

文章编号: 1001-3806(2005)02-0210-03

激光箔条的角散射数值模拟

张 军, 孙晓泉, 陈修桥, 李军梅
(解放军电子工程学院, 合肥 230037)

摘要: 为进一步探讨激光有源干扰手段在激光箔条中的应用, 以 MATLAB 为开发工具对激光箔条的角散射截面进行了定量的计算; 并在此基础上研究了入射光的偏振特性对角散射截面的影响, 从而得出通过激光箔条进行有源干扰时考虑入射光偏振度的必要性。

关键词: 气溶胶; 角散射截面; 偏振; 散射角

中图分类号: O648.18 **文献标识码:** A

Numerical simulation of light scattering of laser chaff

ZHANG Jun, SUN Xiao-quan, CHEN Xiu-qiao, LI Jun-mei
(PLA Institute of Electronic Engineering, Hefei 230037, China)

Abstract: In order to discuss the application of laser active jam technology for laser chaff, a numerical calculating method of light scattering section with the tool of MATLAB software is presented. The influence of polarization characteristic of the incidence light on the light scattering section is analyzed. The conclusion that the degree of polarization should be taken into consideration in laser active jam has been drawn.

Key words: aerosol; light scattering section; polarization; scattering angle

引 言

随着激光侦测和制导设备的不断发展和应用, 面向它的有源和无源干扰技术也得到了迅猛的发展, 这其中就包括激光箔条技术。激光箔条是指能在指定空域快速形成的强散射气溶胶烟云, 初始时它只是作为假目标对入射的敌方激光产生强烈散射, 特别是形成强烈的后向散射回波, 对敌激光主动侦测装备进行欺骗干扰^[1]。伴随着作战方式的不断更新和理论研究的不断深入, 发现激光箔条也可以作为己方激光欺骗式有源干扰的假目标。在这种应用方式下就必须要考虑气溶胶对激光的各向散射。

其实早在上世纪 40 年代, 众多科学家就对大气气溶胶的角散射现象进行了研究, 并进行了大量的数值模拟计算。有些学者做的工作尤为突出^[2,3], 但关于入射光的偏振情况对角散射的影响一直以来重视不够。本文中基于此对激光箔条气溶胶的角散射进行分析, 并计算了几种光对气溶胶的角散射截面。

1 理论分析

在理论上全面考虑气溶胶的角散射是比较复杂

作者简介: 张 军 (1979-), 男, 硕士, 主要从事空间光电对抗的研究工作。

E-mail: junzhang66@163.com

收稿日期: 2004-03-02; 收到修改稿日期: 2004-04-16

的, 它不仅强烈的依赖于散射方向, 而且还与入射光的偏振状态有关。为了简化运算, 可以将气溶胶视为各向同性的球形粒子。对于所有的粒子尺度和任何波长, Mie 散射的角度特性都可用两强度分布函数来表示^[2]:

$$I_1(k, m, \theta) = \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \Pi_n + b_n T_n) \right|^2 \quad (1)$$

$$I_2(k, m, \theta) = \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n T_n + b_n \Pi_n) \right|^2 \quad (2)$$

式中, I_1 表征了垂直偏振光矢量方向的散射光强度分布, I_2 表征了平行偏振光矢量方向的散射光强度分布。其中 $k = 2\pi r/\lambda$, r 为气溶胶半径, λ 为波长, m 为折射率, θ 为观测角 (散射角)。

a_n, b_n 由 Ricatti-Bessel 函数决定, 其值取决于粒子的特性 k 和 m , 而与角度无关。 Π_n, T_n 却仅与角度有关, 值可由 Legendre 多项式 $P_n(x)$ 求得。具体可表述为^[1,4,5]:

$$a_n = \frac{m\Psi_n(mk)\Psi_n'(k) - \Psi_n'(mk)\Psi_n(k)}{m\Psi_n(mk)\Phi_n'(k) - \Psi_n'(mk)\Phi_n(k)} \quad (3)$$

$$b_n = \frac{m\Psi_n'(mk)\Psi_n(k) - \Psi_n(mk)\Psi_n'(k)}{m\Psi_n'(mk)\Phi_n(k) - \Psi_n(mk)\Phi_n'(k)} \quad (4)$$

