

文章编号: 1000-8055(2009)06-1211-08

球形离散颗粒抑制尾喷流红外辐射传输 数值模拟

张净玉, 常海萍, 王慧元

(南京航空航天大学 能源与动力学院, 南京 210016)

摘 要: 以气溶胶烟雾红外抑制技术为背景, 以 Mie 散射理论为基础, 利用 Fluent 软件计算获得气固两相流场, 采用射线追踪法(RTANM)编制红外辐射传输计算程序开展了球形固体微粒环尾喷流喷射抑制喷流红外辐射传输数值模拟研究. 研究参数主要考虑颗粒本身的光学特性以及颗粒在喷流射流中的扩散规律对抑制效果的影响. 研究表明, 各种影响因素中粒径对红外抑制率的影响最为显著, $3\sim 5\mu\text{m}$ 范围内粒径在 $1.0\mu\text{m}$ 左右最佳.

关 键 词: 红外辐射传输; 气溶胶; 射线追踪法; 红外抑制; 数值计算

中图分类号: V218

文献标识码: A

Numerical simulation on infrared radiation suppressant of hot exhaust with the spherical particles

ZHANG Jing-yu, CHANG Hai-ping, WANG Hui-yuan

(College of Energy and Power Engineering,

Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: Based on aerosol infrared radiation (IR) stealth technique, the characteristics of IR suppressant ($3\sim 5\mu\text{m}$) on hot exhausts with spherical particles has been numerically investigated. The extinction characteristic parameters including extinction efficiency factor and asymmetry factor were calculated based on Mie scattering theory, which is decided by diameter parameter and complex index of refraction. The flow field was achieved by Fluent software, and IR radiation intensity of the target was calculated by ray-tracing-method. The parameters investigated include diameter parameter, complex index of refraction, concentration of the particles, injection velocity of the particles and coefficient of heat conduction of the particles. The results show that IR suppressant affected by the diameter parameter of discrete particles is the most prominent. And the best IR suppressant exists when the diameter of particles is in the range of $1.0\mu\text{m}$.

Key words: infrared radiation (IR) transmission; aerosol; ray-tracing-method;
IR suppressant; numerical simulation

所谓气溶胶红外抑制技术就是利用悬浮的粒子对入射的激光、红外和可见光的散射和吸收作用,即光学理论中的消光效应,达到抑制红外辐射能量传输的效果.目前该技术作为针对飞机尾后

红外抑制的一种有效技术,已在少数军事大国得到实际应用.

上世纪 60 年代末,美国空军开展了在飞机后喷射烟云的方法来衰减红外辐射的试验研究.^[70]

收稿日期: 2008-05-08; 修订日期: 2009-04-30

作者简介: 张净玉(1973-),女,贵州平坝人,副教授,博士,主要从事传热传质方向的研究.

年代,美国陆军开始考虑烟幕粒子的消光机理。到70年代末,美国鲍林空军基地开展用气溶胶吸收和散射热喷流的红外辐射研究,结果表明在相同的红外抑制量下,碳粉需要量远小于 N_2O 的量。80年代,以色列航空工业部门在模型发动机尾喷流四周喷射碳粒,结果显示对尾喷口的红外抑制最高可达85%以上^[1]。

国内这方面研究开展相对较迟,近年许多学者针对离散颗粒散射、消光特性开展了大量研究,但多数研究集中在大气可见光波段;有关粒子高温热辐射的研究则主要针对锅炉炉膛中高温烟气的热辐射特性^[2-3];文献[4]从光散射角度理论分析了粉末气溶胶的光学消光特性;文献[5-6]就某种材料气溶胶抑制热喷流和喷口红外辐射开展了初步试验研究。

本文针对3~5 μm 中红外波段,从影响气溶胶颗粒抑制尾喷流红外辐射传输的主要影响因素分析入手,开展数值模拟研究,分析探讨了一些主要因素对抑制效果的影响规律,为颗粒选材及进一步开展研究提供指导。

1 数值研究方法

从颗粒的消光光学特性研究入手,以Mie散射理论为基础获得数值计算所需的微粒消光参数。气固两相高温喷流的温度场、离散颗粒浓度场以及气体组分分布利用Fluent软件计算获得,两相喷流(含热空腔)红外辐射传输的计算基于射线追踪法(RTANM)编制三维程序求解,其中连续相的透过率计算模型是参考NASA报告推荐的基于Curis-Godson近似的谱带模型计算获得。

