

文章编号: 1672-8785(2020)01-0027-07

烟幕消光性能数值计算方法发展现状

于照亮 张 彤 刘清海 彭文联 代晓东*

(防化研究院功能材料研究所, 北京 102205)

摘 要: 粒子光散射模型是计算烟幕材料消光性能的理论基础, 也是研究物质与电磁波的作用原理以及从理论上设计先进光电干扰材料的关键。详细介绍了在烟幕材料计算领域广泛应用的几种数值计算方法, 包括 T 矩阵法、时域有限差分法(Finite-Difference Time-Domain Method, FDTD)、有限元法(Finite Element Method, FEM)和离散偶极近似(Discrete Dipole Approximation, DDA)方法。描述了这些方法的发展历程、优缺点和应用现状, 并指出了烟幕粒子消光计算与模拟的发展方向。

关键词: 烟幕; 消光计算模型; 散射; 数值计算

中图分类号: TJ530.1 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1672-8785.2020.01.006

Development of the Numerical Calculation Methods of the Extinction Performance of the Smokescreen

YU Zhao-liang, ZHANG Tong, LIU Qing-hai, PENG Wen-lian, DAI Xiao-dong*

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

Abstract: The light scattering model of the particles is the theoretical basis for calculating the extinction performance of the smokescreen materials, and it is also the key to study the interaction principle between the materials and the electromagnetic waves, and to design the advanced photoelectric interference materials theoretically. Several numerical calculation methods widely used in the field of the smokescreen materials calculation are introduced in detail, including T-matrix method, finite difference time domain (FDTD) method, finite element method (FEM) and discrete dipole approximation (DDA) method. The development process, the advantages and disadvantages, and the application status of these methods are described. The development direction of the extinction calculation and simulation of smokescreen particles is pointed out.

Key words: smokescreen; extinction calculating model; scattering; numerical calculation

0 引言

烟幕能够使红外、激光、毫米波等电磁波

衰减的基本原理如下: 电磁波经过物质颗粒时, 与颗粒发生了相互作用(包括散射、反射

收稿日期: 2019-12-14

基金项目: 国防预研基金项目(30110020502)

作者简介: 于照亮(1995-), 男, 山东青岛人, 硕士研究生, 主要从事光电干扰材料方面的研究。

* 通讯作者: E-mail: dxd010@163.com

和吸收), 导致电磁波沿原有方向的传输能量减弱。烟幕对电磁波的衰减能力主要取决于材料颗粒的性质, 例如形状、结构、尺寸以及化学组分等^[1-3]。

当前, 可用于烟幕粒子消光性能计算的方法主要有两类。第一类是能够得到精确解析解的消光计算模型, 其典型代表是米氏理论。该理论是发展最早的一种光散射模型, 在球形粒子的消光性能计算中应用广泛。第二类是能够进行精确计算的数值计算模型。此类方法直接对麦克斯韦方程组或亥姆霍兹方程进行数值计算。它的适用范围更广, 对球形粒子和非球形粒子均可精确求解。随着计算机技术的发展, 烟幕材料数值计算模型的应用越来越广泛。根据计算原理的不同, 一般可将其分为场展开方法(包括 T 矩阵法、扩展边界条件法、分离变量法和点匹配法等)、体积积分方程法(包括矩量法和 DDA 法等)以及微元法(包括 FDTD 法和 FEM 法等)三类计算模型^[4-5], 如表 1 所示。本文主要介绍 T 矩阵法、FDTD 法、FEM 法和 DDA 法的基本原理、主要特点及应用现状。

1 T 矩阵法

T 矩阵法由 Waterman P C 在 1965 年基于惠更斯原理提出^[6], 用于计算单个、均质、任意形状粒子的电磁散射特性。其基本原理是, 利用矢量椭球波函数将麦克斯韦方程组展开, 获得入射场、内场及散射场的展开形式。然后通过设定一个线性边界条件来求解积分方程或微分方程, 获得入射场与散射场展开系数之间的关系, 从而实现了对散射问题的求解。基于简化计算复杂度、提高计算效率的思想, T 矩阵法先前主要应用于椭球体、有限圆柱体和切比雪夫粒子等具有旋转对称特性的粒子。Peterson B 和 Lakhtakia A 对 T 矩阵法进行了改进^[7-8], 使它可以进一步适用于多层、多面粒子及粒子簇等具有复杂形状和结构的粒子的计算模拟。

