

飞机尾焰的固体粒子红外辐射抑制效果仿真分析

于 颢*, 丛明煜, 戴文聪

哈尔滨工业大学空间光学工程研究中心, 黑龙江 哈尔滨 150006

摘要 对含固体粒子的气固两相尾焰红外辐射特性进行了仿真建模, 并采用光线跟踪方法计算了尾焰辐射强度和辐射抑制率。设计了飞行状态尾焰流场的仿真环境和空基红外相机成像的仿真场景, 通过固体粒子辐射抑制机理确定了粒子直径、粒子流量和粒子复折射率是影响辐射抑制率的主要因素。仿真计算结果表明: 减小粒子直径、增大粒子流量能增强固体粒子的辐射抑制能力; 增大粒子的吸收截面能增强固体粒子在气体吸收谱段的辐射抑制能力, 同时降低其在非气体吸收谱段的辐射抑制能力; 在某些情况下, 固体粒子会增加尾焰辐射强度并改变光谱辐射特性。

关键词 散射; 粒子散射; 气溶胶隐身; 飞机尾焰; 红外隐身; 固体粒子

中图分类号 TN215

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.2129001

Simulation Analysis of Infrared Radiation Suppression Effect of Solid Particles on Aircraft Exhaust Plume

Yu Kun*, Cong Mingyu, Dai Wencong

Research Center for Space Optical Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150006, China

Abstract In this paper, the infrared radiation characteristics of the gas-solid two-phase exhaust plume containing solid particles are simulated and modeled. The ray tracing method is used to calculate the radiation intensity and radiation suppression rate of the exhaust plume. The simulation environment of the exhaust plume flow field and the imaging simulation scene of the air-based infrared camera are designed. Through the mechanism of solid particle radiation suppression, the particle diameter, particle flow rate, and particle complex refractive index are determined as the main influencing factors of the radiation suppression rate. Simulation calculation results show that reducing the particle diameter and increasing the particle flow rate can enhance the radiation suppression ability of the solid particles. Increasing the particle absorption cross-section can enhance the radiation suppression ability of solid particles in the gas absorption waveband, and at the same time reduce their radiation suppression ability in the non-gas absorption waveband. In some cases, the solid particles may increase the radiation intensity of the exhaust plume and change the spectral radiation characteristics.

Key words scattering; particle scattering; aerosol stealth; aircraft exhaust plume; infrared stealth; solid particles

OCIS codes 290.5850; 040.3060; 110.3080

1 引 言

气溶胶红外隐身技术是一种通过喷射微小液体或固体颗粒在大气中形成分散悬浮的胶体遮蔽层实现目标红外辐射能量抑制的方法。基本原理是通过气溶胶粒子的辐射吸收和散射特性, 抑制受保护目标产生的红外辐射能量或改变目标辐射的传输方向和空间分布状态, 降低红外图像中目标和背景之间的对比度。通过在飞机发动机尾喷管周围增加气溶胶粒子喷射装置, 可将气溶胶隐身技术应用到发动

机尾焰红外辐射抑制领域。相比其他隐身方法, 该方法具有推力损失小、不用改变飞机气动特性、易于调整隐身材料和方便升级改造等优势^[1]。

目前国外已经开展了大量的气溶胶红外隐身技术军事应用研究工作, 并在坦克、直升机、战斗机等目标上进行了实验与应用, 但由于军事保密等原因, 能获得的相关公开资料较少。自 20 世纪 60 年代以来, 美国空军与多家单位合作陆续开展了机身后喷射气溶胶的红外辐射衰减实验, 发现固体粒子气溶胶的红外辐射抑制效果最理想, 且碳粉粒

收稿日期: 2020-06-11; 修回日期: 2020-06-27; 录用日期: 2020-07-15

* E-mail: yukun1107@qq.com

子的抑制能力强于 N_2O 粒子。以色列航空部门在 80 年代也开展了飞机发动机尾喷管四周喷射碳粒的红外辐射抑制实验,通过测量不同观测视角的辐射衰减情况得到了最高为 85% 的中波红外辐射抑制效果^[2-3]。

国内对飞机发动机尾焰气溶胶红外隐身技术的研究工作起步较晚,张净玉等^[4]开展了粉末气溶胶抑制尾焰红外辐射特性的测量实验,在实验室中搭建了尾焰实验台与气溶胶发生装置,采用光谱仪对两种采样固体粉末气溶胶的中波和长波红外辐射抑制效果随探测角度的变化情况进行了测量分析;此外,张净玉等^[5]还仿真分析了球形固体离散粒子抑制尾焰红外辐射的传输过程,编写了基于 Mie 散射理论、Fluent 计算流场和射线踪迹法的红外辐射传输计算程序,分析了不同粒子直径、粒子复折射率、粒子喷射速度、粒子导热系数、粒子喷射量等条件下的中波尾焰辐射抑制率变化规律。但这些研究工作存在的不足包括:1) 仿真测量实验均在地面进行,无法模拟真实飞机的飞行速度和大气环境下的气溶胶粒子分布状态;2) 实验测量时距离较近,无法反映大气光谱吸收特性对红外辐射传输的影响,在数值模拟过程中也未考虑大气的影响;3) 仅对抑制后尾焰的整体辐射强度进行了测量与计算,未能获得含粒子气溶胶的尾焰红外图像。高翔^[6]仿真分析了固体粒子对发动机尾焰红外辐射特性的影响,采用反向蒙特卡罗方法计算了含固体离散粒子的飞机尾焰中波红外辐射强度,研究了 SiO_2 粒子尾焰辐射抑制率随粒子流量、粒子直径、粒子喷射角度、粒子喷射速度的变化规律,但未分析粒子材料和探测谱段的变化情况。

本文对气固两相尾焰的红外辐射特性进行了仿真建模,仿真了飞行状态下含固体粒子气溶胶的飞机尾焰流场;并采用光线跟踪方法计算空基探测场景的尾焰红外多谱段辐射强度和辐射抑制率,在此基础上分析了固体粒子尾焰辐射抑制效果的主要影响因素。构建的仿真模型、计算方法和结论分析可为我国飞机尾焰气溶胶红外隐身系统的研制提供方法与技术支持。

2 气固两相尾焰红外辐射特性仿真模型

2.1 尾焰辐射特性参数仿真模型

在完全燃烧的情况下,未添加固体粒子的尾焰主要由燃烧产生的 H_2O 、 CO_2 、 N_2 、 CO 等高温气体

分子组成,其中, H_2O 和 CO_2 是产生红外辐射能量的主要活性成分。由于气体分子的直径远小于红外辐射波长,因此,可以忽略其对辐射传输散射特性的影响,仅考虑其辐射吸收和发射特性。设气体分子的吸收系数为 μ_{aG} ,发射系数为 μ_{eG} ,在热平衡状态下 $\mu_{aG} = \mu_{eG}$ 。混合气体的吸收系数是各组份气体分子吸收系数的代数和,若仅考虑 H_2O 和 CO_2 分子的辐射贡献,则

$$\mu_{aG} = R_{H_2O} \mu_{aH_2O} + R_{CO_2} \mu_{aCO_2}, \quad (1)$$

式中, R_{H_2O} 和 R_{CO_2} 分别为 H_2O 和 CO_2 在混合气体中的摩尔分数, μ_{aH_2O} 和 μ_{aCO_2} 分别为 H_2O 和 CO_2 气体的吸收系数。

单一分子气体的吸收系数与波长、温度、气压等条件相关,是气体分子不同吸收谱线吸收系数贡献的叠加,可表示为

$$\mu_{aGM}(\nu, P, T) = \sum_i \mu_{aGM}^{(i)}(\nu, P, T) = \sum_i S_{Mi}(P, T) F_{Mi}(\nu - \nu_{oi}), \quad (2)$$

式中, ν 为光谱波数, P 为气体的压强, T 为气体的温度, μ_{aGM} 为分子气体 M 的吸收系数, $\mu_{aGM}^{(i)}$ 、 S_{Mi} 分别为分子气体 M 的吸收谱线 i 在波数 ν 处的吸收系数贡献和线强, ν_{oi} 为吸收谱线 i 的中心波数, $F_{Mi}(\nu - \nu_{oi})$ 为吸收谱线 i 的归一化线型函数。计算 S_{Mi} 和 $F_{Mi}(\nu - \nu_{oi})$ 所需的气体分子标准状态吸收谱线分布信息可从 HITEMP 高温分子光谱数据库中获取^[7],用文献[8]中的计算方法进行计算。

基于稀疏单一球形粒子系假设对固体粒子气溶胶的辐射特性进行建模,即气溶胶中仅包含材料和直径相同的球形固体粒子,粒子间和粒子与气体分子间对辐射传输的吸收、发射、散射影响相互独立。固体粒子气溶胶的吸收系数 μ_{aP} 、散射系数 μ_{sP} 和消光系数 μ_{tP} 可表示为

$$\begin{cases} \mu_{tP} = N_P C_t = N_P G_P Q_t \\ \mu_{sP} = N_P C_s = N_P G_P Q_s \\ \mu_{aP} = N_P C_a = N_P (C_t - C_s) \end{cases}, \quad (3)$$

式中, N_P 为单位体积内的固体粒子数, C_t 、 C_s 、 C_a 分别为单个粒子的消光截面、散射截面和吸收截面, $G_P = \pi D^2/4$ 为单个粒子的几何投影面积, D 为粒子直径, Q_t 和 Q_s 分别为单个粒子的消光因子和散射因子。