1.1 球形离散颗粒的消光参数的计算

目前研究成果已经能够对球形粒子散射进行精确求解,求解的算法也很多,其中Mie理论是粒子散射研究的经典理论,可以对所有属于米散射范围的光滑球形粒子进行精确求解。根据经典Mie散射理论^[7],球形颗粒的消光效率因子 Q_{ext} 、散射效率因子 Q_{sca} 定义如下, a_n 和 b_n 称为Mie系数

$$\begin{cases} Q_{ext} = \frac{2}{\chi^2} \sum_n (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \\ Q_{sca} = \frac{2}{\chi^2} \sum_n (2n+1) \left(|a_n|^2 + |b_n|^2 \right) \\ a_n = \frac{\Psi_n(\chi) \Psi_n'(\chi) - m \Psi_n'(\chi) \Psi_n(\chi)}{\xi_n(\chi) \Psi_n'(\chi) - m \xi_n'(\chi) \Psi_n(\chi)} \\ b_n = \frac{m \Psi_n(\chi) \Psi_n'(\chi) - \Psi_n'(\chi) \Psi_n(\chi)}{m \xi_n(\chi) \Psi_n'(\chi) - \xi_n'(\chi) \Psi_n(\chi)} \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} a_n = \frac{\Psi_n(\chi) \Psi_n'(\chi) - m \Psi_n'(\chi) \Psi_n(\chi)}{\xi_n(\chi) \Psi_n'(\chi) - m \xi_n'(\chi) \Psi_n(\chi)} \\ b_n = \frac{m \Psi_n(\chi) \Psi_n'(\chi) - \Psi_n'(\chi) \Psi_n(\chi)}{m \xi_n(\chi) \Psi_n'(\chi) - \xi_n'(\chi) \Psi_n(\chi)} \end{cases} \quad (2)$$

式中粒径参数 $\chi = 2\pi r/\lambda$, r 是颗粒半径;颗粒复折射率 $m = n - ik$ (n 代表电磁波的折射率, k 代表电磁波的衰减,反映颗粒的吸收特性); $\xi_n = \Psi_n - i\eta_n$; Ψ_n 及 η_n 为Ricatti贝塞尔函数。

此外非对称因子 C (反映颗粒散射强度随角度变化的参数)定义为相位函数在前向(0° 角方向)投影值沿整个球面积分

$$C = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi P(\theta) \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi \quad (3)$$

其中 θ 为散射角(散射方向与入射方向间的夹角)、 $P(\theta)$ 为散射相函数。 C 的取值范围从-1(最大后向散射)到1(最大前向散射)。

1.2 气固两相热喷流流场的计算

利用Fluent商业软件计算获得含离散颗粒的热喷流温度场、连续相组分浓度场及离散相(颗粒)浓度场。

气体吸收系数采用组分模型中的灰气体加权平均模型(WSGGM)计算,散射相函数中的非对称因子 C 由Mie理论计算带入。喷管出口成分按煤油完全燃烧计算获得,主要考虑 CO_2 、 H_2O 、 O_2 和 N_2 ,选择组分输运模型。辐射模型选择可以考虑离散颗粒辐射、散射同时适用于任何的光学深度的(Discrete ordinate method,简称DOM)模型。离散相计算模型采用考虑了颗粒的脉动所引起的湍流扩散或湍流弥散的随机轨道模型,颗粒随机轨道用Monte-Carlo法求解。

1.3 含离散颗粒热喷流红外辐射传输的计算

选择RTANM辐射传递法作为基本求解方法。假设辐射能在气体中沿 s 方向传播,沿 s 方向取一个小圆柱体,其底面积为 dA ,长度为 dS 。设在入射端通过 dA 的光谱辐射亮度为 L_v ,在出射端为 $L_v + dL_v$ (如图1)。总衰减量可按Beer-Bouguer-Lambert定律^[8]计算

$$dL_v = -C_v N L_v dS + j_v N dS \quad (4)$$

其中 $C_v L_v N dS$ 项是由吸收和散射引起的衰减量; $j_v N dS$ 项是由气体自身的辐射及散射在 s 方向引起的增量; C_v 是光谱衰减截面; N 是分子数(粒子数)密度; L 是辐射亮度。式(4)经推导可得

$$L_v^S = \left\{ \left[(L_v^0 \cdot \tau_0 + J_v^1 (1 - \tau_0)) \cdot \tau_1 + J_v^2 (1 - \tau_1) \right] \tau_2 + \dots \right\} \tau_n \quad (5)$$

其中源函数 $J_v = j_v / C_v$,与气体的辐射及散射有关,具有与光谱亮度同样的量纲; τ 是计算单元体

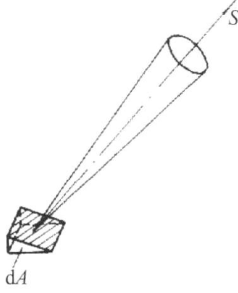


图 1 辐射亮度定义示意图

Fig. 1 Sketch of radiance

的透过率,基本定义为 $\tau_v = \exp \left[\int_{C_v} N dS \right]$.

对于连续相,通常热喷流中气体分子对入射辐射产生的散射份额是比较小的,源函数 J_v 将只考虑高温气体分子的辐射,略去气体分子散射在传输方向引起的辐射增量.热喷流(连续相)辐射亮度 L 可以通过普朗克定理求解.

