$ 时, 尾迹中凝结的冰晶肉眼可见. 根据这一准则, 尾迹云形状随时间的演变过程如图17所示, 其中在 $t=0.25 \text{ s}$ 时同轴喷管尾迹云开始可见. 尾迹云最开始在喷管出口后 $17.9Ds$ 出现, 随着射流向后发展, 尾迹云出现位置向后有所推移, 约在喷管出口后 $20Ds$ 处. 而Khou等人^[19]对商业飞机尾迹云研究的结果是, 尾迹云出现在其喷管出口约 $80Ds$ 后, 导致研究结果差异的主要原因是其采用的同轴喷管为超音速喷管, 其射流核心区长度远远长于本文采用的亚音速同轴喷管.

计算域中尾迹云的形状先呈圆环状, 随着射流向后发展, 其逐渐汇聚成一团, 呈鸭梨状, 其尺寸同时快速发展, 逐渐占据计算域下游, 最后随着尾迹云后部流出计算域, 其形状发展成圆锥状, 几乎占据了计算域的下游出口区域, 最后的形状与Khou等人^[19]研究结果一致. 其中尾迹云的最大冰晶浓度约为 $8 \times 10^{-2} \text{ g/m}^3$, 位于尾迹云中心.

计算域内尾迹云的颗粒数随时间变化如图18所示, 随着尾迹云形状的扩大, 其包络的颗粒数增多, 在 1.8 s 时, 颗粒数基本趋于稳定, 尾迹云中总颗粒数约为 5.84×10^{11} , 约占总释放粒子数的78%. 由于颗粒伴随射流无滑移运动, 颗粒与混合气体具有相同的运动速度, 因此, 根据图9可知, 在 1.8 s 后, 计算域内流动趋于稳定, 从喷管进入计算域的颗粒数与计算域流出的颗粒数达到平衡, 使得计算域内总颗粒数趋于稳定, 又由于尾迹云在流动稳定后形状几乎不变, 其包络的颗粒数也趋于稳定.

当地颗粒平均半径与颗粒数密度云图如图19所示, 白色曲线为颗粒生长边界, 曲线内的颗粒处于生长

图 17 尾迹云形状的演化

Figure 17 Evolution of the contrail shape.

图 18 计算域内尾迹云颗粒数曲线

Figure 18 Curve of the particle number vs. time in contrail of the computational domain.

状态, 黑色曲线为颗粒生长核心区, 曲线内区域为颗粒的主要生长区域, 其颗粒生长率远远高于边界上的生长率, 即此处的颗粒相体积分数正源项为图15中的最大值的80%以上. 由图19可知, 射流下游的颗粒大部分都处在颗粒生长区域内, 因此计算域内尾迹云的颗粒主要呈生长趋势. 在 0.3 s 时, 由于颗粒释放时间较短, 释放的颗粒数相对较少, 对包含颗粒的区域(上半图中灰蓝色区域), 颗粒生长核心区占比相对较大, 因此,

图 19 (网络版彩图) 当地颗粒平均半径与速度云图

Figure 19 (Color online) Contours of the local particle mean radii and the velocity.

颗粒生长核心区域的颗粒数比重较大, 使得尾迹云内颗粒平均半径快速增大. 在 0.5 s 时, 射流向下游发展, 颗粒生长核心区域随之增大, 然而包含颗粒的区域增大得更加剧烈, 颗粒生长核心区域占比有所降低, 因此, 尾迹云内颗粒平均半径的增长率出现下降趋势. 在 1.0–2.0 s 时, 随着射流向下游发展, 颗粒生长核心区域几乎不变, 而包含颗粒的区域继续随之增长直至填充整个下游区域, 因此, 尾迹云内颗粒平均半径的增长率出现进一步下降趋势. 但由于计算域内生长过的

图 20 计算域内尾迹云内颗粒的平均半径曲线

Figure 20 Curve of the particle mean radius vs. time in contrail of the computational domain.

大尺度颗粒会从计算域的出口边界流出, 而从喷管内释放的新的颗粒经过生长区域会形成新的大尺度颗粒, 这一过程使得在射流稳定后计算域内尾迹云的颗粒尺度达到动态平衡, 进而使得尾迹云内颗粒平均半径增长率逐渐趋近于 0.