单个球形粒子的辐射特性符合 Mie 散射理论,是波长 λ 的函数,此时消光因子和散射因子可表示为

$$\begin{cases} Q_t(m, \chi) = \frac{2}{\chi^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \\ Q_s(m, \chi) = \frac{2}{\chi^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \end{cases}, \quad (4)$$

$$\begin{cases} a_n = \frac{\psi_n(\chi)\psi'_n(m\chi) - m\psi'_n(\chi)\psi_n(m\chi)}{\xi_n(\chi)\psi'_n(m\chi) - m\xi'_n(\chi)\psi_n(m\chi)} \\ b_n = \frac{m\psi_n(\chi)\psi'_n(m\chi) - \psi'_n(\chi)\psi_n(m\chi)}{m\xi_n(\chi)\psi'_n(m\chi) - \xi'_n(\chi)\psi_n(m\chi)} \end{cases}, \quad (5)$$

式中, $\chi = \pi D/\lambda$ 为粒子的尺度参数, $m = n + ik$ 为粒

子的复折射率, 实部 n 反映粒子的散射特性, 虚部 k 反映粒子的吸收特性, $\xi_n(\chi) = \psi_n(\chi) - i\eta_n(\chi)$, $\psi_n(\chi)$ 和 $\eta_n(\chi)$ 均为 Riccati-Bessel 函数^[9], $\psi'_n(\chi)$ 和 $\eta'_n(\chi)$ 分别为 $\psi_n(\chi)$ 和 $\eta_n(\chi)$ 的导数。

粒子散射辐射的能量分布用 HG (Henyey-Greenstein) 散射相函数模型可表示为^[10]

$$p_{\text{HG}}(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g\cos\theta)^{3/2}}, \quad (6)$$

式中, θ 为入射光线方向与散射光线方向的夹角, g 为相函数的非对称因子, 可表示为^[11]

$$g = \frac{4}{\chi^2 Q_s(m, \chi)} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{n(n+2)}{n+1} \operatorname{Re}(a_n a_{n+1}^* + b_n b_{n+1}^*) + \frac{2n+1}{n(n+1)} \operatorname{Re}(a_n b_n^*) \right], \quad (7)$$

式中, a_n^* 和 b_n^* 分别为 a_n 和 b_n 的共轭复数。

同时含有高温气体分子和固体粒子的尾焰辐射特性与两者的体积比相关, 尾焰的吸收系数 μ_a 、散射系数 μ_s 、消光系数 μ_t 和发射系数 μ_e 可表示为

$$\begin{cases} \mu_a = \mu_{\text{aP}} + (1 - R_{\text{VP}})\mu_{\text{aG}} \\ \mu_s = \mu_{\text{sP}} \\ \mu_t = \mu_a + \mu_s \\ \mu_e = \mu_a \end{cases}, \quad (8)$$

式中, R_{VP} 为尾焰中固体粒子的体积占比。此时尾焰的散射相函数与固体粒子的散射相函数相同。

2.2 尾焰辐射强度及抑制率仿真模型

尾焰的红外辐射传输路径如图 1 所示, 其探测

辐射强度是出射光谱辐射强度经大气衰减后在红外相机探测谱段范围内的积分, 可表示为

$$I(\omega_o) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\omega_o, \lambda) d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\text{atm}}(\omega_o, \lambda) I_o(\omega_o, \lambda) d\lambda, \quad (9)$$

式中, ω_o 为红外相机的成像视线方向向量, λ_1 、 λ_2 为红外相机探测谱段波长 λ 的范围, $I(\omega_o, \lambda)$ 为尾焰的探测光谱辐射强度, $\tau_{\text{atm}}(\omega_o, \lambda)$ 为大气传输路径的光谱透过率, $I_o(\omega_o, \lambda)$ 为尾焰的出射光谱辐射强度。

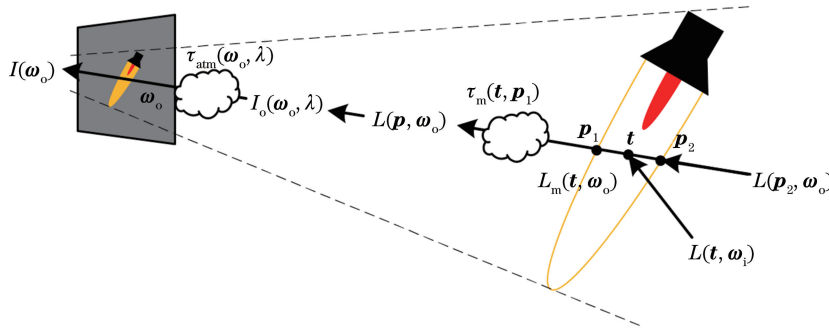


图 1 尾焰红外辐射传输路径

Fig. 1 Transmission path of exhaust plume infrared radiation

尾焰的出射光谱辐射强度可表示为成像投影区域上各点沿视线方向的出射光谱辐射亮度面积积分, 即

$$I_o(\omega_o, \lambda) = \int_{A(\omega_o)} L(p, \omega_o, \lambda) dp, \quad (10)$$

式中, $A(\omega_o)$ 为沿视线方向的尾焰投影面积, p 为尾焰成像投影区域上的任意位置矢量, $L(p, \omega_o, \lambda)$ 为尾焰的出射光谱辐射亮度。

建立尾焰出射光谱辐射亮度的传输方程时, 对光谱波长变量 λ 进行简化, 将出射光谱辐射亮度表示为

$$L(p, \omega_o) = \tau_m(p_2, p_1) L(p_2, \omega_o) + \int_{p_1}^{p_2} \tau_m(t, p_1) L_m(t, \omega_o) dt, \quad (11)$$

式中, p_2 和 p_1 分别为位置 p 对应成像路径与尾焰

区域的远近两个交点,等号右侧第一项为外部辐射项, $L(p_2, \omega_o)$ 为外部沿视线方向的入射辐射亮度,等号右侧第二项为尾焰辐射项,是成像路径上尾焰内各点的辐射贡献积分, $L_m(t, \omega_o)$ 为尾焰内位置 t 沿视线方向的出射辐射亮度, $\tau_m(t, p_1)$ 为尾焰的路径透过率,可表示为

$$\tau_m(t, p_1) = \exp \left[- \int_{p_1}^t \mu_t(s) ds \right]. \quad (12)$$

尾焰内任意位置的出射辐射亮度由自发辐射辐射亮度和散射辐射亮度两部分构成,可表示为

$$L_m(t, \omega_o) = \mu_e(t) B(t, \omega_o) + \mu_s(t) \int_{\Omega} p_{HG}(t, \omega_o, \omega_i) L(t, \omega_i) d\omega_i, \quad (13)$$

式中,等号右侧第一项为自发辐射项, $B(t, \omega_o)$ 为位置 t 处的黑体辐射亮度,等号右侧第二项为散射辐射项, ω_i 为散射的入射光线方向, Ω 为入射光线方向的球空间, $p_{HG}(t, \omega_o, \omega_i)$ 为HG散射相函数, $L(t, \omega_i)$ 为入射光线辐射亮度,与(11)式存在递归关系。

未采用固体粒子气溶胶隐身技术的情况下,尾焰仅由高温气体分子构成,不产生散射效应。此时尾焰的出射辐射亮度 $L_{Gm}(t, \omega_o)$ 仅包含(13)式中的自发辐射项,其辐射特性参数采用混合气体的辐射特性参数,设此时尾焰探测谱段的辐射强度为 $I_G(\omega_o)$ 。添加固体粒子后尾焰表现为气固两相特

性,尾焰的出射辐射亮度 $L_{Pm}(t, \omega_o)$ 同时包含(13)式中的自发辐射项和散射辐射项,可用(8)式计算其辐射特性参数。设含固体粒子气溶胶尾焰的探测谱段辐射强度为 $I_P(\omega_o)$,则固体粒子气溶胶的飞机尾焰谱段辐射抑制率 $\eta(\omega_o)$ 可表示为

$$\eta(\omega_o) = \frac{I_G(\omega_o) - I_P(\omega_o)}{I_G(\omega_o)}. \quad (14)$$

尾焰的红外辐射特性和固体粒子浓度存在空间分布差异,使其探测辐射强度和辐射抑制率也会随探测视线的方向发生变化。谱段辐射抑制率的取值范围为 $(-\infty, 1]$,当 $\eta(\omega_o) > 0$ 时,固体粒子气溶胶能够对尾焰辐射产生抑制作用;当 $\eta(\omega_o) < 0$ 时,固体粒子气溶胶会增大尾焰的辐射强度。

3 气固两相尾焰辐射强度仿真计算方法及实验设计

3.1 基于光线跟踪的尾焰辐射强度计算

采用光线跟踪方法对尾焰辐射强度的仿真模型进行解算,通过蒙特卡罗方法估计传输方程中的复杂积分结果。蒙特卡罗积分方法首先对积分变量在被积范围内进行随机采样,然后用采样结果对被积函数进行计算,并根据采样概率密度估计积分结果,最后通过增加采样数量对估计方差进行收敛。

