

〈制导与对抗〉

矩量法计算烟幕粒子的红外消光特性

刘清海, 蒋云, 彭文联, 张彤, 代晓东

(防化研究院, 北京 102205)

摘要: 基于矩量法建立了旋转体烟幕粒子的红外消光模型, 对圆片、等效球体和等效柱体等形状的石墨粒子进行了消光性能计算, 研究了形状、尺寸、厚度等参数对粒子红外消光能力的影响。计算结果表明, 小尺寸粒子以吸收消光为主, 大尺寸粒子以散射消光为主; 圆片形状的粒子具有最佳的红外消光能力, 厚度变小时, 圆片粒子对红外的消光能力显著升高; 半径在 1.5~2.1 μm 范围内时, 100 nm 厚度的圆片对 1~10 μm 范围的红外消光系数均大于 5.0 m^2/g , 在整个红外波段范围内都表现出良好的消光性能。

关键词: 矩量法; 旋转体; 烟幕粒子; 红外消光

中图分类号: TN21 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-8891(2021)02-0138-07

Infrared Extinction Calculations of Smokescreen Particles by Moment Method

LIU Qinghai, JIANG Yun, PENG Wenlian, ZHANG Tong, DAI Xiaodong

(Research Institute of Chemical Defense, Beijing 102205, China)

Abstract: A moment-method-based infrared extinction model of rotating smokescreen particles is applied to perform calculations entailing three graphite particles including flakes, spheres, and cylinders, mainly focusing on the relationship between extinction ability and particle parameters, such as shape, diameter, and thickness. The calculations suggest that extinction is attributed to absorption when the particle size is small and attributed to scattering when the particle size is large. Flakes exhibit the best infrared extinction performance. When flakes become thinner, their extinction abilities are enhanced. Flakes with 100 nm thickness and 1.5–2.1 μm radius exhibit outstanding extinction performance in the 1–10 μm infrared wavelength range, with an average infrared extinction coefficient as high as 5.0 m^2/g .

Key words: moment method, rotating body, smoke particles, infrared extinction

0 引言

烟幕材料对电磁波产生衰减的基本原理是电磁波经过物质颗粒时, 与颗粒发生了散射和吸收等相互作用, 电磁波沿原有方向的传输能量减弱^[1-2]。烟幕粒子对红外辐射消光能力的强弱取决于颗粒的成分、复折射率、带电性等自身特性参量^[3-5]。建立适用于各种粒子的消光计算模型, 可以揭示材料产生遮蔽/干扰效能的内在作用机制, 加深对粒子与电磁波相互作用原理的理解。同时, 如果能够借助大量的理论模拟和计

算, 获得材料的形状、尺寸、物理特性等基础参数, 并基于最优参数集进行干扰材料设计, 将大大加快光电干扰材料的研发进度, 节约研发成本。

当前, 可用于烟幕粒子消光性能计算的方法主要有两类, 一类是适用于球形粒子精确求解的 Lorenz-Mie 理论^[6], 该理论是最早发展的光散射模型, 能够对球形粒子的消光特性进行精确求解。另一类是适用于球形和非球形粒子精确求解的数值计算方法, 此类方法通过在一定边界条件下直接数值求解电磁波传播方程, 如 Maxwell 方程组及 Helmholtz 方程等,

收稿日期: 2020-04-14; 修订日期: 2020-09-08.

作者简介: 刘清海 (1984-), 男, 山东潍坊人, 助理研究员, 博士, 主要从事光电干扰理论与技术研究。E-mail: liuqh_pub@163.com.

通信作者: 代晓东 (1974-), 男, 重庆人, 研究员, 博士, 主要从事光电功能材料与特种装备研究。E-mail: dxd010@163.com.

基金项目: 国防预研项目。

获得粒子的电磁散射特性。按照计算原理, 常见的数值散射理论及模型大致可分为^[7-8]: ①基于场展开方式的散射模型, 主要包括 T 矩阵法、扩展边界条件法、分离变量法和点匹配法等; ②基于体积积分方程的散射模型, 主要包括矩量法和离散偶极近似法等; ③基于微元法的散射模型, 主要包括时域有限差分法和有限元法等。每种计算方法都有自己的优点和局限性, 目前还没有一种方法能够精确计算所有类型粒子的电磁波散射特性。因此, 在实践中通常是对一种方法尽可能地优化近似以提高其计算准确性, 同时也可采用多种计算方法相结合的方式, 互为补充、互相验证, 以获取更加精确的计算结果。

碳基材料烟幕对多波段电磁波有很好的衰减效果, 也是目前应用最为广泛的光电干扰材料之一^[9-10]。本文采用计算精度较高的矩量法建立旋转体烟幕粒子的消光计算模型, 研究基本参数对石墨粒子红外消光性能的影响, 对其形状、尺寸等参数进行优化设计, 以进一步提升其消光性能。矩量法离散得到的矩阵方程为满阵, 存储复杂度和计算复杂度高, 是一种比较耗费计算内存和时间的数值方法^[11]。旋转体基本囊括了主要的烟幕粒子形状, 如球体、柱体、圆片等, 旋转体具有轴对称性, 计算区域由传统的三维区域转换为由母线和旋转轴构成的二维区域, 求解区域和未知量的数目大大减小, 可以节约计算内存和计算时间, 实现高速的计算。