计算域内尾迹云颗粒的平均半径随时间变化如图 20 所示. 颗粒的平均半径由式(15)定义, 其控制体为尾迹云区域. 在尾迹云可见时, 尾迹云内颗粒的平均半径出现阶梯性增长, 尾迹云内颗粒的平均半径增长速度达到最大值. 随着射流发展, 尾迹云内颗粒的平均半径增长速度逐渐减小, 在 1.5 s 时, 平均颗粒半径趋于稳定, 约为 0.70 μm ; 在 2 s 时, 平均颗粒半径基本不变, 约为 0.73 μm , 这与图 19 的分析一致. 在 Garnier 等人^[35]研究结果中, 观测到了相似的颗粒平均半径变化趋势.

根据式(17)求解的颗粒数密度函数, 尾迹云中颗粒尺寸分布柱状图如图 21 所示, 随着尾迹云的发展, 尾迹云中的粒径(颗粒直径)分布从分散向集中发展. 初始尾迹云内占比大的粒径主要分布在三个范围, 分别是 0.1 μm 以下, 0.5–0.7 μm , 以及 1.2–1.3 μm . 其中粒径小于 0.1 μm 的颗粒包含了未完全凝结的碳黑颗粒, 比重约占 18%. 随着颗粒的生长以及尾迹云范围的扩大, 粒径小于 0.1 μm 的颗粒比例逐渐降低, 直至降至 4% 左右. 同时, 其他两个占比大的粒径逐渐增大, 又由于部分生成较早的大尺寸颗粒流出计算域, 最后两个粒径范围变为一个集中的粒径范围, 约为 0.8–2.0 μm , 这与 Hong 等人^[15]观测到的尾迹云颗粒特

图 21 (网络版彩图) 计算域内尾迹云中颗粒尺寸分布柱状图

Figure 21 (Color online) The particle radius histograms of the contrail in the computational domain.

性一致, 约占尾迹云总颗粒数的83%. 射流到达准定常后, 尾迹云内的粒径分布近似正态分布, 具有中间比例

高、两端比例小的特点.

对于大气环境分析, 求解的近场尾迹云内颗粒尺度分布以及颗粒数密度可以为尾迹云的消逝过程提供计算输入, 进而能够精确地分析尾迹云对大气环境的影响. 同样地, 根据对比不同飞机的尾迹云特性, 近场尾迹云的精确颗粒尺度分布可以应用于飞机识别.

5 结论

本文以同轴喷管为研究对象, 基于QMOM的欧拉-欧拉法, 对伴随颗粒的异质凝结自由射流进行了分析. 为了验证模型的有效性, 采用了地面同轴喷管自由射流试验和激波管凝结实验作为验证模型, 结果表明数值结果和试验结果吻合较好. 数值结果分析的主要结论如下.

(1) 颗粒在湍流扩散作用下, 在射流主体段, 颗粒的总数密度的扩散与射流中组分扩散相似. 由于凝结作用, 颗粒尺寸在射流主体段增大, 使得颗粒数密度分布与颗粒相体积分数的分布出现错位现象, 颗粒相体积分数的最大区域约在颗粒数密度的最大区域下游 $65D_s$ 处. 凝结过程中颗粒尺度增大使得射流中的水蒸气大量消耗, 但由于射流主体段中水蒸气的绝对含量较小, 凝结放热过程最高仅将射流温度提高了 0.5 K , 对射流发展的影响几乎可以忽略.

(2) 计算域中颗粒的凝结主要发生在射流主体段下游轴线附近区域, 其挥发主要发生在主体段混合边界附近区域, 由于颗粒体积的增长率远远大于其缩小率, 冰晶颗粒不会在计算域内发生明显消逝, 而将在远离射流的大气中缓慢消亡.

尾迹云的起点位于喷管出口下游 $20D_s$ 附近, 随着射流发展, 其形状先呈圆环状, 之后发展成鸭梨状, 最后发展成圆锥状. 计算域内尾迹云的粒径分布从分散向集中发展, 未完全凝结的碳黑颗粒的比重从18%降至4%. 射流达到准定常后, 计算域内尾迹云中颗粒数约占总释放粒子数的78%, 其粒径分布近似正态分布, 平均值约为 $1.46\text{ }\mu\text{m}$, 粒径主要集中在 $0.8\text{--}2.0\text{ }\mu\text{m}$, 该范围的颗粒约占尾迹云总颗粒的83%.