当气体介质中含有离散相颗粒时,考虑不改变(5)式的基本形式,将颗粒相对辐射传输的影响添加进源函数及透过率的计算中.这时源函数 J 不仅是计算单元内气体介质的辐射,还包括单元体内颗粒自身辐射以及四周计算单元体内颗粒通过散射进入计算单元体的辐射

$$J_{0,\lambda} = \left(\frac{\varepsilon}{\pi} + \frac{3\rho_p \varepsilon}{2v\pi\rho} \right) \frac{c_1}{\lambda^5 \left(e^{c_2/\lambda T} - 1 \right)} + \frac{\alpha}{4\pi} \int_{L\lambda} \Phi(\theta) d\Omega \quad (6)$$

其中 $\Phi(\theta)$ 是相函数,和前面提到的球形颗粒相函数 $P(\theta)$ 的定义有所不同, $P(\theta)$ 是对单颗粒而言的,而 $\Phi(\theta)$ 是介质(计算单元体)的相函数,选择 Delta-Eddington 相函数表达式求解; ε 是发射率; α 是计算单元体内颗粒群的散射系数,按稀疏颗粒群计算 $\sigma = \pi r^2 Q_{sca} N$ (单位: cm^{-1}); λ 表示入射波长; ρ 为颗粒材料密度(单位: kg/m^3); ρ_p 为颗粒质量浓度(单位: kg/m^3); 下标 p 表示离散颗粒.

计算单元体内的透过率分连续相和离散相两部分考虑,既 $\tau_\lambda = \tau_{g,\lambda} \cdot \tau_{p,\lambda}$, 其中 $\tau_{g,\lambda}$ 是气体的光谱透过率, $\tau_{p,\lambda}$ 是离散相的光谱透过率.

对于连续相部分,在中远红外波段具有强吸收带的气体分子主要是 CO_2 和 H_2O 分子.其透过率采用 NASA 推荐的基于 Curis-Godson 近似的谱带模型计算,其基本思路是设法找出大气参数的一组等效值,使这组等效值产生的吸收与真正路程的吸收相近^[9].对于离散相,其透过率可根据 Lambert-beer 定律 $\tau_p = e^{-\gamma}$ (γ 为颗粒群的消

光系数; l 为光学厚度),进一步可得: $\tau_p = e^{-\rho_p \frac{3Q_{ext} l}{4\pi r}}$.

1.4 热空腔-喷气流辐射强度计算^[10]

热空腔-喷气流辐射强度由两部分叠加: $I = I_n \cdot \tau_e + I_e$ (I_n 是热空腔的辐射强度, τ_e 是喷口到测试点的火焰透过率, I_e 是喷气流的辐射强度).

喷气流的辐射强度 $I_e = HL^2 / \tau_a$, τ_a 为热喷流边界到测试点的大气透过率; H 是热喷流距离喷口 L 处的辐射照度,计算表达式如下:

$$H = \sum \sum \sum L_v^i (\tau_v^{-1} - \tau_v) \cos \theta \Delta v \Delta \Omega \quad (7)$$

其中 Ω 为喷气流对观测点所包的立体角, θ 为 $d\Omega$ 中心线与观测面法线的夹角, i 为沿射线方向计算 τ 时的分段数, v 为波数.

热空腔的辐射强度采用下式计算可表达为

$$I_n = \sum \sum \left[\varepsilon L_v^0 \tau_v^0 + \sum L_v^0 (\tau_v^{-1} - \tau_v) \cdot \Delta v_j \right] \cdot \Delta A_k \cos \alpha_k \quad (8)$$

其中 ε 为腔壁的有效发射率, i 同上, j 为波数范围, k 为喷口截面所分的 ΔA 的数目).

2 计算模型及研究参数

两相流场计算域为 45° 的扇形区域,辐射传输计算时还原为 360° 喷管包括了两段平直内、外涵道壁面,内、外涵道进口选择流量进口.内涵流量 0.4273 kg/s 、直径 210 mm 、气流总温 850 K ;外涵流量 0.2992 kg/s 、直径 273 mm 、气流总温 400 K .两侧扇面为周期边界,喷管以外其它边界均按压力出口(常压)计算(如图 2).3 个离散颗粒喷射点均布在外涵出口处.图 3 是计算域扇形中截面速度分布图,射流核心区长度比按单涵道自由射流的理论计算值略长,接近 7 倍喷管直径(外涵),总的计算域轴向长度超过核心区 2 倍以上,射流在 x 方向自由发展,计算域出口没有回流.