基于光线跟踪的尾焰红外辐射强度计算流程如图2所示,其核心步骤为:1)在红外相机探测谱段内

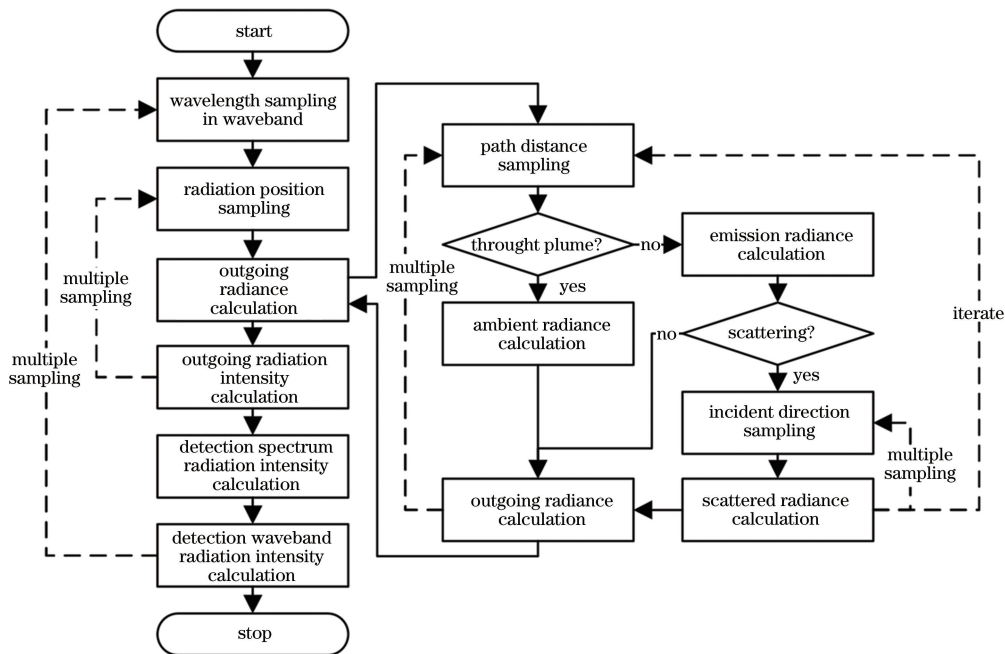


图2 基于光线跟踪的尾焰红外辐射强度仿真计算流程图

Fig. 2 Simulation calculation flow of exhaust plume infrared radiation intensity based on ray tracing

对光谱波长进行随机采样,通过计算采样光谱的尾焰出射辐射强度估计全谱段的尾焰探测辐射强度;2)在尾焰成像投影区域内进行辐射出射位置随机采样,通过计算采样位置的光谱出射辐射亮度估计全尾焰投影区域的光谱出射辐射强度;3)在尾焰出射位置的视线路径上进行传输距离的随机采样,通过计算采样距离点的尾焰出射辐射亮度估计全路径范围的尾焰出射辐射亮度;4)若尾焰内存在散射,进行散射入射光线方向的随机采样,通过计算采样入射光线方向的散射辐射亮度估计全部球空间入射方向的散射辐射亮度,采样方向入射光线辐射亮度通过步骤3)进行迭代计算。

3.2 尾焰辐射抑制率仿真实验设计

基于建立的气固两相尾焰辐射特性仿真模型和辐射强度计算方法开展固体粒子气溶胶尾焰辐射抑制率的仿真分析实验。首先需要确定仿真分析的实验条件,包括飞机尾焰的流场和红外相机成像场景仿真条件;然后基于 Mie 散射理论对固体粒子的尾焰辐射抑制机理进行分析,初步确定辐射抑制率的主要影响因素,并设计仿真实验方案。

1) 尾焰流场的仿真计算条件

尾焰红外辐射强度计算所需的飞机发动机尾焰温度、气压、分子组份和固体粒子浓度等流场参数采用 Fluent 商业流体力学计算软件进行仿真。飞机发动机尾喷管的空气入口直径为 1.4 m,出口直径为 0.5 m,仿真计算建立的圆柱形尾焰外流场区域沿喷射方向的长度为 50 m,垂直喷射方向的直径为 4 m,尾喷管和外流场的有限元网格划分总数为 353013。尾焰流场仿真计算中的相关参数如表 1 所示,未添加固体粒子情况下的尾焰温度场分布情况如图 3 所示。

从图 3 可以看出,尾焰区域的最高温度可达

2000 K,垂直喷射方向的最大直径约为 1.2 m,沿喷射方向的最大长度约为 30 m,垂直喷射方向的最大投影面积约为 32 m²。Fluent 仿真计算得到的含固体粒子气溶胶尾焰流场是其从瞬变动态达到稳定状态后的结果,即流场中气体分子和固体粒子的温度、压强、组份、速度、浓度空间分布已达到稳定状态。瞬态到稳态的变化过程包含了固体粒子气溶胶吸收辐射能量温度升高和发射辐射能量温度降低的过程,总吸收辐射能量和总发射辐射能量达到动态平衡后会使得粒子温度保持稳定。因此,实验在尾焰流场仿真计算时不需要考虑流场的动态变化过程,可以忽略固体粒子与气体分子间的动态能量交换过程,仅对其稳定状态的流场辐射能量进行计算。

表 1 尾焰流场仿真参数表

Table 1 Simulation parameters of exhaust plume flow field

| Parameter name | Parameter value |
|---|----------------------------------|
| Atmospheric pressure /Pa | 3×10^4 |
| Atmospheric temperature /K | 255 |
| Atmospheric composition model | ideal atmosphere model of Fluent |
| Short-waveband light radiance / $[W \cdot (sr \cdot m^2)^{-1}]$ | 10 |
| Short-waveband light direction | -Z axis |
| Flight height /km | 10 |
| Flight speed /Ma | 1.0 |
| Turbulence model | realizable K-epsilon |
| Inlet air flow rate / $(m \cdot s^{-1})$ | 400 |
| Inlet air pressure /Pa | 2×10^5 |
| Inlet air temperature /K | 650 |
| Fuel type | C_5H_{12} |
| Inlet fuel temperature /K | 300 |
| Inlet fuel flow rate / $(kg \cdot s^{-1})$ | 0.15 |
| Particle flow rate | variable |
| Particle diameter | variable |

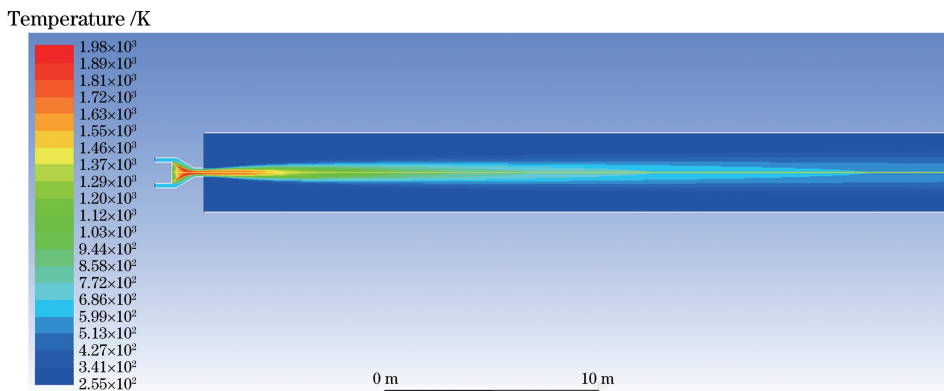


图 3 尾焰温度场的仿真计算结果

Fig. 3 Simulation calculation result of exhaust plume temperature field

2) 红外相机成像的仿真条件

尾焰辐射强度仿真计算所用的虚拟红外相机探测谱段设置为短波(1~3 μm)、中波(3~5 μm)、长波(8~12 μm)三个常用的红外探测宽谱段,相机的焦距为 1000 mm,探测器的像素数为 1000×1000,像素角分辨率为 0.01 mrad,光线跟踪计算中每像素的采样光线数量为 1000 条,散射光线递归深度为 10 次。如图 4 所示,仿真场景采用空基探测模式,红外相机与飞机尾焰的海拔高度均为 10 km,成像探测距离为 5 km,此时垂直喷射方向的尾焰最大投影在探测器中约占 15000 pixel。仿真场景中大气传输路径的辐射衰减影响采用 MODTRAN 软件中的标准大气模型进行计算,短波谱段需要考虑太阳光照的影响,设光照辐射亮度为 10 W/(sr·m²),光照方向沿目标本体坐标系的一Z 轴方向,中波和长波谱段的太阳光照辐射能量可以忽略。

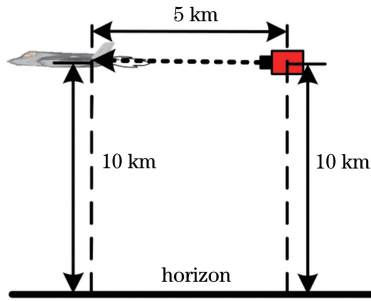


图 4 空基探测场景的几何关系

Fig. 4 Geometric relationship of air-based detection scene

红外相机的视线探测方向用视线探测角 φ 进行描述, φ 也可以表示外部光照的尾焰散射角,如图 5 所示。当探测角为 0°时,红外相机能接收到尾焰对外部光照的前向散射能量;当探测角为 180°时,红外相机能接收到尾焰对外部光照的后向散射能量。飞机尾焰具有沿喷射方向的轴对称结构,因此,仿真计算过程中的探测角范围为 $[0^\circ, 180^\circ]$,探

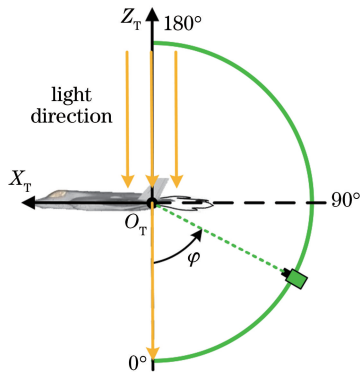


图 5 视线探测角与探测范围的定义

Fig. 5 Line of sight detection angle and detection range

测角的计算间隔为 5°。

3) 固体粒子辐射抑制率的影响因素与实验设计

固体粒子气溶胶飞机尾焰红外辐射抑制效果的影响因素主要分为两类:一方面受气溶胶中固体粒子空间分布状态的影响,不同粒子浓度气溶胶区域在宏观上表现出辐射抑制差异;另一方面受固体粒子自身辐射衰减特性的影响,气溶胶中每个粒子表现出辐射抑制能力差异。