1 消光计算模型

1.1 计算方法

旋转体粒子矩量法消光计算模型的基本思想是将粒子表面的未知电流密度积分方程用基函数和权函数离散化成矩阵形式的代数方程, 然后计算矩阵元素并求解该矩阵方程, 最后得到表面电磁场和各种衰减截面积^[12]。该模型是在 Mautz 和 Harrington^[13-14]用矩量法研究旋转体散射特性的基础上建立的, 此后又经过不断的完善和发展^[15-17], 现在广泛用于解决旋转体粒子的光学散射问题, 本文只简要介绍一下其基本原理。

用来表示散射体表面电磁场的未知电流 \vec{J} 和磁流 \vec{M} 可利用矩量法展开成如下形式^[17]:

$$\vec{J}(t, \varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^N I_{nj}^t \vec{J}_{nj}^t(t, \varphi) + I_{nj}^\varphi \vec{J}_{nj}^\varphi(t, \varphi) \quad (1)$$

$$\vec{M}(t, \varphi) = \eta \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^N M_{nj}^t \vec{J}_{nj}^t(t, \varphi) + M_{nj}^\varphi \vec{J}_{nj}^\varphi(t, \varphi) \quad (2)$$

式中: \vec{J}_{nj}^t 、 \vec{J}_{nj}^φ 、 \vec{M}_{nj}^t 、 M_{nj}^φ 均为待求电磁流系数; 阻抗 $\eta = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$, μ_0 和 ε_0 分别为真空中的磁导率和介电常数; 基函数定义为:

$$\vec{J}_{nj}^t(t, \varphi) = \hat{u}_t f_j(t) e^{in\varphi} \quad (3)$$

$$\vec{J}_{nj}^\varphi(t, \varphi) = \hat{u}_\varphi f_j(t) e^{in\varphi} \quad (4)$$

式中: $f_j(t)$ 为三角分段函数; t 是沿旋转曲线方向的弧长; φ 是从 x 轴方向开始的方位角; \hat{u}_t 和 \hat{u}_φ 分别是 t 和 φ 的切向量; N 为三角展开函数的个数; n 表示按第 n 个方位角展开函数展开的状态。

同样, 权函数可定义为:

$$\vec{W}_{ni}^t(t, \varphi) = \hat{u}_t f_i(t) e^{in\varphi} \quad (5)$$

$$\vec{W}_{ni}^\varphi(t, \varphi) = \hat{u}_\varphi f_i(t) e^{in\varphi} \quad (6)$$

于是可得到矩阵方程如下:

$$\begin{bmatrix} [Z_n^t] [Z_n^{\varphi}] [X_{n-}^t] [X_{n-}^{\varphi}] \\ [Z_n^{\varphi}] [Z_n^t] [X_{n-}^{\varphi}] [X_{n-}^t] \\ [Z_{nd}^t] [Z_{nd}^{\varphi}] [X_{nd+}^t] [X_{nd+}^{\varphi}] \\ [Z_{nd}^{\varphi}] [Z_{nd}^t] [X_{nd+}^{\varphi}] [X_{nd+}^t] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [I_n^t] \\ [I_n^\varphi] \\ [M_n^t] \\ [M_n^\varphi] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [V_n^t] \\ [V_n^\varphi] \\ [0] \\ [0] \end{bmatrix} \quad (7)$$

各矩阵元素的内积表示形式为:

$$\eta(Z_n^{pq})_{ij} = \langle \vec{W}_{ni}^p, \hat{L} [\vec{J}_{nj}^q] \rangle \quad (8)$$

$$\eta(Z_{nd}^{pq})_{ij} = \langle \vec{W}_{ni}^p, \hat{L}^d [\vec{J}_{nj}^q] \rangle \quad (9)$$

$$(X_{n-}^{pq})_{ij} = \langle \vec{W}_{ni}^p, \hat{K}_- [\vec{J}_{nj}^q] \rangle \quad (10)$$

$$(X_{nd+}^{pq})_{ij} = \langle \vec{W}_{ni}^p, \hat{K}_+ [\vec{J}_{nj}^q] \rangle \quad (11)$$

$$\eta(V_n^t)_i = \langle \vec{W}_{ni}^t, \vec{E}^i \rangle \quad (12)$$

$$\eta(V_n^\varphi)_i = \langle \vec{W}_{ni}^\varphi, \vec{E}^i \rangle \quad (13)$$

式中: $p=t, \varphi$, $q=t, \varphi$, $n=0, 1, \dots$; \vec{E}^i 为入射电场; \hat{L} 、 \hat{K} 为积分算子; “d” 表示在介质空间中, 无 “d” 表示在自由空间中; “+” 表示在粒子表面以外, “-” 表示在粒子表面以内。

由矩阵方程可求得各系数, 于是其散射振幅函数可表示为:

$$S_{\alpha\beta}(\hat{k}^s, \hat{k}^i) = -\frac{j}{4\pi} \sum_{n,j} \{ (R_n^{i\alpha})_j (I_n^{i\beta})_j + (R_n^{o\alpha})_j (I_n^{o\beta})_j - (R_n^{i\alpha})_j^{\text{mag}} (M_n^{i\beta})_j - (R_n^{o\alpha})_j^{\text{mag}} (M_n^{o\beta})_j \} \quad (14)$$