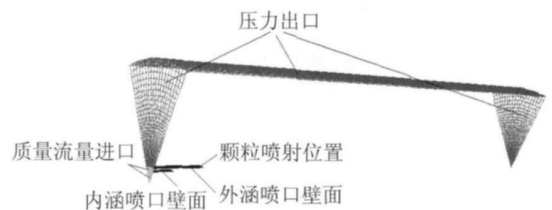


图 2 计算模型示意图

Fig. 2 Scheme of calculation

通过理论分析将影响因素分为两类:其一,从电磁辐射理论出发,考虑球形粒子对入射辐射的消光特性(吸收、散射),主要的影响参数为粒径参

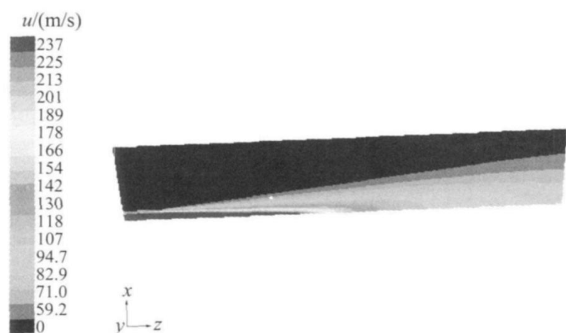


图3 速度场分布图(z轴为流向)

Fig. 3 Velocity field at middle section

数和颗粒的复折射率;其二,从气固两相流的流动换热机理出发,颗粒的粒径、热物性参数、喷射量、喷射速度、喷射位置的布置等均会对抑制规律产生不同程度的影响。

3 计算结果分析

考虑喷口尾后 $0^\circ \sim 90^\circ$ 范围内,每隔 5° 计算一次辐射强度。红外抑制率 η 定义如下:

$$\eta = (I_0 - I_p) / I_0 \quad (9)$$

其中 I_0 是没有喷射颗粒的辐射强度; I_p 是喷射颗粒后的辐射强度。计算方位角如图4所示。

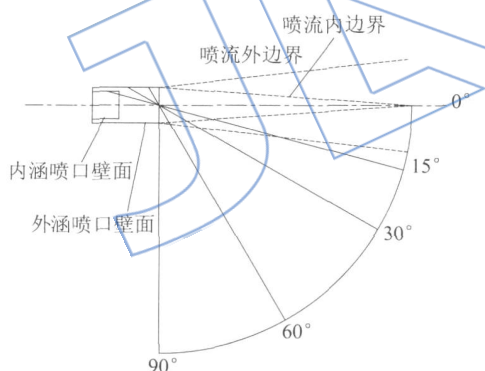


图4 计算角度示意图

Fig. 4 Sketch of calculation angle

3.1 颗粒粒径的影响规律

颗粒粒径对抑制热喷流(含热空腔)辐射传输的影响主要通过以下几个方面体现:首先,质量浓度一定,粒径的改变直接导致流场中颗粒数的变化,从而影响沿程透过率的计算结果。其次,入射波长一定,粒径的变化改变了散射相函数以及颗粒消光效率因子 Q_{ext} 。此外,在紊流流场中,颗粒的运动与紊流脉动能量密不可分,这种能量的对比中颗粒自身的重量是非常重要的:颗粒粒径改变后,使得单个粒子的重量发生变化,结果自然会

使其在喷流中的扩散进程发生一定程度的改变,同时由于消耗了流体的脉动能量,对喷流自身的扩散也会有不同程度的影响。

图5是不同粒径下,距离喷口出口 $5D$ 的喷流横截面上颗粒的质量浓度 ρ_p 分布图,横坐标的0代表喷流中心点。可见粒径较小时,颗粒层越靠近喷流核心区,即向核心区扩散得快;同时颗粒层的厚度较大粒径时小,质量浓度分布更均匀。这应该这是由于颗粒粒径越大,惯性越大,越不易向喷流核心区扩散。由于颗粒受气流加热温升后,自身亦要向外辐射能量,因此从扩散规律看,颗粒过早卷吸进喷流高温核心区,是不利于抑制喷流红外辐射的;另一方面,颗粒层过宽且浓度不均也是不利的。

图6和图7是不同复折射率虚部下颗粒消光效率因子 Q_{ext} 和非对称因子 C 随粒径的变化规律。 Q_{ext} 是反映颗粒对入射光散射、吸收所引起入射光在入射方向上总的衰减效果的参数,显然消光效率因子越大,透过率越小,越有利于红外抑制;而 C 越小,表明前向散射越少,理论上更有利于减少入射辐射沿入射方向的传播;当 $C < 0$ 时,即后向散射比例高于前向散射,是有利于抑制入射辐射传输的。图6和图7显示获得最大的 Q_{ext} 与最小的 C 的粒径并不完全一致,前者粒径在 $3\mu\text{m}$ 左右,后者在 $0.5 \sim 1\mu\text{m}$ 范围内。

可见对于一定的波长范围,必存在一个最佳粒径使红外抑制率最高。图8是不同粒径下辐射强度抑制率随角度的变化图:显然针对 $3 \sim 5\mu\text{m}$ 波段,这个最佳值大约在 $1.0\mu\text{m}$ 左右。此外,粒径小于 $1.0\mu\text{m}$ 后,随粒径的减小,抑制率变化不大,总体抑制率高于较大粒径的情况;而粒径大于 $1.0\mu\text{m}$ 后,随粒径的增大,红外抑制率显著下降。