单个均质粒子的 T 矩阵计算一般基于拓展边界条件法(Extended Boundary Condition Method, EBCM)来完成^[6]。实际应用中发现, EBCM 法在有些情形(粒子尺寸大于波长的 20 倍、复折射率具有太大的实部或虚部、粒子具有极大的长径比等极端几何形状等)下

表 1 常见的烟幕粒子消光性能数值计算模型

模型名称	创建时间和创建者	适用范围	主要优点	主要缺点
T 矩阵法	1965, Waterman P C	均质对称颗粒, 尺寸参数 <180	计算精度高, 应用广泛	在长径比极大、折射指数太大等情况下, 数值稳定性较差
FDTD 法	1966, Yee K S	任何形状的均质或非均质颗粒, 尺寸参数 <20	适用于各种形状的粒子, 无奇异点	尺寸参数范围小, 计算资源消耗大
分离变量法(SVM)	1973, Oguchi T	椭球体的层状颗粒, 尺寸参数 <40	结果精确度高, 适应大长径比颗粒	大尺寸参数和折射率时, 数值不稳定
点匹配法(PMM)	1973, Oguchi T	形状、结构简单的颗粒	结果比较准确	不满足瑞利条件时, 结果不准确
DDA 法	1973, Purcell E M	各种形状的颗粒、粒子簇和涂层体	适应任何均质和非均质颗粒	颗粒尺寸较小, 计算资源消耗大, 精度较低
矩量法(MoM)	1968, Harrington R F	各种形状的颗粒、粒子簇和涂层体	适应任何均质和非均质颗粒	颗粒尺寸较小, 计算资源消耗大, 精度较低
FEM 法	1979, Morgan M A	任何形状的均质和非均质颗粒, 尺寸参数 <10	适用范围广, 无奇异点	颗粒尺寸较小, 计算资源消耗大

会发生计算结果不收敛或者不稳定的现象。Iskander M F 提出了迭代 EBCM 法 (IEBCM)^[9]; Doicu A 提出了多重多极 EBCM 法^[10]。这些方法都有效地解决了长粒子 T 矩阵数值计算不稳定的问题。但 IEBCM 方法的缺陷是增加了计算机代码的复杂性及计算时间, 导致计算效率较低。Mishchenko M I 通过用拓展精度替代双精度来计算矩阵元素^[11], 提高了收敛效率及计算精度。这种方法简单易行, 增加的编程工作量小, 额外增加的计算机内存也很少。

T 矩阵法是精确计算单个或混合粒子电磁散射特性的最有效、应用最广泛的方法之一。对于球对称性不强的粒子, T 矩阵法由于具有很高的可控精度而是少数基准结果源的一种。在气溶胶粒子散射特性的计算与模拟中, 该模型也是一种常用的计算方法^[12-13]。Appleyard P G 针对两种高纵横比的纳米石墨材料 (石墨薄片和石墨纤维), 分别采用 T 矩阵法、FDTD 法和无限圆柱体法计算了它们的红外消光系数, 并将其与实验测试结果进行了比较^[14]。Khlebtsov N G 采用米氏理论和 T 矩阵法研究了金、银纳米粒子的尺寸、形状和结构对其消光性能的影响^[15]。李毅等人采用蒙特卡洛方法和 T 矩阵法计算了球形碳黑凝聚体烟幕粒子的消光和吸收系数, 揭示了凝聚粒子的原始粒子数量、粒径以及结构对其消光特性的影响规律^[16]。

2 FDTD 法

1966 年, Yee K S 首先提出了 FDTD 法, 并将它用于圆柱形金属体的电磁散射分析^[17]。随后, Taflov A 又对它进行了改进, 使其得以应用和发展^[18]。20 世纪 80 年代后期, 随着高速大容量计算机的普及, FDTD 法得到了迅速发展, 并在电磁场计算领域得到了广泛应用。该方法的基本原理是, 将麦克斯韦旋度方程转换为差分方程组并直接在时域求解, 再通过建立时间离散的递进序列, 在相互交织的网格空间中交替计算电场和磁场。其基本步骤如