气溶胶中固体粒子的浓度随粒子注入流量的增加而增大,由(3)式和(13)式可知,气溶胶的吸收系数、散射系数和发射系数均会随粒子浓度的增大而增加,造成了尾焰红外辐射特性的变化。同时,高速飞行状态下粒子具有较高的相对喷射速度,尾焰区域与周围环境的压强差异增加了粒子垂直喷射方向的运动速度,导致固体粒子在喷出后呈扩散运动趋势。靠近发动机喷口区域的粒子浓度较高,主要分布在尾焰四周的低温区域;远离发动机喷口的尾焰尾部区域粒子浓度较低,部分粒子扩散进入尾焰内部的高温区域;粒子浓度的空间分布差异也会造成不同区域和不同探测角的辐射抑制率差异。

固体粒子自身的辐射衰减特性受粒子复折率的影响。当复折率的虚部 $k=0$ 时,粒子为非吸收材料,此时粒子仅对辐射传输进行散射,粒子散射截面随复折率实部 n 的变化情况如图 6(a)所示。可以发现,复折率实部 n 的变化对粒子散射特性的影响较小,即固体粒子气溶胶的辐射抑制率不会随 n 的变化产生明显变化。当复折率的虚部 $k \neq 0$ 时,粒子表现出辐射吸收特性,粒子的吸收截面随 k 的变化情况如图 6(b)所示。可以发现,粒子的吸收截面随复折率虚部 k 的增大呈先增加后减小的趋势,最大和最小吸收截面的差约为两个数量级,通过遍历计算得到粒子吸收截面的最大值出现在复折率为 $2+0.5i$ 时。吸收截面较大的粒子辐射吸收能力更强,但也会增强其自发辐射能力,两种因素的相互影响使固体粒子气溶胶的辐射抑制率随 k 的变化存在差异。还可以发现,在最大吸收截面复折率的两侧,固体粒子吸收截面的光谱变化趋势存在一定差异:当 $k < 0.5$ 时,吸收截面随波长的增大而降低,且存在明显的波动变化;当 $k > 0.5$ 时,吸收截面随波长的增大平滑增加。这种由复折率虚部造成的吸收截面光谱变化规律也可能对固体粒子气溶胶的辐射抑制率产生影响。此外,固体粒子的全谱段自发热辐射特性也会在一定程度上改变尾焰的光谱辐射特性。

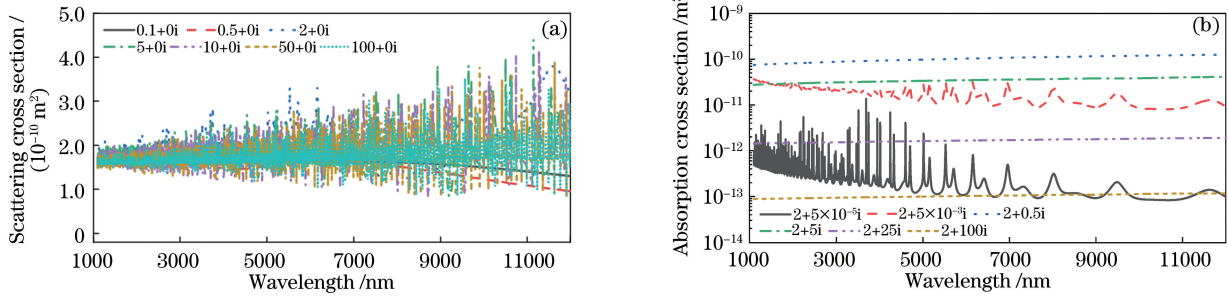


图 6 粒子辐射衰减特性随复折射率的变化曲线。(a) 散射截面随复折射率实部的变化曲线；
(b) 吸收截面随复折射率虚部的变化曲线

Fig. 6 Variation curve of radiation attenuation characteristics of particle with complex refractive index. (a) Variation curve of the scattering cross section with the real part of the complex refractive index; (b) variation curve of the absorption cross section with the imaginary part of the complex refractive index

图 7 为粒子消光截面随粒子直径的变化趋势，可以发现，粒子消光截面随粒子直径的增大而增加。在注入流量相同的情况下，直径越小的粒子浓度越大，两种因素对固体粒子气溶胶辐射抑制能力的影响相反。同时直径越小的粒子 g 越小，散射光线辐射能量更倾向于在不同出射方向上呈现均匀分布，有利于气溶胶对辐射传输的遮挡抑制；直径越大的粒子 g 越大，散射相函数表现为前向散射特性，散射辐射能量集中于入射光线方向，如图 8 所示。

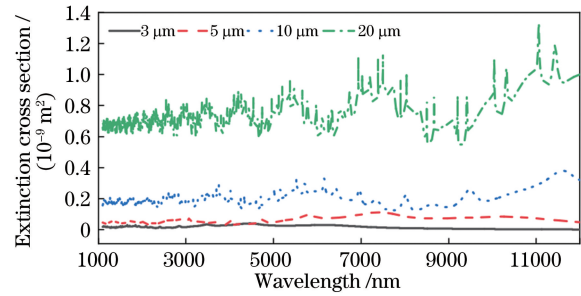


图 7 粒子消光截面随粒子直径的变化曲线

Fig. 7 Variation curve of particle extinction cross section with particle diameter

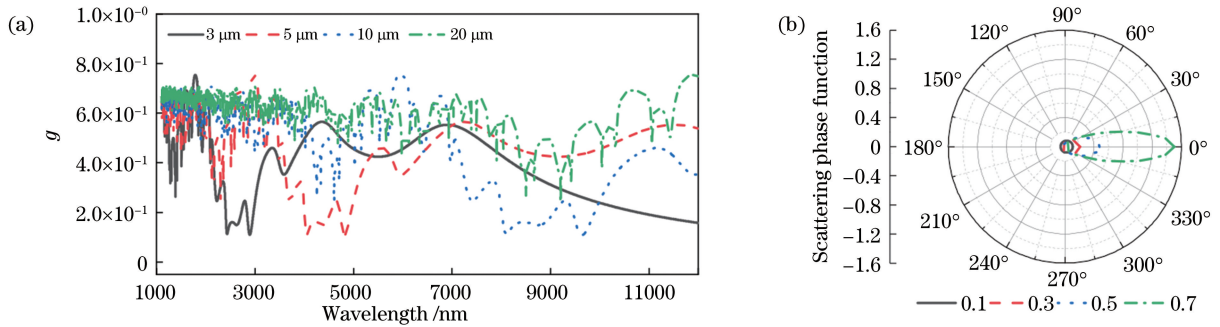


图 8 粒子散射特性随粒子直径的变化。(a) 非对称因子随粒子直径的变化曲线；(b) 散射相函数随非对称因子的变化情况

Fig. 8 Variation curve of particle scattering characteristics with particle diameter. (a) Variation curve of asymmetry factor with particle diameter; (b) variation of scattering phase function with asymmetry factor

综上所述，将尾焰气溶胶红外隐身系统中配置方式较为灵活的固体粒子作为尾焰辐射抑制率影响规律研究的主要对象，将粒子直径、粒子流量和粒子复折射率作为主要影响因素开展仿真分析实验，不考虑其他因素如飞行速度、飞行高度、大气环境、发动机推力对辐射抑制率的影响。实验设计的方案如表 2 所示，保持粒子流量和粒子复折射率不变，分别在 4 种粒子直径条件下，研究辐射抑制率随粒子直径的变化规律；保持粒子复折射率不变，在 2 种粒子

直径情况下分别设置了 5 种粒子流量条件，研究辐射抑制率随粒子流量的变化规律；保持粒子流量不变，在 2 种粒子直径情况下分别设置了 7 种粒子复折射率条件，研究辐射抑制率随粒子复折射率的变化规律。

4 辐射抑制率的仿真实验结果分析

4.1 粒子直径的辐射抑制影响规律

不同粒子直径的尾焰辐射抑制率随探测角度的

表 2 固体粒子辐射抑制率仿真实验方案

Table 2 Simulation experiment scheme of solid particle radiation suppression rate

| Experiment name | Particle diameter / μm | Particle flow / $(\text{kg} \cdot \text{s}^{-1})$ | Particle complex refractive index |
|--|-----------------------------------|---|---|
| Particle diameter experiment | 3,5,10,20 | 1.0 | $2+0i$ |
| Particle flow experiment | 3,10 | 0.02,0.2,0.5,1.0,2.0 | $2+0i$ |
| Particle complex refractive index experiment | 3,10 | 2.0 | $2+0i, 2+5 \times 10^{-5}i, 2+5 \times 10^{-3}i, 2+0.5i, 2+5i, 2+25i, 2+100i$ |

变化情况如图 9 所示,可以发现,固体粒子气溶胶的散射系数随粒子直径的增大而降低,因此,粒子直径对尾焰红外辐射特性的影响总体表现为辐射抑制率随粒子直径的增大而降低。沿尾焰喷射方向进行探测时,尾焰核心高温区域辐射能量在尾焰中的传输距离更长,此时辐射抑制率受粒子直径的影响较小。

随着探测视线方向与尾焰喷射方向夹角的逐渐增大,辐射能量在尾焰中的传输路径逐渐变短,不同直径粒子的尾焰辐射抑制效果表现出明显的差异。当粒子直径为 $20 \mu\text{m}$ 时,粒子的散射系数最小且表现出明显的前向散射特性,此时尾焰辐射强度受粒子散射的影响逐渐增大。