由图8还可见,抑制率随探测角度的增大,总体上是不断降低的,在 90° 时达到最低。这与实验测得的现象相似^[5]:一方面由于小角度测量时,射线穿过的颗粒层厚度相对较厚,随着角度增大,射线穿过的颗粒层不断变薄;另一方面由于颗粒是从环喷口的离散喷嘴喷出的,喷嘴之间有一个间距,从喷嘴喷出的离散颗粒需要经过一段轴向距离后才能在周向连成一个包裹在热喷流外的颗粒层,因而 50° 后红外抑制率下降非常快。

3.2 复折射率的影响规律

图9和图10分别是消光效率因子和非对称因子随复折射率实部的变化曲线。当 n 较小时 ($n < 4$), Q_{ext} 随 n 增大都有一个波动起伏的过程,

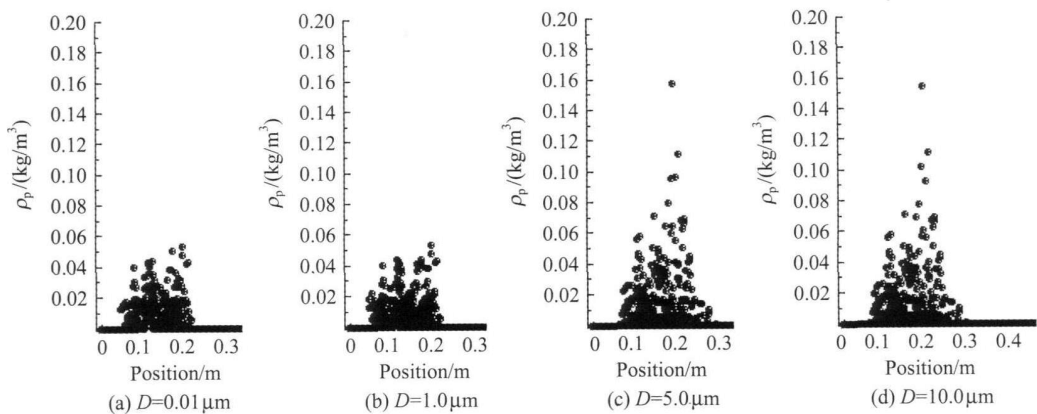


图 5 距喷口 5D 扇形截面颗粒体积浓度

Fig. 5 Concentration of the particles at section $z = 5D$

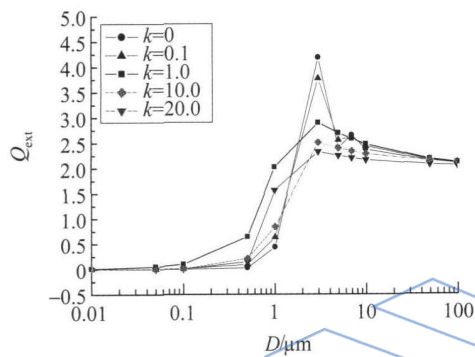


图 6 消光效率因子随粒径变化规律 ($n=2.0$)

Fig. 6 Effect of diameter on Q_{ext} ($n=2.0$)

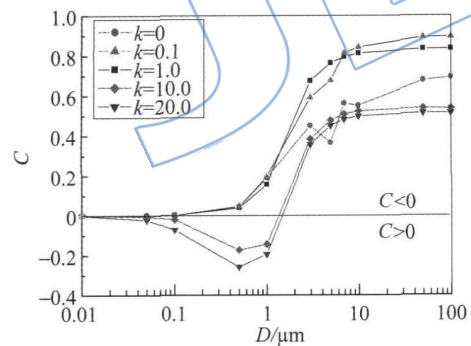


图 7 非对称因子随粒径变化规律 ($n=2.0$)

Fig. 7 Effect of diameter on C ($n=2.0$)

当 n 继续增大, Q_{ext} 随 n 增大的变化趋于平缓, 略有下降. C 在不同粒径下随 n 的变化不尽相同: 较小的粒径 ($0.1 \mu\text{m}$) 显然接近瑞利散射, 前、后向散射基本对称 (既 $C \approx 0$), n 的变化对其影响不大; 较大粒径的颗粒, 更倾向选择较大的实部. 图 11 是抑制率随 n 的变化曲线: 计算参数范围内抑制率随 n 的变化不是十分明显, 总体 $n=5.0$ 时抑制率相对最高.

事实上, 复折射率的虚部增大, 意味着吸收性

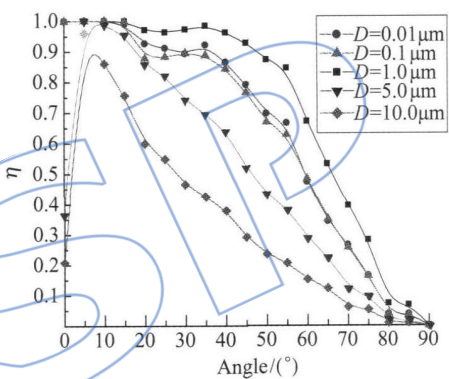


图 8 辐射强度抑制率随角度的变化图

Fig. 8 Effect of diameter on the ratio of suppressant

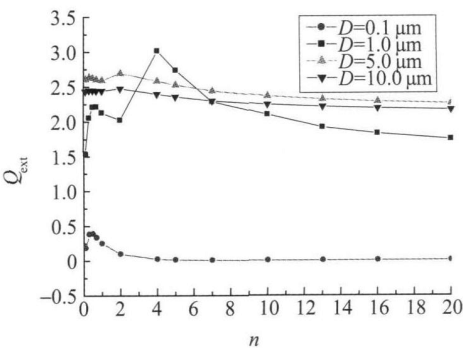


图 9 消光效率因子随复折射率实部变化规律

($k=1.0$)