其中:

$$(R_n^{p\alpha})_j = k \iint_s e^{-jk^s \cdot \vec{r}} \hat{u}_\alpha \cdot \vec{j}_{nj}^p ds \quad (15)$$

$$(R_n^{p\alpha})_j^{\text{mag}} = k \iint_s e^{-jk^s \cdot \vec{r}} (\hat{k}^s \times \hat{u}_\alpha) \cdot \vec{j}_{nj}^p ds \quad (16)$$

式中: α 、 β 表示极化系数, $\alpha \neq \beta$; \hat{k}^s 、 \hat{k}^i 分别为散射方向和入射方向的单位矢量; 波数 $k=2\pi/\lambda$, λ 为入射波长; \vec{r} 为坐标原点至粒子表面的矢量。

散射体的微分散射截面可表示为:

$$\sigma_d^{\alpha\beta}(\hat{k}^s, \hat{k}^i) = \frac{|S_{\alpha\beta}(\hat{k}^s, \hat{k}^i)|^2}{k^2} \quad (17)$$

散射截面为:

$$\begin{aligned} \sigma_s^{\alpha\beta}(\theta_i) &= \int_{4\pi} \sigma_d^{\alpha\beta}(\hat{k}^s, \hat{k}^i) d\Omega_s \\ &= \frac{1}{k^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |S_{\alpha\beta}(\hat{k}^s(\theta_s, \varphi_s), \hat{k}^i(\theta_i))|^2 \sin\theta_s d\theta_s d\varphi_s \end{aligned} \quad (18)$$

式中: θ_i 为入射角; θ_s 为散射角; φ_s 为方位角。

当散射方向为入射方向的反方向时为后向散射, 此时, $\theta_i + \theta_s = \pi$ 可由式(18)计算得到后向散射截面 σ_b 。

由前向散射原理, 消光截面为:

$$\sigma_e^{\alpha\beta}(\theta_i) = \frac{4\pi}{k^2} \text{Im}[S_{\alpha\beta}(-\hat{k}^i, \hat{k}^i)] \quad (19)$$

吸收截面为消光截面与散射截面之差:

$$\sigma_a^{\alpha\beta}(\theta_i) = \sigma_e^{\alpha\beta}(\theta_i) - \sigma_s^{\alpha\beta}(\theta_i) \quad (20)$$

对于随机取向的粒子, 其各种衰减截面积的平均值都可用下式求得:

$$\sigma_{\text{random}} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \sigma(\theta_i) d\theta_i \quad (21)$$

消光效率因子 Q_{ext} 、散射效率因子 Q_{sca} 、吸收效率因子 Q_{abs} 和后向散射效率因子 Q_{bac} 可由相应的截面积除以粒子在电磁波传播方向的投影面积得到, 即:

$$Q_{\text{ext}} = \sigma_e / S_R \quad (22)$$

$$Q_{\text{sca}} = \sigma_s / S_R \quad (23)$$

$$Q_{\text{abs}} = \sigma_a / S_R \quad (24)$$

$$Q_{\text{bac}} = \sigma_b / S_R \quad (25)$$

式中: S_R 为旋转体粒子在电磁波传播方向的投影面积。

效率因子均为无量纲的量, 消光效率因子、散射效率因子和吸收效率因子之间有如下关系:

$$Q_{\text{ext}} = Q_{\text{sca}} + Q_{\text{abs}} \quad (26)$$

质量消光系数是单位质量粒子的消光截面, 对于单一尺寸的粒子, 质量消光系数 α 为:

$$\alpha = \sigma_e / m \quad (27)$$

式中: m 为旋转体烟幕粒子的质量。

对于粒子尺度不均的多分散体系, 质量消光系数 α 可用以下公式求得:

$$\alpha = \int_r \frac{\sigma(r)N(r)}{m(r)} dr \quad (28)$$

式中: r 为粒子的尺寸; $\sigma(r)$ 为粒子消光截面积; $N(r)$ 为粒子数量分布函数; $m(r)$ 为粒子质量。

1.2 模型参数

基本粒子共设计了圆片及其等效球体和等效柱体 3 种形状 (如图 1 所示), 基本涵盖了常见的烟幕粒子类型, 如薄片、鳞片等可近似为圆片, 纤维、棒体可近似为柱体, 其余长径比接近 1 的如圆珠、立方体、八面体等可近似为球体。圆片的长径比 (厚度与直径比) 设为 1:10, 柱体的长径比设为 10:1, 设圆片的半径为 r , 可推导得等效球体的半径 $R = \sqrt[3]{3/20}r$,

等效柱体的半径 $L = \sqrt[3]{1/100}r$ 。

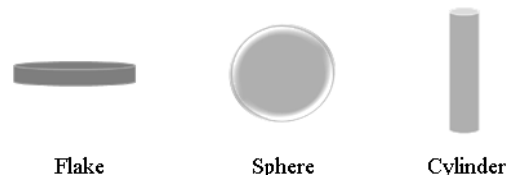


图 1 圆片、球体和柱体粒子示意图

利用建立的旋转体消光计算模型对 3 种形状粒子进行消光性能计算, 计算参数设置为:

①半径 r : 0.25~10 μm ;

②同形状所有粒子为单分散体系 (尺寸均一), 三角展开函数个数 N 取值为 60~120, 方位角展开函数个数 n 球体取值 1, 其他形状取 20~40;

③入射波长中波红外取 $\lambda=4 \mu\text{m}$, 长波红外取 $\lambda=10 \mu\text{m}$;

④石墨粒子密度取值为 2.25 g/cm^3 ;

⑤复折射率的值取自文献[18]。

对于非球形粒子, 入射角随机取向进行角度平均, 并且存在电磁极化, 其消光性能计算结果取垂直极化

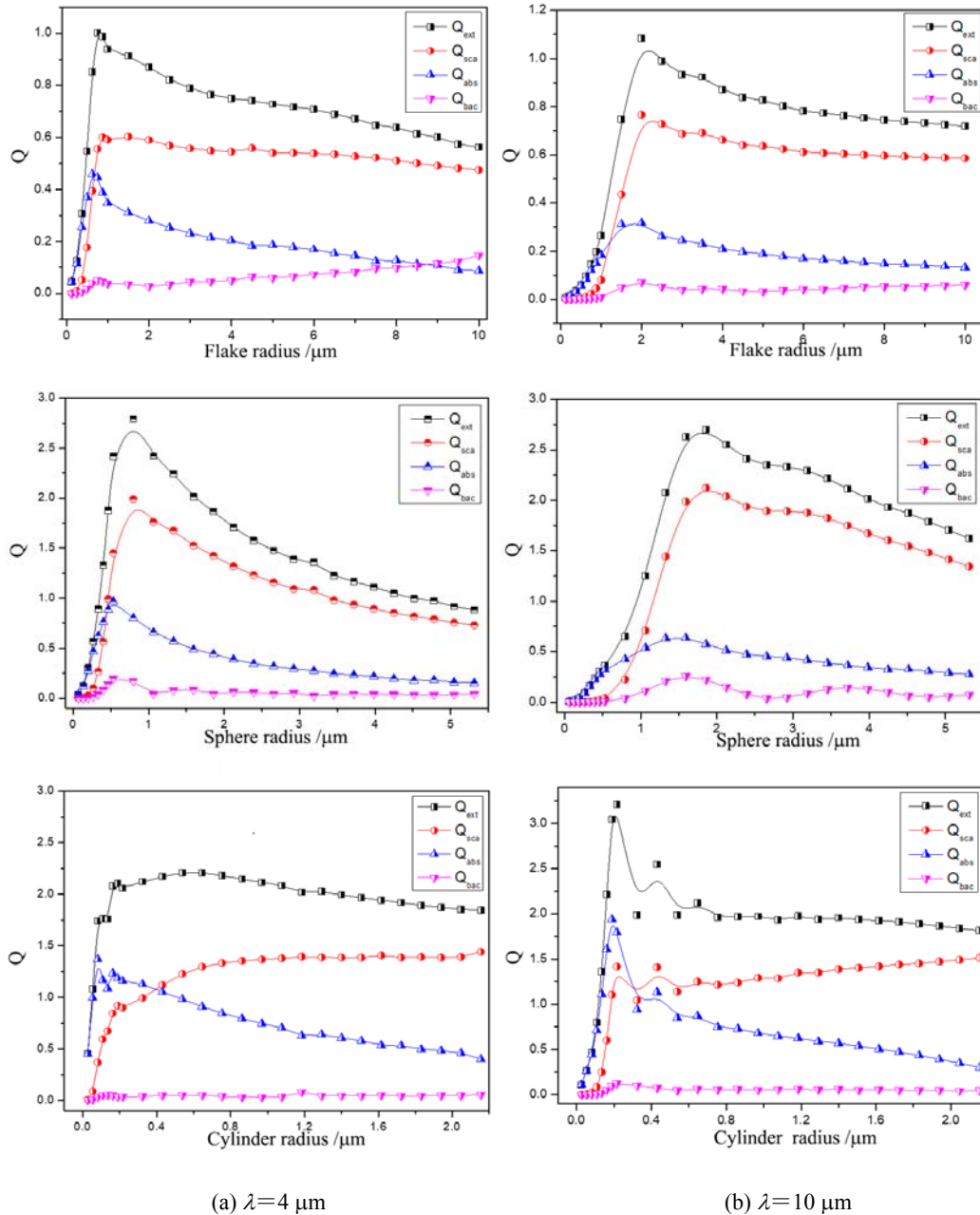
和平行极化的平均值。

2 消光计算结果

2.1 粒子形状

图2是计算得到的不同尺寸的3种形状粒子对4 μm和10 μm红外的消光效率因子 Q_{ext} 、散射效率因子 Q_{sca} 、吸收效率因子 Q_{abs} 和后向散射因子 Q_{bac} 。对4 μm红外而言,当圆片半径 $<0.75 \mu\text{m}$ 、球体半径 $<$