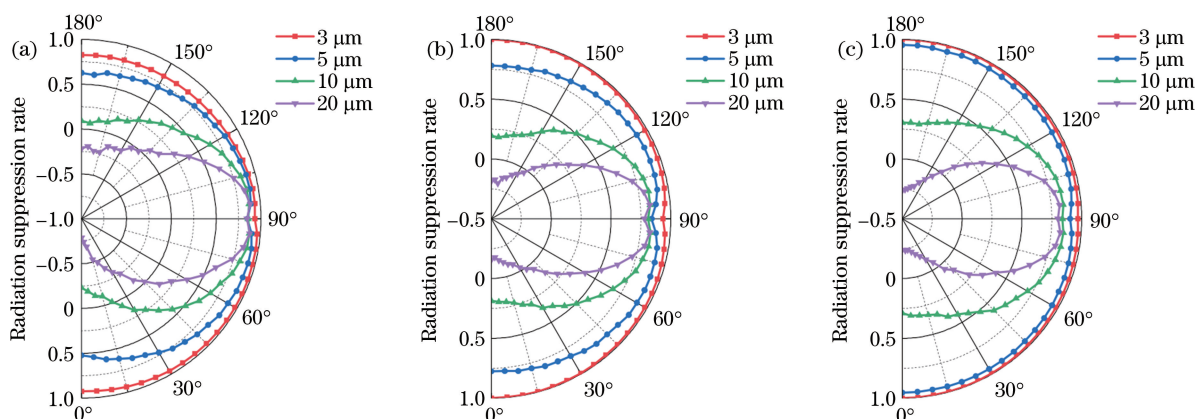


图 9 不同粒子直径的红外辐射抑制率。(a)短波;(b)中波;(c)长波

Fig. 9 Infrared radiation suppression rate with different particle diameters. (a) Short waveband; (b) medium waveband; (c) long waveband

粒子的散射特性也会影响外部光照在尾焰中的传输过程,随粒子直径的变化表现出不同的散射辐射方向。直径为 $3 \mu\text{m}$ 的粒子气溶胶消光系数较大,尾焰的辐射透过率能够快速下降至 0,同时粒子的散射相函数近似均匀分布,前向散射和后向散射的辐射能量相当。当探测角为 0° 时,前向散射辐射被尾焰完全衰减,相机无法接收到外部光照的前向散射能量;当探测角为 180° 时,外部光照的后向散射辐射不需要穿过尾焰,可直接被相机接收到;因此出现了尾焰的外部光照后向散射辐射强度高于前向散射辐射强度的现象。

直径较大的粒子气溶胶消光系数较低,尾焰的辐射透过率较大,粒子的散射相函数表现出前向散射特性,前向散射比后向散射辐射的能量更多。此时,外部光照的前向散射能量更大,前向散射穿过尾焰衰减后的能量仍然高于后向散射。尾焰的辐射透过率随粒子直径的增大而增大,进一步增强了粒子

的前向散射特性。

图 10 为不同直径粒子的尾焰仿真图像,同一波段图像采用了相同的灰度量系数。注入粒子在一定程度上会增大尾焰的辐射投影面积,粒子直径的增加会降低气溶胶对尾焰核心高温区域的辐射抑制能力。直径为 $3 \mu\text{m}$ 的粒子仿真图像也在一定程度上表明此时尾焰四周区域的粒子浓度高于尾部区域。

4.2 粒子流量的辐射抑制影响规律

不同粒子流量尾焰辐射抑制率随探测角度的变化情况如图 11 和图 12 所示。在不同粒子直径条件下,气溶胶达到理想尾焰红外辐射抑制效果所需的粒子流量存在差异,直径较大的粒子想要达到有效的辐射抑制率需要注入的流量也更大。当粒子直径为 $3 \mu\text{m}$ 、注入流量达到 0.2 kg/s 时,各波段下不同探测角度的辐射抑制率均大于 0.5;当注入流量过低时,尾焰在垂直喷射方向的辐射强度会出现增加现象。当粒子直径为 $10 \mu\text{m}$ 、注入流量为 2.0 kg/s

时,各谱段下不同探测角度的辐射抑制率普遍大于 0.5;同时也存在注入流量较低导致的尾焰垂直喷射

方向辐射强度增加现象,但相比直径为 $3\ \mu\text{m}$ 的粒子,增加的能量较少。

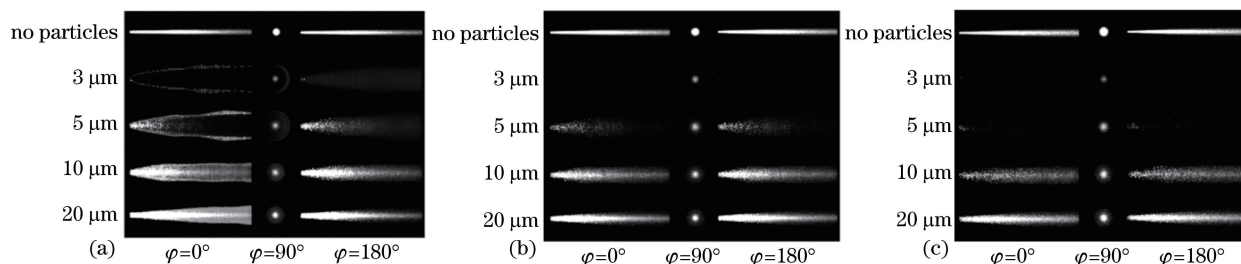


图 10 不同粒子直径的尾焰红外仿真图像。(a)短波;(b)中波;(c)长波

Fig. 10 Infrared simulation images of exhaust plumes with different particle diameters. (a) Short waveband; (b) medium waveband; (c) long waveband

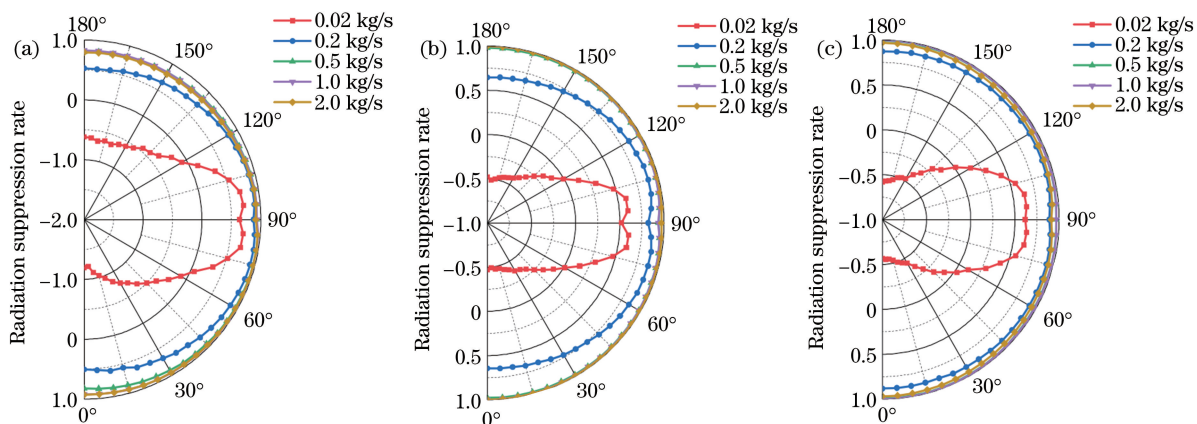


图 11 不同粒子流量的红外辐射抑制率(直径为 $3\ \mu\text{m}$)。 (a)短波;(b)中波;(c)长波

Fig. 11 Infrared radiation suppression rate of different particle flow rates (diameter is $3\ \mu\text{m}$). (a) Short waveband; (b) medium waveband; (c) long waveband

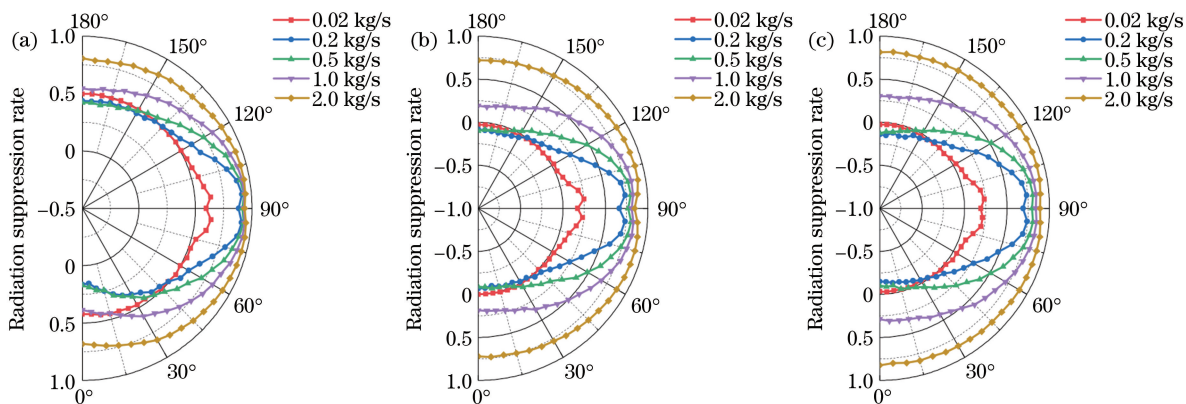


图 12 不同粒子流量的红外辐射抑制率(直径为 $10\ \mu\text{m}$)。 (a)短波;(b)中波;(c)长波

Fig. 12 Infrared radiation suppression rate of different particle flow rates (diameter is $10\ \mu\text{m}$). (a) Short waveband; (b) medium waveband; (c) long waveband

图 13 和图 14 为不同粒子流量的尾焰仿真图像,同一谱段图像采用了相同的灰度量系数。可以发现,较大的注入流量会在尾焰四周区域形成浓度较高的完全气溶胶遮蔽层,近乎完全地屏蔽了尾焰垂直喷射方向的辐射能量;当粒子浓度无法形成