Fig. 9 Effect of the real part of complex index of refraction on Q_{ext} ($k=1.0$)

增强, 同时粒子的反射及穿透相对减少, 但对不经过粒子内部的衍射影响不大. 图 12 和图 13 分别是 Q_{ext} 和 C 随 k 的变化曲线. 可见不同粒径下 k 值对 Q_{ext} 的影响存在一个比较明显的峰值: 峰值大约都在 $k=1.0 \sim 3.0$ 之间. 除 $D=1.0 \mu\text{m}$ ($\chi \approx 1.0$), Q_{ext} 随 k 值起伏非常大外, Q_{ext} 峰值前后随 k

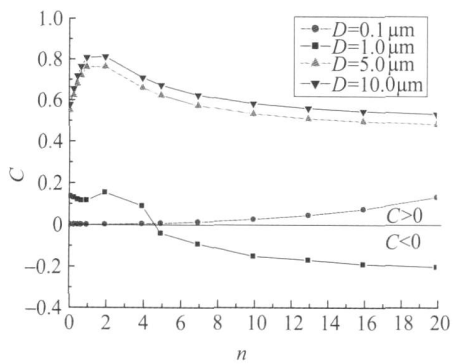


图 10 非对称因子随复折射率实部变化规律
($k=1.0$)

Fig. 10 Effect of the real part of complex index of refraction on C
($k=1.0$)

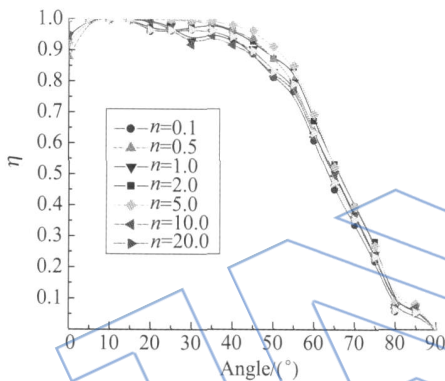


图 11 不同复折射率实部下辐射强度抑制率随角度的变化曲线图

Fig. 11 Effect of the real part of complex index of refraction on the ratio of suppressant

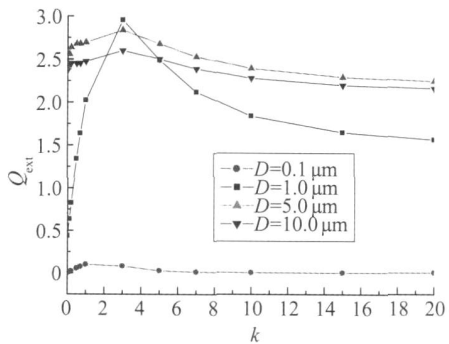


图 12 消光效率因子随复折射率虚部变化规律
($n=2.0$)

Fig. 12 Effect of the imaginary part of complex index of refraction on Q_{ext}
($n=2.0$)

值变化不大,足见粒径对消光特性的影响是非常显著而复杂的. C 随 k 的变化,同样存在一个明显的峰值,峰值基本都在 $k=0.5$ 左右.越过峰值后,前向散射随 k 值的增大显著下降.同样粒径较小时, $C \approx 0$,前、后向散射基本均匀.

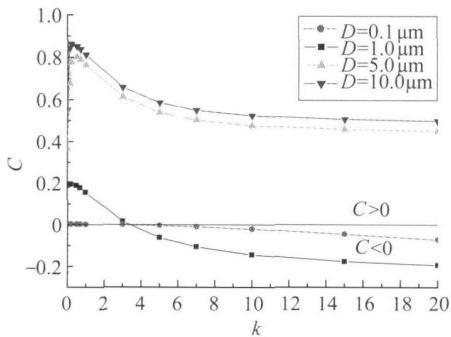


图 13 非对称因子随复折射率虚部变化规律
($n=2.0$)

Fig. 13 Effect of the imaginary part of complex index of refraction on C
($n=2.0$)

图 14 是红外抑制率随复折射率虚部 k 的变化曲线图.显然抑制率随 k 的变化显著得多:首先当 $k=1.0$ 时,抑制率最高;其次较大的虚部总体可获得较高的抑制率,非吸收性材料 ($k=0$) 的红外抑制率最低.