参考文献

- 1 Appleman H. The formation of exhaust condensation trails by jet aircraft. *Bull Am Meteorol Soc*, 1953, 34: 14–20

- 2 Lister D, Griggs D J, McFarland M, et al. Aviation and the Global Atmosphere: A Special Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. 373
- 3 Atlas D, Wang Z, Duda D P. Contrails to cirrus—Morphology, microphysics, and radiative properties. *J Appl Meteor Climatol*, 2006, 45: 5–19
- 4 Travis D J, Carleton A M, Lauritsen R G. Contrails reduce daily temperature range. *Nature*, 2002, 418: 601
- 5 Guo Q, Cai M, Jing J Q, et al. An engineering calculation method for exhausted jet flow and contrail (in Chinese). *J Project, Rocket, Missil Guid*, 2016, 36: 83–86 [郭琼, 蔡猛, 靖建全, 等. 导弹喷焰流场与凝结尾迹的工程计算方法. *弹箭与制导学报*, 2016, 36: 83–86]
- 6 Cheng W, Luo X S, Yang J M. Numerical analysis of water phase transition effects in hypersonic nozzles (in Chinese). *Sci China Ser G-Phys Mech Astron*, 2009, 39: 1330–1337 [程万, 罗喜胜, 杨基明. 高超声速喷管中水蒸气凝结的数值研究. *中国科学G辑: 物理学 力学 天文学*, 2009, 39: 1330–1337]
- 7 Cui K, Fu Y F, Chen H L, et al. Numerical investigation of wet steam spontaneous condensing flow with considering the velocity slip (in Chinese). *Sci Sin Tech*, 2014, 44: 417–424 [崔可, 付云峰, 陈焕龙, 等. 考虑相间滑移影响的湿蒸气自发凝结流动数值研究. *中国科学: 技术科学*, 2014, 44: 417–424]
- 8 Yang H L, Xiao H, Hong Y C. The effects of giant cloud condensation nuclei on the structure of precipitation in hailstorm clouds (in Chinese). *Sci Sin Earth Sci*, 2011, 41: 1795–1811 [杨慧玲, 肖辉, 洪延超. 巨凝结核对冰雹云降水结构影响的数值模拟研究. *中国科学: 地球科学*, 2011, 41: 1795–1811]
- 9 Xu Q, Guo L J. Review on condensation heat transfer and pressure fluctuation characteristics of gas-liquid two-phase jet flow (in Chinese). *Sci Sin Tech*, 2020, 50: 1274–1287 [徐强, 郭烈锦. 气液两相射流凝结传热与压力波动特性研究进展. *中国科学: 技术科学*, 2020, 50: 1274–1287]
- 10 Luo X S, Cao Y, Qin F H. Method of moments and its application in phase transition of water (in Chinese). *Acta Aerodyn Sin*, 2019, 37: 169–185 [罗喜胜, 曹赞, 秦丰华. 矩方法及其在水凝结研究中的应用与发展. *空气动力学学报*, 2019, 37: 169–185]
- 11 Cao Y. On Method of Moments for Condensation Flow and Its Applications (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Hefei: University of Science and Technology of China, 2016. 47–51 [曹赞. 伴随凝结流动的矩方法与应用. 博士学位论文. 合肥: 中国科学技术大学, 2016. 47–51]
- 12 Schrader M L. Calculations of aircraft contrail formation critical temperatures. *J Appl Meteor*, 1997, 36: 1725–1729
- 13 Kärcher B, Peter T, Biermann U M, et al. The initial composition of jet condensation trails. *J Atmos Sci*, 1996, 53: 3066–3083
- 14 Petzold A, Busen R, Schröder F P, et al. Near-field measurements on contrail properties from fuels with different sulfur content. *J Geophys Res*, 1997, 102: 29867–29880
- 15 Hong G, Feng Q, Yang P, et al. Optical properties of ice particles in young contrails. *J Quantitat Spectr Radiat Transfer*, 2008, 109: 2635–2647
- 16 Paoli R, Shariff K. Contrail modeling and simulation. *Annu Rev Fluid Mech*, 2016, 48: 393–427
- 17 Paoli R, Hlie J, Poinot T. Contrail formation in aircraft wakes. *J Fluid Mech*, 2004, 502: 361–373
- 18 Khou J C, Ghedhaïfi W, Vancassel X, et al. CFD simulation of contrail formation in the near field of a commercial aircraft: Effect of fuel sulfur content. *Meteorol Z*, 2017, 26: 585–596
- 19 Khou J C, Ghedhaïfi W, Vancassel X, et al. Spatial simulation of contrail formation in near-field of commercial aircraft. *J Aircraft*, 2015, 52: 1927–1938
- 20 McGraw R. Description of aerosol dynamics by the quadrature method of moments. *Aerosol Sci Tech*, 1997, 27: 255–265
- 21 Guitton A, Tinney C, Jordan P, et al. Measurements in a co-axial subsonic jet. In: 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno Nevada: AIAA, 2007. 15–32
- 22 Goulos I, Stankowski T, MacManus D, et al. Civil turbofan engine exhaust aerodynamics: Impact of bypass nozzle after-body design. *Aerospace Sci Tech*, 2018, 73: 85–95
- 23 Iribarne J V, Godson W L. Atmospheric Thermodynamics. Berlin: Springer Science & Business Media, 2012. 128
- 24 Jacobson M Z. Fundamentals of Atmospheric Modeling. Cambridge: Cambridge University Press, 2005. 525–550
- 25 Kärcher B, Busen R, Petzold A, et al. Physicochemistry of aircraft-generated liquid aerosols, soot, and ice particles: 2. Comparison with observations and sensitivity studies. *J Geophys Res*, 1998, 103: 17129–17147
- 26 Hill P G. Condensation of water vapour during supersonic expansion in nozzles. *J Fluid Mech*, 1966, 25: 593–620
- 27 Gordon R G. Error bounds in equilibrium statistical mechanics. *J Math Phys*, 1968, 9: 655–663
- 28 Pope S B. Probability distributions of scalars in turbulent shear flow. *Turbulent Shear Flows*, 1980, 2: 7–16
- 29 Baldyga J, Orciuch W. Barium sulphate precipitation in a pipe—An experimental study and CFD modelling. *Chem Eng Sci*, 2001, 56: 2435–