$0.46 \mu\text{m}$ 、柱体半径 $<0.43 \mu\text{m}$ 时,3种粒子的 $Q_{abs} > Q_{sca}$,即吸收衰减在红外消光效应中占主导。对10 μm红外而言,当圆片半径 $<1.5 \mu\text{m}$ 、球体半径 $<0.53 \mu\text{m}$ 、柱体半径 $<0.32 \mu\text{m}$ 时,3种粒子的 $Q_{abs} > Q_{sca}$,同样是吸收衰减占主导。因此,对两个波长的红外来说,3种粒子在尺寸较小时都以吸收消光为主,尺寸变大后都以散射消光为主。另外,计算结果表明3种形状粒子对红外的后向散射效应都相对较弱。



(a) $\lambda=4 \mu\text{m}$ (b) $\lambda=10 \mu\text{m}$

图2 不同形状的粒子对4 μm和10 μm红外的效率因子

Fig.2 4 μm and 10 μm infrared efficiency factors of particles with different shapes

图3为不同尺寸的粒子对4 μm和10 μm红外的消光系数计算结果,3种粒子的消光系数都是先随半径增大而增大,到达峰值后变为随着半径增大而减小,说明粒子对特定波长电磁波的衰减应该有相应的最

佳尺寸,此时消光系数达到最大值。对比3种形状粒子的消光系数可以发现,对4 μm红外而言:在所有尺寸下,等效球体的消光性能最差;半径大于0.5 μm时,圆片的消光性能最佳;半径小于0.5 μm时,等效

柱体表现出最好的消光性能; 3 种形状粒子对 $4\ \mu\text{m}$ 红外消光性能最大时对应的尺寸分别为圆片半径 $0.75\ \mu\text{m}$, 球体半径 $0.53\ \mu\text{m}$, 柱体半径 $0.08\ \mu\text{m}$ 。对 $10\ \mu\text{m}$ 红外而言, 消光性能基本类似: 等效球体在所有尺寸下都表现出最差的消光性能; 半径大于 $1.5\ \mu\text{m}$ 时, 圆片的消光性能最佳; 圆片半径小于 $1.5\ \mu\text{m}$ 时, 等效柱体表现出最好的消光性能; 3 种粒子对 $10\ \mu\text{m}$ 红外消光性能最大时对应的尺寸分别为圆片半径 $2.0\ \mu\text{m}$, 球体半径 $1.6\ \mu\text{m}$, 柱体半径 $0.19\ \mu\text{m}$ 。

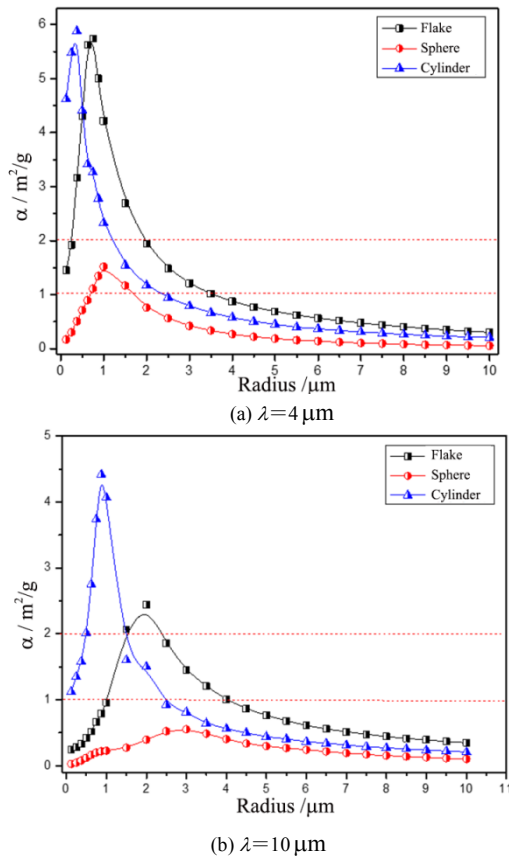


图 3 不同尺寸的粒子对 $4\ \mu\text{m}$ 和 $10\ \mu\text{m}$ 红外的消光系数

Fig.3 $4\ \mu\text{m}$ and $10\ \mu\text{m}$ infrared extinction coefficients of particles with different radii

总体来看, 无论是对中波还是长波红外, 球体的消光系数在三者中都是最小的, 对 $10\ \mu\text{m}$ 红外, 几乎所有尺寸的消光系数都小于 $0.5\ \text{m}^2/\text{g}$, 消光效率很低。实际上烟幕材料制备加工过程中, 球体是较为容易获取的, 但从材料消光效率的角度来看, 应尽可能避免将烟幕粒子设计成球形。非球形的圆片和柱体粒子对中波和长波红外都表现出了良好的消光能力, 特别是圆片形粒子半径处于 $0.25\sim 2.0\ \mu\text{m}$ 之间时, 对 $4\ \mu\text{m}$ 红外的消光系数均大于 $2.0\ \text{m}^2/\text{g}$, 半径处于 $1.4\sim 2.4\ \mu\text{m}$ 之间时, 对 $10\ \mu\text{m}$ 红外的消光系数均大于 $2.0\ \text{m}^2/\text{g}$ 。因此, 调控设计半径在 $1.4\sim 2.0\ \mu\text{m}$ 的区间时, 粒子对中波和长波红外的消光系数均可超过 $2.0\ \text{m}^2/\text{g}$ 。柱