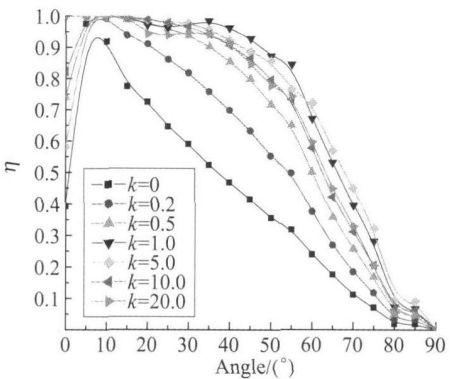


图 14 不同复折射率虚部下辐射强度抑制率随角度的变化曲线图

Fig. 14 Effect of the imaginary part of complex index of refraction on the ratio of suppressant

3.3 颗粒喷射速度的影响规律

颗粒的喷射速度主要影响的是颗粒在热喷射流流场中的扩散规律.图 15 是不同喷射速度下计算域出口截面上颗粒质量浓度随径向距离变化分布图.喷流外边界的流速在 $50 \sim 100 \text{ m/s}$ 之间,

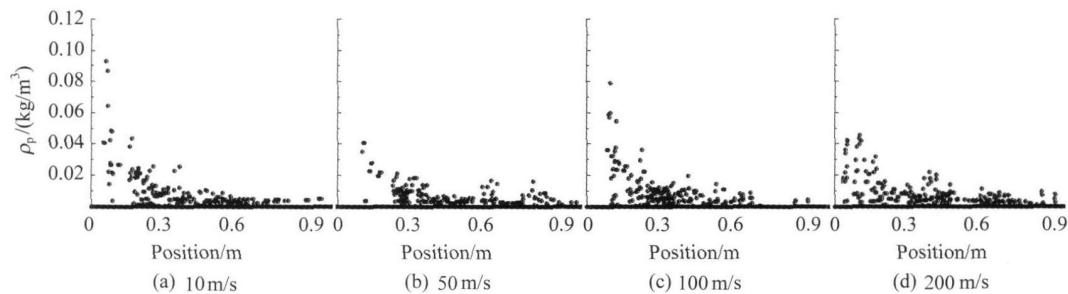


图 15 不同喷射速度下计算域出口截面颗粒质量浓度分布图
Fig. 15 Concentration of the particles at exit section of calculation

计算结果显示:喷射速度为 200 m/s 时,颗粒层最靠近喷流中心,其次是 10 m/s;而速度为 50 m/s 和 100 m/s 时,颗粒层距喷流中心相对较远,颗粒层向内仅扩散到 0.1 m 处(喷射点距喷管中心径向距离为 0.14 m)。

显然喷射速度较小,颗粒的惯性也小,更容易随喷流的紊流脉动向喷流核心扩散,靠近核心的颗粒质量浓度也较高;而颗粒从喷嘴喷出时,其射流同样有一个扩张角,当喷射速度足够大时,靠近喷流核心的颗粒由于惯性似乎也更易扩散到喷流核心区。由此推断,当喷射速度接近喷流出口边缘的速度时,颗粒向内扩散较慢。

图 16 是抑制率随角度的变化曲线图:可见喷射速度对抑制率的影响并不十分显著。总体喷射速度过大和过小的抑制率相对较低,这应该与喷射速度对质量浓度的影响有直接的关系。

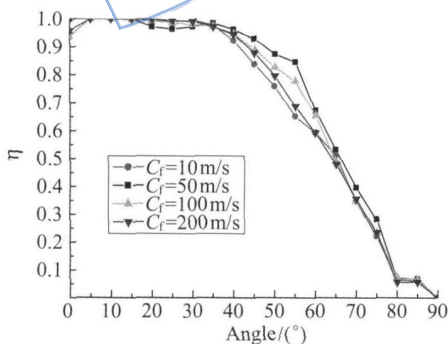


图 16 喷射速度对辐射强度抑制率的影响
Fig. 16 Effect of injection velocity on the ratio of suppressant

3.4 颗粒导热系数的影响规律

图 17 是红外抑制率随导热系数的变化曲线图。可见:研究范围内,颗粒导热系数对抑制率的影响不是非常大。但总体趋势还是随导热系数增

大,红外抑制率降低。

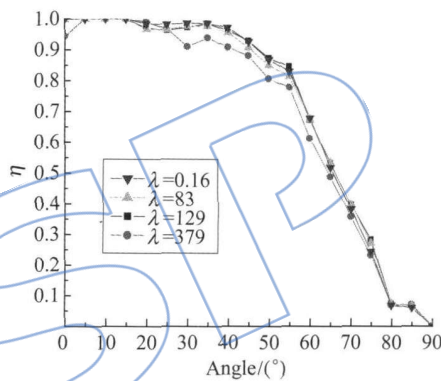


图 17 导热系数对辐射强度抑制率的影响
Fig. 17 Effect of heat conductivity factor on the ratio of suppressant