下: 首先, 将空间划分为足够精细的网格, 并且赋予每个网格点的物理参数以表征粒子的电磁特性; 然后对场内的偏微分方程及各种边界条件进行差分离散化处理并建立差分格式, 得到差分方程组; 最后在时间轴上对粒子的内部场和散射场进行求解, 得到粒子的散射特性。

为了确保计算的稳定性与可靠性, 需要在计算区域的截断边界处设置一个合适的吸收边界。目前比较常用的边界条件为完全匹配层 (Perfectly Matched Layer, PML)^[19]。作为一种基于微元思想的散射模型, FDTD 避免了积分方程法中容易出现的奇异点现象, 并且概念简单、容易实现, 模拟中的线性方程组规模一般不大, 因此被广泛应用于求解复杂形状、非均质颗粒的光散射问题^[20]。FDTD 法的准确性取决于划分网格的精细程度。单位空间内的网格数越多, 就越能精细地表达网格处的物理参数, 而且模拟精度也会增加。但这也会显著增加内存的需求量和中央处理器的运算量。因此 FDTD 法一般不适合处理较大粒子的散射问题, 而是常用于解决非球形小粒子的光散射问题。为了减少计算量并提高计算效率, Namiki T 在 1999 年提出了一种无时间约束的交替方向隐式 FDTD 算法 (ADI-FDTD)^[21]。该方法是将交替方向隐式算法应用到显式 FDTD 迭代方程中所产生的一种新方法。它部分摆脱了时间步长稳定性条件的限制, 可以显著减少计算时间。

FDTD 法经过不断的发展, 已经可适用于任意形状的均质或非均质散射粒子。Appleyard P G 采用 FDTD 法从理论上计算了几种良性导体金属纳米颗粒的红外消光、散射和吸收系数, 对比了两种大纵横比几何结构 (薄片和细长纤维) 的计算结果, 预测了它们的最佳颗粒尺寸, 并发现铝粒子和铜粒子最有可能成为优秀的红外干扰材料^[22-23]。Takei H 等人研究了在 SiO₂ 纳米球上沉积一层薄的金涂层对其光学特性的影响, 并利用 FDTD 法模拟和解释了可见光区的蓝移现象

和近红外光区的红移现象所产生的局域表面等离子体共振吸收的原因^[24]。Hedley J 采用 FDTD 法对非球形碳酸钙粒子的光散射特性进行了模拟,并将其与米氏理论结果进行了比较^[25]。模拟结果表明,无论极化还是非极化,针状碳酸钙体的散射都显示出了与等体积球体不同的消光性能。

3 FEM 法

FEM 法是一种由 Morgan M A 等人在 1979 年提出的微分方程技术^[26]。它直接在标准边界条件下对亥姆霍兹矢量方程进行数值求解,适用于任意形状的均质或非均质烟幕颗粒的消光性能计算。FEM 法的基本原理如下:将包含散射体的待求区域剖分成有限个小体积元胞(每个波长大小的区间包含 10~20 个元胞),并给这些元胞节点赋予未知的电场值;然后利用边界条件将微分方程转换为以元胞未知电场值为系数的线性方程组;最后利用标准高斯消去法或预处理迭代法(如共轭梯度法)求解线性方程组。

FEM 法的优点是具有灵活的离散单元,可以精确地模拟各种复杂的几何结构。因此它适用于任意形状的非均质颗粒,在概念和实施上较为简单,克服了积分方程法的奇异点现象。另外,由于微分方程的局部性质,节点处的电场只跟它们的邻近节点直接相关,所形成方程组的系数矩阵为稀疏对称阵,便于求解。然而,有限元计算分布在整个计算域,而不是只限于散射体本身。这使得有限元计算往往相当耗时,限制了最大尺寸参数的范围。此外,对于开放问题,必须使用边界吸收条件来截断计算空间,这也增加了一定的计算复杂度。一般给 FEM 法设置一个吸收边界条件,以确保电磁波在边界处不发生反射。Volakis J L 等人提出了另一种不加边界条件的方法,但这种方法的缺点是破坏了有限元矩阵的稀疏性,增加了运算量^[27]。Morgan M A 提出了一种名为单矩法的方法^[26]。这种方法用于大纵横比散射体时的计算区域会非常大,导致计算效率