体粒子虽然在中波和长波红外也表现出了较好的消光能力, 尤其在尺寸较小的时候甚至优于圆片, 但柱体粒子加工的技术难度大、成本高, 且半径大于 $1\ \mu\text{m}$ 后其消光能力将显著下降, 因此综合考虑平均消光能力和制造加工成本, 圆片状结构将是石墨类红外消光粒子的最优选择。

2.2 圆片厚度

图 4 是不同厚度的圆片粒子对 $4\ \mu\text{m}$ 和 $10\ \mu\text{m}$ 红外的消光系数计算结果, 计算参数 N 取值为 100, n 取值为 20。随着厚度的减小, 5 种半径粒子的消光系数均显著升高。半径 $2.0\sim 5.0\ \mu\text{m}$ 的 4 种粒子在片层厚度 $100\ \text{nm}$ 时, 对两个波长红外的消光系数均可达到 $4.0\ \text{m}^2/\text{g}$ 以上, 厚度为 $50\ \text{nm}$ 时可进一步提升到 $6.0\ \text{m}^2/\text{g}$ 以上, 在厚度小于 $50\ \text{nm}$ 的纳米尺度, 消光系数会随着厚度的变薄而迅速增加。这一结果表明, 圆片粒子对红外的消光系数和消光能力会随着厚度的减小而迅速提升。

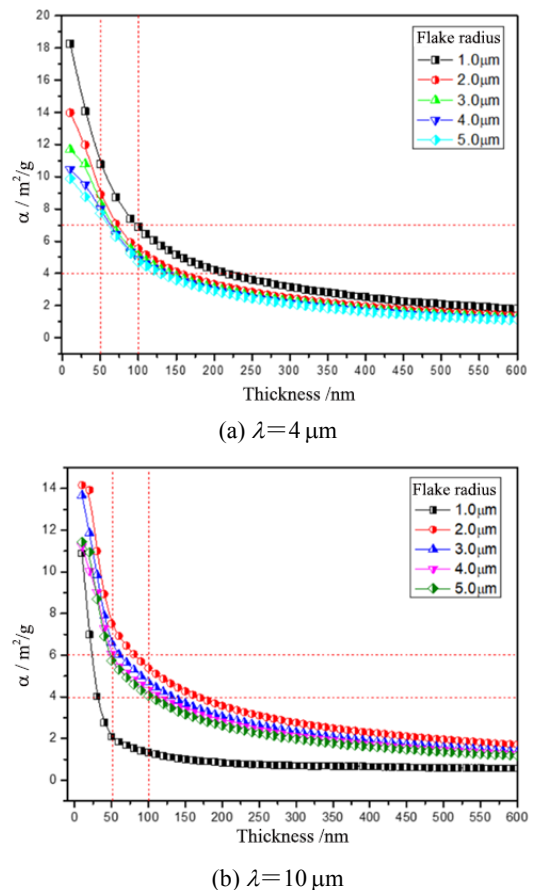


图 4 不同厚度圆片粒子对 $4\ \mu\text{m}$ 和 $10\ \mu\text{m}$ 红外的消光系数

Fig.4 $4\ \mu\text{m}$ and $10\ \mu\text{m}$ infrared extinction coefficients of flake with different thicknesses

为进一步研究厚度对圆片消光性能的影响, 将圆片粒子的半径固定在 $2\ \mu\text{m}$, 控制厚度在 $20\sim 200\ \text{nm}$ 之间变化, 计算不同厚度的圆片对 $1\sim 10\ \mu\text{m}$ 各波长

红外的消光系数, 计算参数 N 取值为 60, n 取值为 10, 计算结果见图 5。在计算波长范围内, 圆片粒子对红外的消光系数都随着厚度的减小而增加, 这进一步说明厚度对圆片粒子的红外消光性能具有极为重要的影响。表 1 为半径 $2\ \mu\text{m}$ 圆片粒子对 $1\sim 10\ \mu\text{m}$ 红外的平均消光系数, $20\ \text{nm}$ 厚度圆片的平均消光系数达到了 $13.2\ \text{m}^2/\text{g}$ 。但随着厚度的增加, 平均消光系数呈现下降趋势, 当厚度增加到 $200\ \text{nm}$ 时, 平均消光系数下降到 $3.5\ \text{m}^2/\text{g}$ 。厚度为 $20\ \text{nm}$ 的圆片, 对近红外和中红外的消光系数最大, 但往远红外延伸时消光系数却出现了下降趋势, 对 $10\ \mu\text{m}$ 红外的消光系数已经与 $40\ \text{nm}$ 厚度的圆片接近, 说明过小的厚度将不利于圆片粒子对远红外的消光能力。因此, 在进行圆片粒子设计时应尽可能减小厚度, 但为了兼顾中远红外的消光能力, 其厚度不能低于某一范围。对于半径 $2\ \mu\text{m}$ 圆片粒子来说, 其厚度不应低于 $20\ \text{nm}$, 否则其对远红外的消光能力将大幅降低。

2.3 薄层圆片半径

圆片粒子的厚度达到纳米级后, 其消光性能会有

表 1 半径 $2\ \mu\text{m}$ 的圆片粒子对 $1\sim 10\ \mu\text{m}$ 红外的平均消光系数

Table 1 1-10 μm infrared average extinction coefficients of flake with $2\ \mu\text{m}$ radius