完全的气溶胶遮蔽层时,固体粒子会使尾焰的辐射投影面积增大,从而增加尾焰的辐射强度。气溶胶沿喷射方向的辐射抑制效果受注入流量的影响较小,这表明粒子的扩散运动使尾焰尾部区域的粒子浓度较小,且随注入流量的增加增长缓慢。

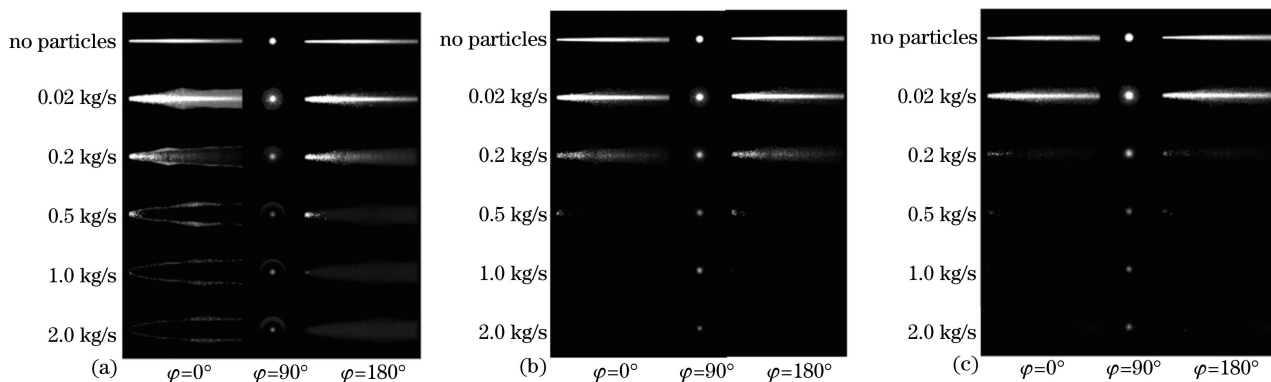


图 13 不同粒子流量的尾焰红外仿真图像(直径为 $3 \mu\text{m}$)。(a)短波;(b)中波;(c)长波

Fig. 13 Infrared simulation images of exhaust plumes with different particle flow rates (diameter is $3 \mu\text{m}$).

(a) Short waveband; (b) medium waveband; (c) long waveband

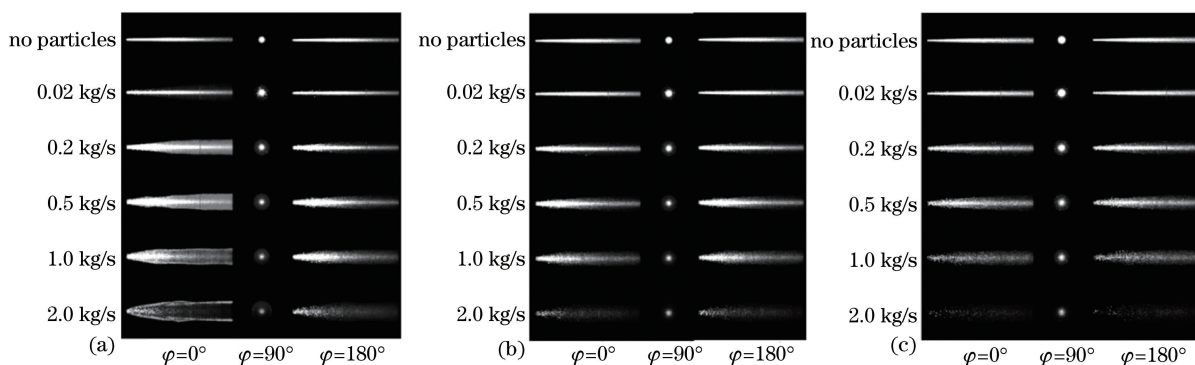


图 14 不同粒子流量的尾焰红外仿真图像(直径为 $10 \mu\text{m}$)。(a)短波;(b)中波;(c)长波

Fig. 14 Infrared simulation images of exhaust plumes with different particle flow rates (diameter is $10 \mu\text{m}$).

(a) Short waveband; (b) medium waveband; (c) long waveband

4.3 粒子复折射率的辐射抑制影响规律

不同粒子复折射率的尾焰辐射抑制率随探测角度的变化情况如图 15 和图 16 所示。可以发现,粒子吸收截面随复折射率虚部 k 的增大呈先增大后减小的趋势,辐射抑制率基本表现为随粒子吸收截

面增大而降低的规律。在能够形成高浓度完全气溶胶遮蔽层的情况下,不同复折射率粒子在短波和中波谱段均能表现出辐射抑制能力;其他情况下,粒子吸收截面较小时也能对尾焰辐射进行正向抑制,粒子吸收截面较大时会额外增加尾焰的红外辐射强

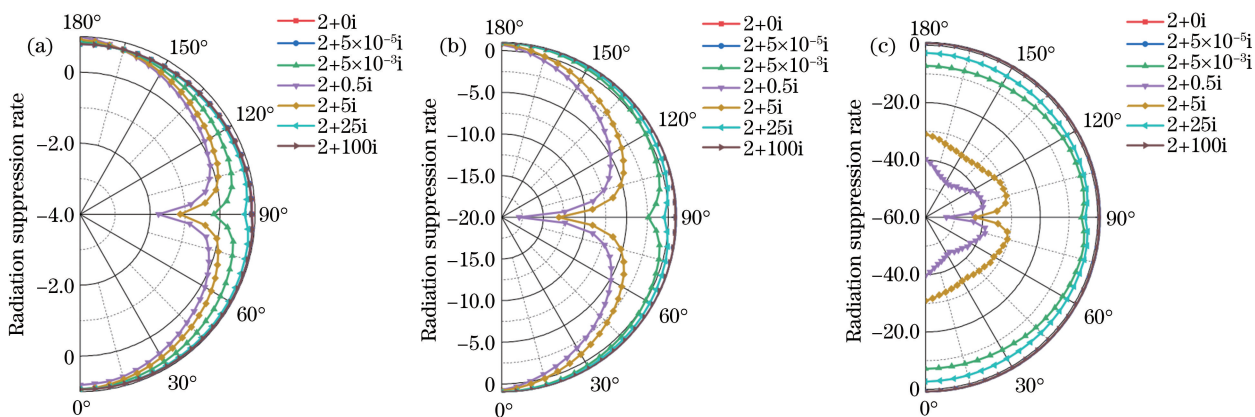


图 15 不同粒子复折射率的红外辐射抑制率(直径为 $3 \mu\text{m}$)。(a)短波;(b)中波;(c)长波

Fig. 15 Infrared radiation suppression rate with different particle complex refractive indexes (diameter is $3 \mu\text{m}$).

(a) Short waveband; (b) medium waveband; (c) long waveband

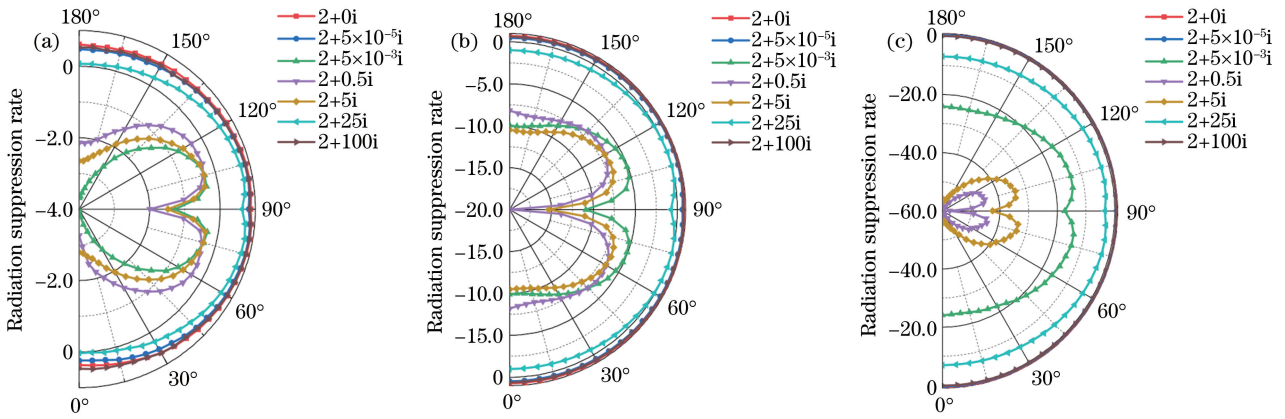


图 16 不同粒子复折射率的红外辐射抑制率(直径为 $10 \mu\text{m}$)。 (a)短波; (b)中波; (c)长波

Fig. 16 Infrared radiation suppression rate with different particle complex refractive indexes (diameter is $10 \mu\text{m}$).