极低。

FEM 法在小粒子的光散射特性研究中应用广泛。Devi J 等人^[28]基于 FEM 法和米氏理论对核壳纳米粒子的光学性能进行了研究。他们通过计算不同材料核壳纳米粒子的消光效率发现, Si-Au 核壳纳米粒子的共振波长大于 Au-Ag、Ag-Au 和 Au-Si,且 Si-Au 粒子辐射方向的稳定性也优于其它粒子。金属核壳纳米粒子参数的高度可控性使它们适合将光辐射有效耦合到纳米结构中,因此在通信领域得到了广泛应用。Amarjit 等人基于雨滴模型得到的消光截面数据在 1~100 GHz 微波和毫米波段内。他们采用 FEM 法建立的人工神经网络模型在计算雨滴的消光截面时具有较高的精度(与实验数据的一致性良好)^[29]。

4 DDA 法

DDA 法是一种由 Purcell E M 在 1973 年首先提出的体积积分方程法^[30],其基本原理如下:将散射粒子离散成 n 个称为偶极子的基本单元,其中每个偶极子的场都包含入射场及由其他偶极子诱导的感应场两部分;然后构建一个三维偶极子阵列以模拟实际颗粒的散射行为,并将体积积分方程转换为一个描述偶极子之间关系的线性方程组;最后通过数值方法求解方程组,进而实现对粒子散射场的求解。Draine B T 对 DDA 法进行了深入研究^[31-32]。他改进了偶极子的处理方法,并采用将共轭梯度法和快速傅里叶变换相结合的方法来求解矩阵方程,极大地提高了计算效率。McClain W M 和 Singham S B 等人将原来的笛卡尔矢量在球坐标下展开,开发了一套可对随机取向的粒子进行消光性能计算的解析 DDA 模型^[33-34]。但该算法计算过程复杂,适用的粒子尺寸参数较小。Varadan V V 等人对 DDA 法进行了一些改进,将其应用范围拓展到了各向异性及双各向异性的粒子^[35]。Lakhtakia A 等人经过严格的数学推导,证实了 DDA 法也可以从体积积分方程推导出来的结论^[36]。此外,由于 DDA 法与矩量法关系密切,他们还比较了两

者的计算性能。

DDA 法已有一些成熟的软件。目前最为出名的是 Draine B T 编制的 DDSCAT 软件, 它在各个行业得到了广泛应用。DDA 法具有很明显的优点, 比如物理概念简单, 可自动满足散射条件, 能够处理任意形状、各向异性和非均质的散射体等。另外, 它的计算区域只局限在粒子的体积内部, 而不包含粒子以外的其他多余区域。与 FDTD 和 FEM 等基于微元思想的计算方法相比, DDA 法的计算区域更小, 未知量的数量更少。该方法的计算精度在很大程度上依赖于单位体积内的偶极子数量。偶极子越多, 计算结果的精度越高。但是偶极子数量的大幅增加必然会引起线性方程组的矩阵变大, 导致内存消耗显著增加、计算时间变长、计算的收敛速度明显变慢。在当前计算机的性能前提下, DDA 法主要适用于尺寸参数较小粒子的散射特性计算。

Near R D 等人比较了用 DDA 法计算的金纳米颗粒消光系数与该颗粒的胶体悬浮液测定结果, 并建立了两者之间的关系^[37]。这样可以快速准确地预测金纳米球和金纳米棒的消光系数。Lee T W 用 DDSCAT 软件分析了硫酸盐-烟煤碳复合颗粒在 0.4~0.8 μm 波长范围内的平均消光特性。他发现颗粒半径大于 0.2 μm 的复合粒子的消光特性与纯硫酸盐粒子非常接近^[38]。缪云坤等人利用 DDA 法计算了圆形鳞片石墨烟幕粒子的中远红外消光性能与波长、直径和厚度等参数的关系^[39]。结果表明, 直径和厚度均对石墨粒子的干扰性能有着明显的影响; 烟幕粒子的形状对其消光性能也影响较大, 且圆片状粒子的消光性能显著优于等效球形粒子。