Thickness/nm	20	40	60	80	100	150	200
Extinction coefficients/(m^2/g)	13.2	10.8	8.6	6.3	5.7	4.4	3.5

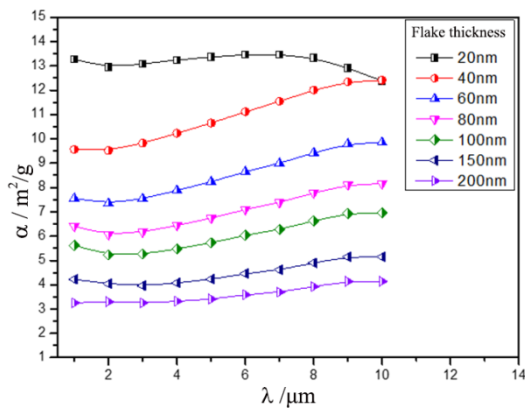


图 5 半径 $2\ \mu\text{m}$ 圆片粒子对 $1\sim 10\ \mu\text{m}$ 红外的消光系数

Fig.5 1-10 μm infrared extinction coefficient of flake with $2\ \mu\text{m}$ radii

显著的提升, 为进一步研究纳米级的圆片半径对其消光性能的影响, 固定圆片的厚度为 $100\ \text{nm}$, 通过调整其半径进行圆片红外消光性能计算, 计算结果仍然取垂直极化和平行极化的平均值, 计算结果如图 6 所示。对每个波长的红外而言, 圆片粒子都存在一个最佳半径, 尺寸在该半径值时圆片粒子对特定波长红外的消光系数最大, 圆片对各个波长红外的最大消光系数和对应的最佳半径如表 2 所示。每个波长下圆片的最佳半径随着波长的增大而增大, 同时最佳直径略小于相对应的波长的一半。另外, 最大消光系数随着红外波长的增大反而减小, 说明圆片对远红外的消光能力随着波长的增加而逐渐降低。图 6 表明, 当半径大于 $1.2\ \mu\text{m}$ 时圆片对所有波长红外的消光系数都大于 $3.0\ \text{m}^2/\text{g}$, 当半径大于 $1.5\ \mu\text{m}$ 时圆片对所有波长红外的消光系数都大于 $5.0\ \text{m}^2/\text{g}$, 但当半径超过 $2.1\ \mu\text{m}$ 以后, 圆片对所有波长红外的消光系数均有随半径增大而变小的趋势。因此, 对于 $100\ \text{nm}$ 厚度的圆片而言, 如果将其半径设计在 $1.5\sim 2.1\ \mu\text{m}$ 之间, 则可使其对 $1\sim 10\ \mu\text{m}$ 红外均表现出良好的消光性能。

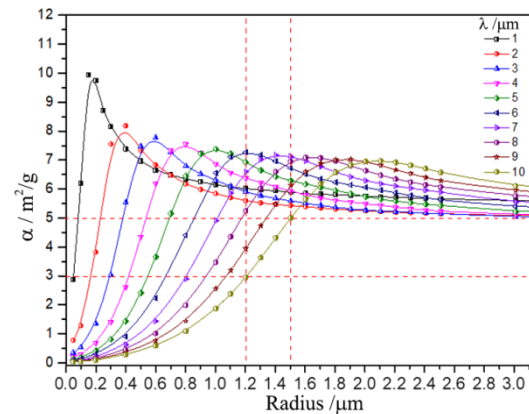


图 6 $100\ \text{nm}$ 厚圆片半径对消光系数的影响

Fig.6 Extinction coefficient of $100\ \text{nm}$ thick flake

表 2 厚度为 $100\ \text{nm}$ 的圆片粒子对 $1\sim 10\ \mu\text{m}$ 红外的最大消光系数和对应的最佳半径

Table 2 Maximum extinction coefficient and corresponding optimum radius of $100\ \text{nm}$ thick flake

Wavelength/ μm	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Maximum extinction coefficient/(m^2/g)	9.9	8.2	7.8	7.5	7.4	7.3	7.2	7.1	7.1	7.0
Optimum radius/ μm	0.15	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4	1.6	1.9	2.1

3 结论

基于矩量法建立了旋转体烟幕粒子的红外消光模型,并对圆片、球体和柱体等基本粒子进行了消光性能计算。计算结果表明,3种基本形状的粒子,在尺寸较小时都以吸收消光为主,在尺寸较大时都以散射消光为主。相对来说,球体粒子的消光能力最差,圆片粒子具有最佳的红外消光能力。当半径在1.4~2.0 μm 区间时,圆片对4 μm 和10 μm 红外的消光系数均可超过2.0 m^2/g 。通过减小圆片的厚度,可以显著提升圆片粒子对红外的消光能力,但考虑到远红外波段的消光效果,其厚度不能低于20 nm。对于100 nm厚度的圆片而言,当其半径在1.5~2.1 μm 之间时,粒子对1~10 μm 红外的消光系数均大于5.0 m^2/g ,可使该尺寸的圆片粒子在整个红外波段范围内都表现出良好的消光性能。石墨是当前较为高效的烟幕干扰材料之一,本计算结果可为进一步提高石墨干扰能力提供指导,也可为其他先进光电干扰材料的设计和研制提供理论基础。

参考文献:

[1] 霸书红,陈永进,沙育林,等. 抗红外烟幕中固体消光材料的研究进展[J]. 含能材料, 2018, 26(4): 364-372.
BA Shuhong, CHEN Yongjin, SHA Yulin, et al. Research progress of solid extinction materials in anti-infrared smokescreen[J]. *Chinese Journal of Energetic Materials*, 2018, 26(4): 364-372.