(a) Short waveband; (b) medium waveband; (c) long waveband

度。综上所述,当粒子的吸收截面较大或浓度较低时,气溶胶整体表现为发射特性,从而额外增加尾焰的辐射强度;当粒子的吸收截面较小且浓度较高时,气溶胶整体表现为吸收特性,从而减少尾焰的辐射强度。

图 17 和图 18 为不同粒子复折射率的尾焰红外仿真图像,同一波段图像采用了相同的灰度量系数。可以发现,直径为 $3 \mu\text{m}$ 的粒子在尾焰四周区域形成的完全气溶胶辐射遮蔽层能在短波和中波谱

段抑制尾焰核心高温区域垂直喷射方向的辐射能量,长波波段粒子被加热后产生的自发辐射也会随吸收截面的增大而增强。直径为 $10 \mu\text{m}$ 的粒子在尾焰四周区域无法形成完全气溶胶遮蔽层,垂直喷射方向的仿真图像中存在尾焰核心高温区域的高亮图像,加热后的粒子也明显增大了尾焰的投影面积。在粒子扩散作用的影响下,尾焰尾部区域的粒子浓度始终较低,气溶胶的辐射抑制效果较弱,尾焰在喷射方向的仿真图像中也更清晰。

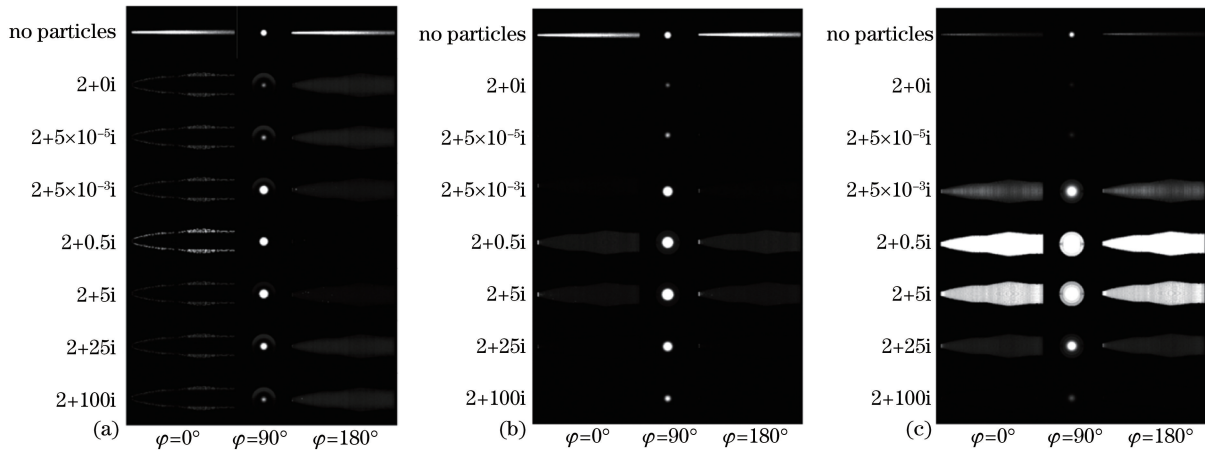


图 17 不同粒子复折射率的尾焰红外仿真图像(直径为 $3 \mu\text{m}$)。 (a)短波; (b)中波; (c)长波

Fig. 17 Infrared simulation images of exhaust plumes with different particle complex refractive indexes (diameter is $3 \mu\text{m}$).

(a) Short waveband; (b) medium waveband; (c) long waveband

通过计算尾焰的光谱辐射强度分析了固体粒子的辐射抑制机理,由于粒子的吸收截面随复折射率虚部的变化表现为先增大后减小的趋势,因此仅考虑复折射率为 $2+0i$, $2+5 \times 10^{-5}i$, $2+5 \times 10^{-3}i$, $2+0.5i$ 以及无粒子影响五种情况下不同粒子直径的仿真计算结果,如图 19 和图 20 所示。可以发现,不存在固体粒子气溶胶时,尾焰的光谱辐射特性主要表

现为气体的光谱选择性,辐射能量集中在 H_2O 和 CO_2 分子的短波和中波强吸收谱带,非吸收谱带基本不存在辐射能量贡献。飞行状态下喷射出的固体粒子驻留能力较弱,难以在尾焰四周形成高浓度的完全辐射遮蔽层,尾焰中心区域的气压低于周围环境气压,使固体粒子在喷射过程中具有向内运动的趋势,导致粒子集中分布在尾焰中心高温区域,具有

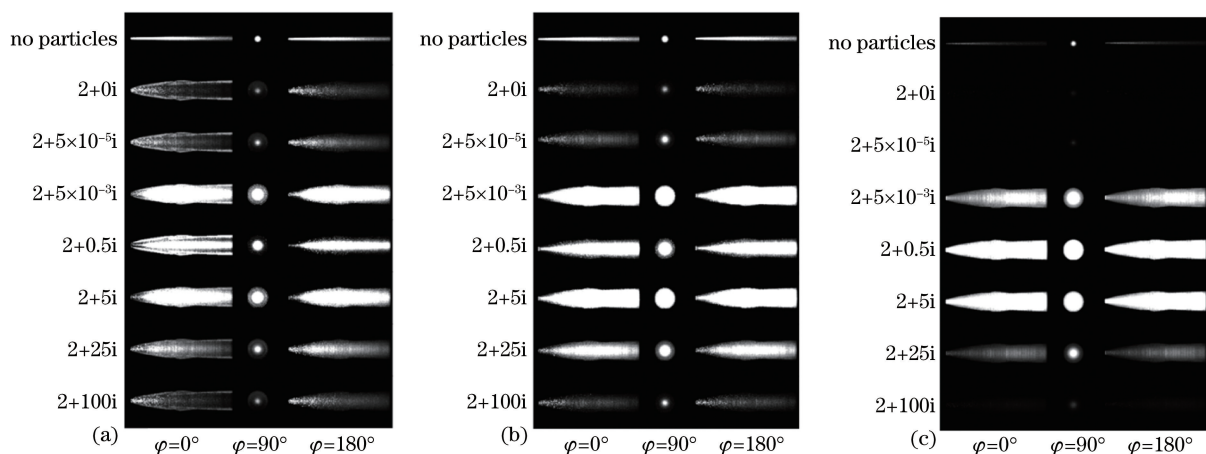


图 18 不同粒子复折射率的尾焰红外仿真图像(直径为 $10 \mu\text{m}$)。 (a)短波; (b)中波; (c)长波

Fig. 18 Infrared simulation images of exhaust plumes with different particle complex refractive indexes (diameter is $10 \mu\text{m}$).

(a) Short waveband; (b) medium waveband; (c) long waveband

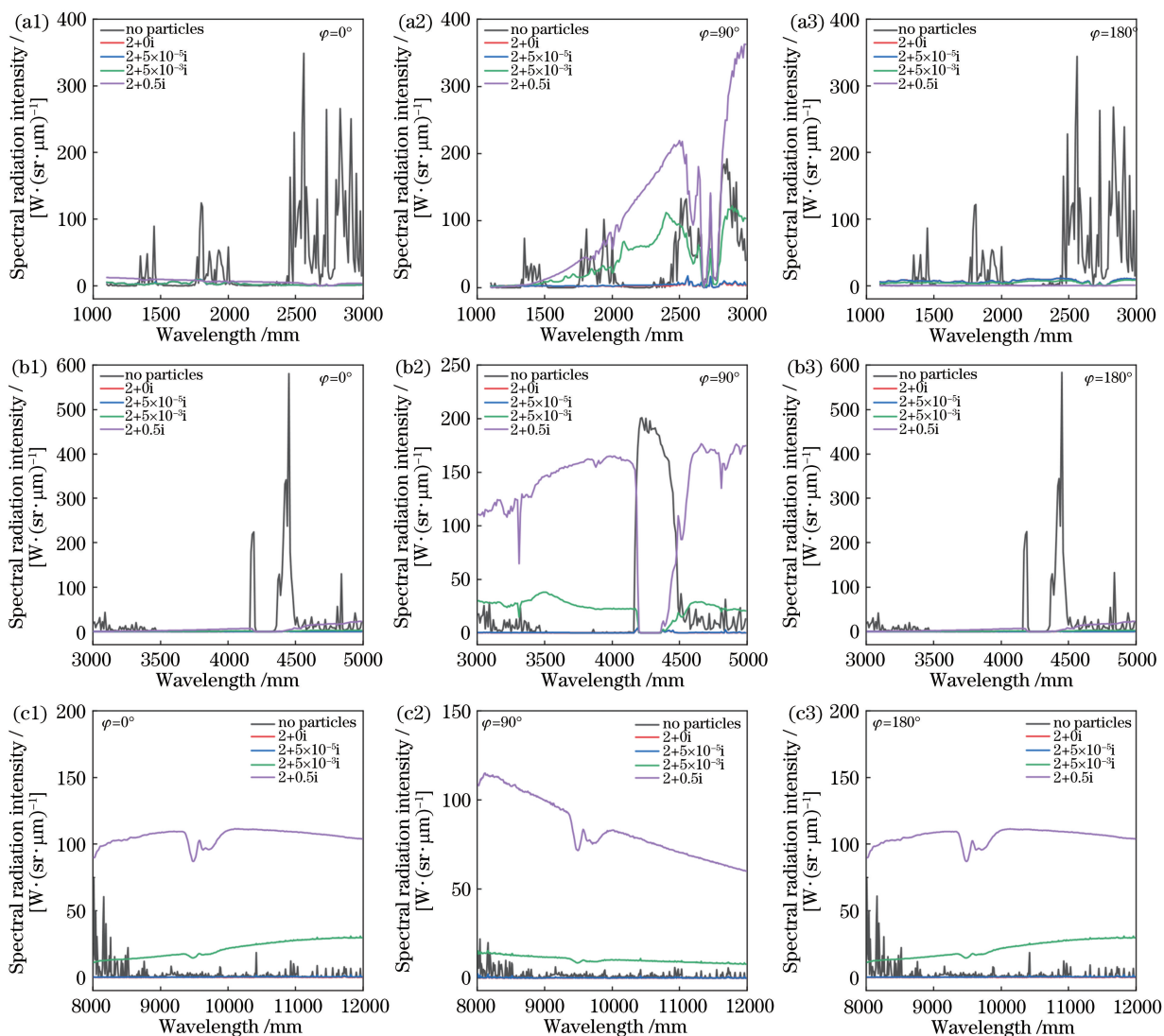


图 19 不同粒子复折射率的光谱辐射强度(直径为 $3 \mu\text{m}$)。 (a)短波; (b)中波; (c)长波

Fig. 19 Spectral radiation intensity with different particle complex refractive indexes (diameter is $3 \mu\text{m}$).