5 总结

从最早的米氏理论开始, 烟幕粒子的消光计算模型和方法一直在不断更新和发展, 即从最初的解析法精确求解发展到越来越多的数值法精确求解。这些计算方法的最终目标只有一个: 在能够承受的计算量前提下尽可能获得精

确的计算结果。为了实现这一目标, 人们在计算方法上不断创新和优化。从前文可以看到, 每种烟幕粒子消光计算方法都有各自的优点和局限性。实际使用的烟幕粒子的形状有球体、圆片、柱体、纤维状等多种, 尺寸大小也跨越了从纳米级、微米级到毫米级的多个量级。目前还没有某种方法能够适用于所有的情形。因此在实践中通常是对某种方法进行尽可能的优化以拓展其适用范围, 也可以采用多种计算方法相结合的方式互相补充和验证, 从而获取更加精确的计算结果。另外, 随着现代计算机芯片技术及计算软件的发展, 高速运算与高通量计算等先进计算机技术发展迅猛, 计算模型中烟幕粒子的数量可以进一步提升, 计算模型的网格也可以划分得更加精细。这些都为更精确地计算烟幕粒子的消光性能提供了可能。

参考文献

- [1] 杜石明, 曾凯, 吕相银. 对红外烟幕消光机理及性能的研究 [J]. 电光与控制, 2011, 18(1): 90-93.
- [2] 刘本利, 王红霞, 竹有章. 烟幕对激光的干扰特性研究 [J]. 激光与红外, 2010, 40(7): 736-739.
- [3] 闫俊宏, 闽江, 苏世明. 对毫米波制导武器的烟幕干扰技术 [J]. 光电技术应用, 2012, 27(5): 17-21.
- [4] 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.
- [5] 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.
- [6] Waterman P C. Symmetry unitarity and geometry in electromagnetic scattering [J]. Phys Rev D, 1971, 3(4): 825-839.
- [7] Peterson B, Strom S. T matrix for electromagnetic scattering from an arbitrary number of scatterers and representations of E(3) [J]. Phys Rev D, 1973, 8(10): 3661-3678.
- [8] Lakhtakia A, Varadan V K, Varadan V V. Scattering and absorption characteristics of