[2] 丁国振,张占月,周思引,等. 空间烟幕的扩散机理及衰减性能研究[J]. 红外技术, 2014, 36(11):914-919.
DING Guozhen, ZHANG Zhanyue, ZHOU Siyin, et al. Study on diffusion mechanism and attenuation performance of space smoke-screen[J]. *Infrared Technology*, 2014, 36(11): 914-919.

[3] 陈芳芳,耿蕊,吕勇. 激光红外大气传输透过率模型研究[J]. 红外技术, 2015, 37(6): 496-501.
CHEN Fangfang, GENG Rui, LV Yong. Research on the transmittance model of laser infrared atmospheric transmission[J]. *Infrared Technology*, 2015, 37(6): 496-501.

[4] 王红霞,孙红辉,宋仔标,等. 基于蒙特卡罗方法的烟幕透过率计算与分析[J]. 红外与激光工程, 2013, 41(5):1200-1205.
WANG Hongxia, SUN Honghui, SONG Zibiao, et al. Numerical calculation and analysis of transmittance of smoke screen based on Monte Carlo method[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2013, 41(5): 1200-1205.

[5] 胡以华,黄宝锟,顾有林,等. 生物颗粒远红外波段平均消光效率因子模型构建[J]. 红外与激光工程, 2018, 47(10): 1004003.
HU Yihua, HUANG Baokun, GU Youlin, et al. Model construction of biological particles average extinction efficiency factor in far infrared

band [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2018, 47(10): 1004003.

[6] Bohren C F, Huffman D R. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*[M]. New York: John Wiley & Sons, 1983.

[7] 许丽生,陈洪滨,丁继烈. 非球形粒子光散射计算研究的进展综述[J]. 地球科学进展, 2014, 29(8): 903-912.
XU Lisheng, CHEN Hongbin, DING Jilie. An overview of the advances in computational studies on light scattering by nonspherical particles[J]. *Advances in Earth Science*, 2014, 29(8): 903-912.

[8] 高太长,胡帅,李浩. 气溶胶光散射数值模拟的研究现状及进展[J]. 气象科学, 2017, 37(5): 598-609.
GAO Taichang, HU Shuai, LI Hao. Actuality and prospect of aerosol scattering numerical simulation techniques[J]. *Journal of the Meteorological Sciences*, 2017, 37(5): 598-609.

[9] 刘清海,刘海锋,代晓东,等. 石墨烯烟幕红外干扰性能研究[J]. 红外技术, 2019, 41(11): 1071-1076.
LIU Qinghai, LIU Haifeng, DAI Xiaodong, et al. Infrared interfering performance of graphene smoke screen[J]. *Infrared Technology*, 2019, 41(11): 1071-1076.

[10] 郭晓钊,乔小晶,李旺昌,等. 铁磁体/碳复合材料多频干扰性能[J]. 红外与激光工程, 2016, 47(10): 0321001.
GUO Xiaodang, QIAO Xiaojing, LI Wangchang, et al. Multi-frequency jamming of ferromagnet/carbon composite[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2016, 47(10): 0321001.

[11] Mishchenko M I, Travis L D, Lacis A A. *Scattering, Absorption, and Emission of Light by Small Particles*[M]. New York: Cambridge, 2002.

[12] Mautz J, Harrington R. Electromagnetic scattering from a homogeneous body of revolution[J]. *Archiv fuer Elektronik und Uebertragungstechnik*, 1979, 33: 71-80.

[13] Mautz J, Harrington R. H-field, E-field, and combined-field solutions for conducting bodies of revolution[J]. *Archiv fuer Elektronik und Uebertragungstechnik*, 1978, 32: 157-164.

[14] Mautz J, Harrington R. A combined-source solution for radiation and scattering from a perfectly conducting body[J]. *IEEE Trans. on AP*, 1979, 27(4): 445-454.

[15] Davidson D, Mc Namara D. Predicting radiation patterns from aperture antennas on structures using the method of moments body of revolution technique[C]*IEEE Symposium on Antennas and Propagation*, 1987, 25: 25-30.

[16] Glisson A W, Wilton D R. Simple and efficient numerical methods for problems of electromagnetic radiation and scattering from surfaces[J]. *IEEE Trans. on AP*, 1980, 28: 593-603.

[17] Medgyesi-Mitschig L N, Putnam J M. Electromagnetic scattering from axially inhomogeneous bodies of revolution[J]. *IEEE Trans. on Apropag*, 1984, 32: 797-806.

[18] Aleksandra B Djurišić, E Herbert Li. Optical properties of graphite[J]. *Journal of Applied Physics*, 1999, 85(10): 7404-7410.