$$\Pi_n = P_n'(\cos\theta) / \sin\theta = \sum_{s=1}^n C_{n,s} \times [s(1 - \cos\theta)^{s-1} - (-1)^n s(1 + \cos\theta)^{s-1}] \quad (5)$$

$$C_{n,s} = \frac{(-1)^s (n+s)!}{2^{s+1} (n-s)! (s!)^2} \quad (6)$$

$$T_n = n \cos \theta \Pi_n - (n+1) \Pi_{n-1} \quad (7)$$

式中, $\Psi_n(k) = (k\pi/2)^{0.5} J_{n+0.5}(k)$; $\Phi_n(k) = (k\pi/2)^{0.5} \times H_{n+0.5}^{(2)}(k)$; $J_n(k)$ 为第 1 类贝塞尔函数; $H_n^{(2)}(k)$ 为第 2 类汉克尔函数 (第 3 类贝塞尔函数的第 2 个函数):

$$\Psi_n'(k) = \Psi_{n-1}(k) - n\Psi_n(k)/k \quad (8)$$

$$\Phi_n'(k) = \Phi_{n-1}(k) - n\Phi_n(k)/k \quad (9)$$

通过上面的公式,可以非常方便地计算出已知气溶胶粒子在某一观测角上的散射强度分布。这里必须要强调的是, I_1, I_2 并非是散射光分出的两个垂直偏振分量的光强值,具体的光强值还要考虑入射光的辐照度;对于一个具体的情况来说,入射光的辐照度显然是一个定值,不会因角度的改变而改变。即 I_1, I_2 与具体的光强值成正比,显然不会影响散射光强的分布。

2 角散射截面计算

为了更好地表征激光箔条对光散射作用的角度特性,同常见的大气平均消光截面概念相对应,笔者采用角散射截面这个物理量取代光强函数来表征角散射特性。可以认为粒子 (粒子群) 存在这样一个截面:当入射光作用于粒子 (粒子群) 表面时,投射到这个截面上的能量等于由于这个粒子 (粒子群) 的作用向 θ 方向单位立体角所散射的光能量,就把这样的一个截面称为该粒子 (粒子群) 的角散射截面^[2]。从物理意义上它可表示为散射光强和入射光强之比。应用它的一大优点就是可以不考虑入射光的辐照度而直接比较散射能力的强弱。

就单个粒子的角散射截面而言,可将其同光强函数的转换分为以下几种情况考虑^[3]。

(1) 气溶胶粒子被一束与观测平面平行的平面偏振光照射时,可认为偏振角 $\omega = 0^\circ$, 这时角散射截面为:

$$\sigma_1 = \lambda^2 I_2 / 4\pi^2 \quad (10)$$

(2) 粒子被与观测平面垂直的偏振光照射时,偏振角 $\omega = 90^\circ$ 时:

$$\sigma_2 = \lambda^2 I_1 / 4\pi^2 \quad (11)$$

(3) 粒子被非偏振光照射时两个分量可线性相加,即:

$$\sigma_3 = (\lambda^2 / 4\pi^2) [(I_1 + I_2) / 2] \quad (12)$$

这里要注意,虽然入射光是非偏振光但散射光却部分偏振。

(4) 一般情况时,即粒子被偏振角不特殊的偏振光照射时,它的角散射截面可表述如下:

$$\sigma_4 = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} (I_1 \sin^2 \omega + I_2 \cos^2 \omega) \quad (13)$$

当然,在通常情况下考虑激光箔条的散射作用,仅仅对单个粒子进行分析计算是没有任何现实意义的,还要充分考虑到粒子群在大气中的分布情况。就最终散射效果而言,不考虑多次散射的影响,可认为粒子群的角

散射截面同单个粒子的角散射截面存在如下关系^[1]:

$$\sigma_a = \int_{r=0}^{\infty} \rho \sigma_1(k, m, \theta) f(r) dr \quad (14)$$

式中, σ_1 为单个粒子的角散射截面, ρ 为气溶胶粒子数分布密度, $f(r)$ 为整个粒子群的粒径分布函数,通常用对数正态分布来描述。

3 数值计算^[6]

从综合对比的角度,本文中以 MATLAB 为开发工具对激光箔条散射截面同散射角的数值关系作了定量的计算,并在此基础上考察了光的偏振特性对角散射截面的影响。由于粒子群的分布情况同入射光的偏振特性没有任何关联,为简便运算可以不予考虑,而只是对单个粒子的角散射截面进行计算^[7]。