(a) Short waveband; (b) medium waveband; (c) long waveband

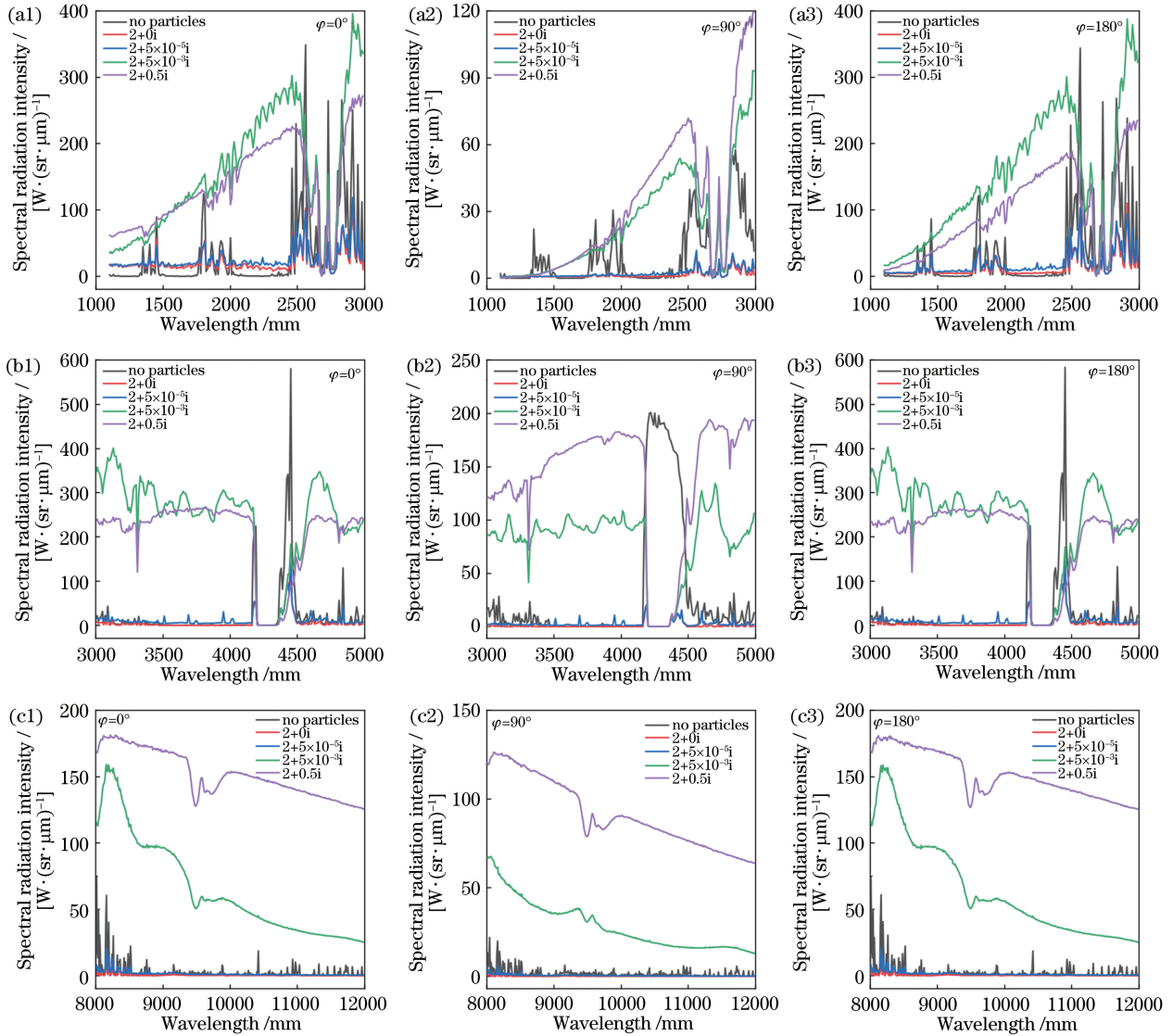


图 20 不同粒子复折射率的光谱辐射强度(直径为 $10 \mu\text{m}$)。(a)短波;(b)中波;(c)长波

Fig. 20 Spectral radiation intensity with different particle complex refractive indexes (diameter is $10 \mu\text{m}$).

(a) Short waveband; (b) medium waveband; (c) long waveband

更强的热辐射能力。固体粒子具有全谱段发射与吸收特性,增大吸收截面可以增强粒子在气体吸收谱段的辐射吸收能力,抑制尾焰中气体分子的辐射能量贡献,这部分抑制能力随粒子吸收截面的增大而增加;固体粒子的发射光谱连续性也会在气体非吸收谱段产生辐射能量贡献,这部分非气体吸收谱段的辐射能量随吸收截面的增大而增加;固体粒子在整个探测谱段的辐射抑制能力是上述两种现象的加权叠加。当气溶胶中固体粒子浓度较高且温度较低时,固体粒子在非气体吸收谱段的自发热辐射能量低于其吸收的气体分子吸收谱段辐射能量,对尾焰具有辐射抑制能力,光谱辐射强度在探测谱段内近似均匀分布;当气溶胶中固体粒子浓度较低且温度

较高时,固体粒子在非气体吸收谱段的自发热辐射能量高于其吸收的气体分子吸收谱段辐射能量,从而增强尾焰辐射能量,此时固体粒子不具备辐射抑制能力,光谱辐射强度分布在非气体吸收谱段且服从固体粒子自发热辐射光谱特性,在气体吸收谱段基本被全部抑制。

5 结 论

仿真分析了固体粒子气溶胶对飞机尾焰红外辐射的抑制效果,建立了气固两相尾焰的红外辐射特性仿真模型,并采用光线跟踪方法计算了尾焰红外辐射强度和辐射抑制率。给出了尾焰流场仿真计算条件,建立了红外多谱段空基探测仿真场景,并对固

体粒子的辐射抑制率主要影响因素进行了分析。对不同参数固体粒子气溶胶的飞机尾焰红外多谱段辐射抑制能力进行了研究,实验结果表明:当粒子流量相同时,粒子直径越小,辐射抑制能力越强;当粒子直径相同时,粒子流量越大,辐射抑制能力越强。在气体吸收谱段,粒子复折射率对应的吸收截面增大会增强辐射抑制能力;在非气体吸收谱段,吸收截面增大会降低辐射抑制能力,固体粒子对整个探测谱段的辐射抑制能力是这两种抑制变化现象的加权叠加。下一步工作需要以实验形成的仿真模型、计算方法、实验流程等理论为基础,开展相应场景下数字仿真平台的研发,为相关固体粒子气溶胶飞机尾焰红外隐身系统的分析、设计、评估工作提供工具支撑。

参 考 文 献

- [1] Liu G M, Deng H F, Wang W H. Summarization on aerosol suppression of infrared radiation[J]. *Laser & Infrared*, 2014, 44(10): 1079-1085.
刘光猛, 邓海飞, 汪卫华. 气溶胶抑制红外辐射研究综述[J]. *激光与红外*, 2014, 44(10): 1079-1085.
- [2] Jacobson S, Weisrose S, Lindner M, et al. IR group activities at the Israel aircraft industries[J]. *Proceedings of SPIE*, 1987, 0819: 139-149.
- [3] Weisrose S A, Davidson R, Lindner M, et al. Aerosol effects on jet-engine IR radiation[J]. *Proceedings of SPIE*, 1988, 0972: 144-160.
- [4] Zhang J Y, Chang H P, Chen X B, et al. Experiment on infrared suppression characteristics of thermojet with powder aerosol[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2006, 27(4): 326-330.
张净玉, 常海萍, 陈雄兵, 等. 粉末气溶胶抑制热喷流红外辐射特性实验[J]. *推进技术*, 2006, 27(4): 326-330.
- [5] Zhang J Y, Chang H P, Wang H Y. Numerical simulation on infrared radiation suppressant of hot exhaust with the spherical particles [J]. *Journal of Aerospace Power*, 2009, 24(6): 1211-1218.
张净玉, 常海萍, 王慧元. 球形离散颗粒抑制尾喷流红外辐射传输数值模拟[J]. *航空动力学报*, 2009, 24(6): 1211-1218.
- [6] Gao X. Investigation on the infrared radiation and radar scattering characteristics of aircraft and engine [D]. Xi'an: Northwestern Polytechnical University, 2016: 61-76.
高翔. 飞行器/排气系统红外辐射及电磁散射特性数值研究[D]. 西安: 西北工业大学, 2016: 61-76.
- [7] Rothman L S, Gordon I E, Barber R J, et al. HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2010, 111(15): 2139-2150.
- [8] Mei F, Jiang Y, Chen S G, et al. Experimental verification for line by line prediction model of gas absorption [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(3): 0330002.
梅飞, 江勇, 陈世国, 等. 一种气体吸收的逐线计算模型及其实验验证[J]. *光学学报*, 2012, 32(3): 0330002.
- [9] Hong D. Mie-scattering calculation [J]. *Applied Optics*, 2004, 43(9): 1951-1956.
- [10] Hunter B, Guo Z X. A new and simple technique to normalize the HG phase function for conserving scattered energy and asymmetry factor [J]. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 2014, 65(3): 195-217.
- [11] Yang C P, Wu J, Leng J. Evaluation of the asymmetry factor in the radiative transfer equation [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2006, 35(z4): 483-487.
杨春平, 吴健, 冷杰. 辐射传输方程中非对称因子的估算[J]. *红外与激光工程*, 2006, 35(z4): 483-487.