2444

- 30 Schumann U. Influence of fuel sulfur on the composition of aircraft exhaust plumes: The experiments sulfur 1–7. *J Geophys Res*, 2002, 107: 4247
- 31 Klioutchnikov I, Olivier H, Odenthal J. Numerical investigation of coaxial jets entering into a hot environment. *Comput Fluids*, 2013, 86: 490–499
- 32 Demirdžić I, Lilek Ž, Perić M. A collocated finite volume method for predicting flows at all speeds. *Int J Numer Meth Fluids*, 1993, 16: 1029–1050
- 33 Smolders H J, Niessen E M J, van Dongen M E H. The random choice method applied to non-linear wave propagation in gas-vapour-droplets Mixtures. *Comput Fluids*, 1992, 21: 63–75
- 34 Yoder D A, DeBonis J R, Georgiadis N J. Modeling of turbulent free shear flows. *Comput Fluids*, 2015, 117: 212–232
- 35 Garnier F, Maglaras E, Morency F, et al. Effect of compressibility on contrail ice particle growth in an engine jet. *Int J Turbo Jet-Engines*, 2014, 31: 131–140

Heterogeneous condensation in the free jet of the coaxial nozzle

ZENG PeiGao, JIANG Yi & YANG LiNa^{*}

School of Aerospace Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

Contrails frequently appear in the activities of air vehicles. The Euler-Euler approach based on the quadrature method of moments with the $k-\omega$ SST turbulence model is used to simulate the free jet of the coaxial nozzle with heterogeneous condensation to explain the shape, number density, and size distribution of contrails. The investigation analyzes the formation mechanism of the contrail and the flow characteristics of the free jet and obtains the parameters of the contrail. The results reveal that considering the turbulence effect on the particle phase, the diffusion of the particles and the gaseous species has a similar performance in the main section of the jet. With heterogeneous condensation, which consumes a component of the vapor, the particle sizes sharply increase, causing the vapor mass fraction of the jet to considerably decrease and the particle number density and volume fraction distributions to become dislocated. The absolute content of vapor is too small; therefore, the condensation heat release only increases the jet temperature by 0.5 K, whose effect on the jet development can be ignored. The formed ice crystals almost do not disappear inside the computational domain because the increase rate of the particle sizes is far greater than the reduction rate in the computational domain. The particle size distribution develops from dispersion to concentration, finally presenting an approximately normal distribution, whose particle sizes are mainly concentrated in 0.8–2.0 μm , accounting for approximately 83% of the particle total in the contrail, as the contrail shape develops in the computational domain from a ring shape to a pear shape, finally presenting a cone shape.

contrail, coaxial nozzle, quadrature method of moments, heterogeneous condensation, free jet

PACS: 47.11.+j, 47.55.Dz, 47.20.Hg, 47.27.Eq

doi: [10.1360/SSPMA-2021-0199](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2021-0199)