3.5 颗粒喷射量的影响规律

图 18 是不同颗粒喷射量下辐射强度抑制率随角度的变化曲线图。显然颗粒喷射量对红外抑制率的影响是非常显著的:喷射量由 0.001 kg/s

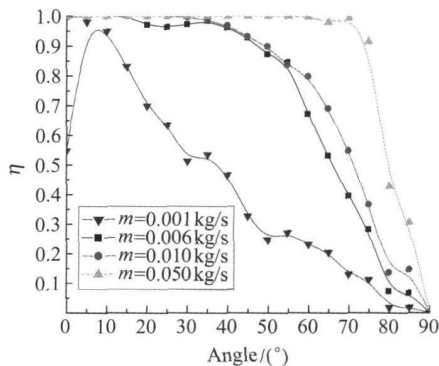


图 18 喷射量对辐射强度抑制率的影响
Fig. 18 Effect of injection concentration on the ratio of suppressant

增加到 0.006 kg/s 时,抑制率有较大幅度的增加, $0^\circ\sim 50^\circ$ 角范围内抑制率基本都达到了 90% ;再增大到 0.010 kg/s ,抑制率只是略有增加;继续增加到 0.050 kg/s ,抑制效果又有了一定提高,主要是抑制率降低的角度推迟了。

当然喷射量并非越高越好,从工程应用角度出发,喷射量越大,需要携带颗粒的气体流量越大,流速也要求越高,即需要更多高压气体。如果以抑制率达到 80% 作为评价标准,计算结果显示喷射量为 0.006 kg/s 左右时就基本达到了要求。至于 $50^\circ\sim 90^\circ$ 范围,可以通过调整喷射位置、方式或角度等方法进一步改善。

4 结 论

RTANM 辐射传递法对于处理几何结构不十分复杂的计算模型时,具有许多优点^[11],而且计算精度较高。 $3\sim 5\mu\text{m}$ 波段内,计算结果显示:

- 1) 粒径为 $1.0\mu\text{m}$ 左右,红外抑制率最高;总体小粒径的抑制率高于较大粒径的情况;
- 2) 复折射率实部 n 对抑制率的影响不是十分明显;虚部 $k=1.0$ 时,抑制率最高,且较大的虚部总体可获得较高的抑制率,非吸收性材料的红外抑制率最低;
- 3) 喷射速度与喷流速度相当,抑制率相对较高;
- 4) 喷射量越高,抑制效果越好。

参考文献:

- [1] 李毅.非球形微粒及其形成烟幕的消光机理研究[D].南京:南京理工大学,2001.
LI Yi. Non-spherical particles and smokescreen effect on the extinction characters [D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2001. (in Chinese)
- [2] 周英彪,柳朝晖,阮立明,等.燃烧微粒复折射率及辐射特性参数的求解[J].华中理工大学学报,1997,25(增刊):74-76.
ZHOU Yingbiao, LIU Zhaozhui, RUAN Liming, et al. The derivation of the complex refractive index and radiative properties of combustible particles[J]. Journal of Huazhong University of Science and Technology, 1997, 25: 74-76. (in Chinese)
- [3] 刘林华,余其铮,阮立明,等.煤、灰粒子的辐射特性[J].燃烧科学与技术,1996,2(2):127-133.
LIU Linhua, YU Qizheng, RUAN Liming, et al. Radiation properties of pulverized coal and ash particles[J]. Journal of Combustion of Science and Technology, 1996, 2(2): 127-133. (in Chinese)
- [4] 聂传虹,韩元杰.粉末气溶胶红外消光作用的试验与理论分析[J].桂林电子工业学院学报,2002,22(1):50-55.
NIE Chuanhong, HAN Yuanjie. An analysis of a test and a theory of the infrared extinction effect of powder aerosol [J]. Journal of Guilin Institute of Electronic Technology, 2002, 22(1): 50-55. (in Chinese)
- [5] 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.
ZHANG Jingyu, CHANG Haiping, CHEN Xiongbing, et al. Experiment on infrared suppression characteristics of thermojet with powder aerosol[J]. Journal of Propulsion Technology, 2006, 27(4): 326-330. (in Chinese)
- [6] 韩启祥,谈浩元.气溶胶抑制尾喷口红外辐射的实验研究[J].南京航空航天大学学报,1995,27(3):341-345.
HAN Qixiang, TAN Haoyuan. Experimental investigation on suppressing jet-engine infrared radiation by aerosol [J]. Journal of Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 1995, 27(3): 341-345. (in Chinese)
- [7] 徐立勤,曹伟.电磁场与电磁波理论[M].北京:科学出版社,2006.
- [8] 徐南荣,卞南华.红外辐射与制导[M].北京:国防工业出版社,1997.
- [9] Ludwig C B, Malkmus W, Reardon J E, et al. Handbook of infrared radiation from combustion gases [R]. NASA SP-3080, 1973.
- [10] 徐南荣,朱谷君.热空腔-喷气流的组合辐射[J].航空动力学报,1995,10(3):295-298.
XU Nanrong, ZHU Gujun. Thermal cavity-plume combination radiation[J]. Journal of Aerospace Power, 1995, 10(3): 295-298. (in Chinese)
- [11] 谈和平,夏新林,刘林华,等.红外辐射特性与传输的数值计算——计算热辐射学[M].哈尔滨:哈尔滨工业大学出版社,2006.