- lossy dielectric, chiral, nonspherical objects [J]. *Appl Opt*, 1985, **24**(23): 4146–4154.
- [9] Iskander M F, Lakhtakia A, Durney C H. A new procedure for improving the solution stability and extending the frequency range of EBCM [J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1983, **31**(2): 317–324.
- [10] Doicu A, Wriedt T. Calculation of the T matrix in the null-field method with discrete sources [J]. *J Opt Soc Am A*, 1999, **16**: 2539–2544.
- [11] Mishchenko M I, Travis L D. Capabilities and limitations of a current fortran implementation of the T-matrix method for randomly oriented rotationally symmetric scatterers [J]. *J Quant Spectrosc Radiat Transfer*, 1998, **60**(3): 309–324.
- [12] Wu Y, Gu X, Cheng T. The single scattering properties of the aerosol particles as aggregated spheres [J]. *J Quant Spectrosc Radiat Transfer*, 2012, **113**(12): 1454–1466.
- [13] Cheng T, Gu X, Wu Y. The optical properties of absorbing aerosols with fractal soot aggregates: Implications for aerosol remote sensing [J]. *J Quant Spectrosc Radiat Transfer*, 2013, **125**: 93–104.
- [14] Appleyard P G. Infrared extinction performance of high aspect ratio carbon nanoparticles [J]. *J Optic Pure Appl Optic*, 2006, **8**(2): 101–113.
- [15] Khlebtsov N G, Trachuk L A, Melnikov A G. The effect of the size, shape, and structure of metal nanoparticles on the dependence of their optical properties on the refractive index of a disperse medium [J]. *Opt Spectrosc*, 2005, **98**(1): 77–83.
- [16] 李毅, 潘功配, 周遵宁. 烟幕凝聚粒子的消光特性研究 [J]. *兵工学报*, 2002, **23**(2): 184–187.
- [17] Yee K S. Numerical solution of initial boundary value problem involving Maxwell's equations in isotropic media [J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1966, **14**(3): 302–307.
- [18] Taflove A. Computational electrodynamics: The finite difference time domain method [M]. Normood: Artech House, 1995.
- [19] Berenger J P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves [J]. *J Comput Phys*, 1994, **114**(2): 185–200.
- [20] Yang P, Liou K N. Light scattering by hexagonal ice crystals: comparison of finite-difference time domain and geometric optics models [J]. *J Opt Soc Am A*, 1995, **12**(1): 162–176.
- [21] Namiki T. A new FDTD algorithm based on alternating-direction implicit method [J]. *IEEE Trans Microw Theory Tech*, 1999, **47**(10): 2003–2007.
- [22] Appleyard P G, Davies N. Modelling infrared extinction of high aspect ratio, highly conducting small particles [J]. *J Optic Pure Appl Optic*, 2004, **6**(10): 977–990.
- [23] Appleyard P G. Modelled infrared extinction and attenuation performance of atmospherically disseminated high aspect ratio metal nanoparticles [J]. *J Optic A: Pure Appl Opt*, 2007, **9**(3): 278–300.
- [24] Takei H, Bessho N, Ishii A. Enhanced infrared LSPR sensitivity of cap-shaped gold nanoparticles coupled to a metallic film [J]. *Langmuir*, 2014, **30**(8): 2297–2305.
- [25] Hedley J. Modelling the optical properties of suspended particulate matter of coral reef environments using the finite difference time domain (FDTD) method [J]. *Geo-Mar Lett*, 2012, **32**(2): 173–182.
- [26] Morgan M A, Mei K K. Finite-element computation of scattering by inhomogeneous penetrable bodies of revolution [J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1979, **27**(2): 202–214.
- [27] Volakis J L, Chatterjee A, Kempel L. Finite element method for electromagnetics [M]. New York: IEEE Press, 1998.
- [28] Devi J, Saikia R, Datta P. Modeling of absorption and scattering properties of core-shell nanoparticles for application as nanoantenna in optical domain [J]. *J Phys: Conference Series*, 2016, **759**: 012309.
- [29] Amarjit, Gangwar R P S. Implementation of

- artificial neural network for prediction of rain attenuation in microwave and millimeter wave frequencies [J]. *IETE J Res*, 2008, **54**(5): 346–352.
- [30] Purcell E M, Pennypacker C R. Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains [J]. *Astrophys J*, 1973, **186**(2): 705–714.
- [31] Draine B T. Discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphite grains [J]. *Astrophys J*, 1988, **333**(2): 848–872.
- [32] Draine B T, Flatau P J. Discrete dipole approximation for scattering calculations [J]. *J Opt Soc Am A*, 1994, **11**(11): 1491–1499.
- [33] McClain W M, Ghoul W A. Elastic light scattering by randomly oriented macromolecules: Computation of the complete set of observables [J]. *J Chem Phys*, 1986, **84**(12): 6609–6622.
- [34] Singham S B, Salzman G C. Evaluation of the scattering matrix of an arbitrary particle using the coupled dipole approximation [J]. *J Chem Phys*, 1986, **84**(5): 2658–2667.
- [35] Varadan V V, Lakhtakia A, Varadan V K. Scattering by three-dimensional anisotropic scatterers [J]. *IEEE Transactions on Antennas And Propagation*, 1989, **37**(6): 800–802.
- [36] Lakhtakia A, Mulholland G W. On two numerical techniques for light scattering by dielectric agglomerated structures [J]. *J Res Nat Inst Stan Tech*, 1993, **98**(6): 699–716.
- [37] Near R D, Hayden S C, Hunter R E. Rapid and efficient prediction of optical extinction coefficients for gold nanospheres and gold nanorods [J]. *J Phys Chem C*, 2013, **117**(45): 23950–23955.
- [38] Lee T W. Orientation-averaged light-extinction characteristics of compound particles including aggregate effects [J]. *Opt Soc Am A*, 2005, **22**(3): 514–517.
- [39] 缪云坤, 刘海锋, 刘清海. 鳞片石墨粒子红外消光性能数值计算 [J]. *红外技术*, 2015, **37**(3): 190–192.