这里需要说明的是,由于颗粒尺寸或折射率虚部的影响,在计算过程中常常会出现计算过慢或产生溢出和不收敛的现象,尤其是 n 取值较大时会使得小散射角对应的散射截面结果出现溢出情况^[5]。为了防止这种情况的发生,一般 n 的取值不要超过 160,本文中取 $n = 130$ 。

(1) 取 $r = 1.5 \mu\text{m}, \lambda = 3.80 \mu\text{m}, m = 1.48 - 0.006j$ 时 σ_1, σ_2 和 σ_3 同散射角的关系,见图 1。

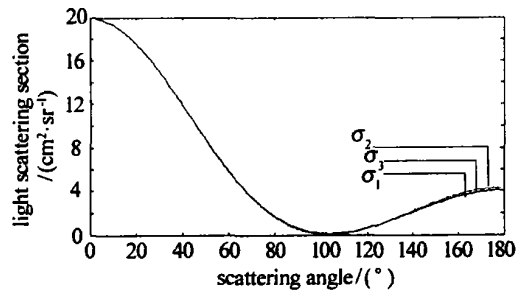


Fig 1 Light scattering section distribution whether or not incidence light polarizes

(2) 取 $r = 1.5 \mu\text{m}, \lambda = 3.80 \mu\text{m}, m = 1.50 - 0.218j$, 偏振角 ω 取不同值 ($30^\circ, 50^\circ, 70^\circ$) 时 σ_4 同散射角的关系,见图 2。

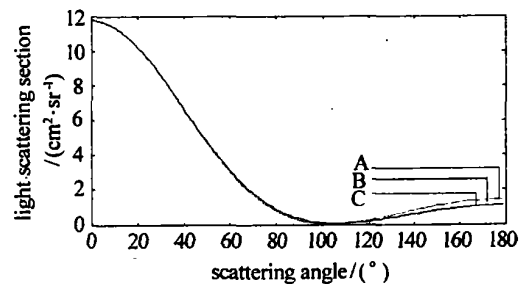


Fig 2 Relationship between light scattering section and polarization angle A- $\omega = 70^\circ$ B- $\omega = 50^\circ$ C- $\omega = 30^\circ$

从图 1 和图 2 不难看出,散射角为锐角时偏振对散射的影响并不大;当大于 90° 时,角散射截面将随着偏振角的增加而增加,但增加幅度不是很大。

(3) 取 $r = 1.5 \mu\text{m}, \lambda = 3.80 \mu\text{m}, m$ 分别取 $1.50,$

1.50 - 0.124j, 1.50 - 0.013j, 1.50 - 0.218j时 σ_3 同散射角的关系, 见图 3。

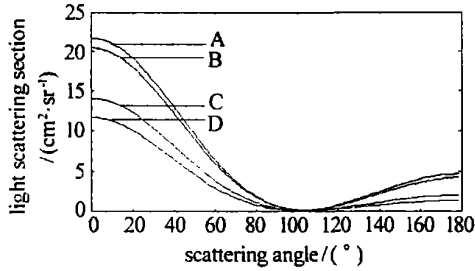


Fig 3 Relationship between light scattering section and refractive index
A— $m=1.50$ B— $m=1.50-0.013j$ C— $m=1.50-0.124j$
D— $m=1.50-0.218j$

从图 3 可以看出, 折射率的变化对散射截面起非常大的作用, 考虑散射时不可忽视粒子的吸收作用。

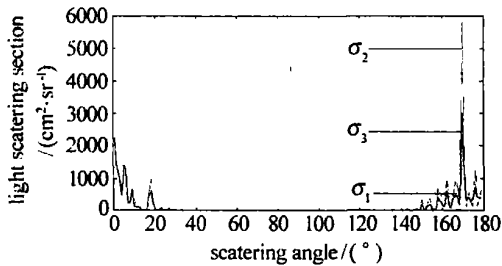


Fig 4 Light scattering section distribution for three different cases

(4) 在第 1 种情况的基础上又考虑了粒径参数对

散射截面的影响, 取 $r=4.0\mu\text{m}$, $\lambda=1.06\mu\text{m}$, $m=1.48-0.006j$ 时 σ_1 , σ_2 和 σ_3 同散射角的关系, 见图 4。

4 结论

综上所述, 粒径参数对散射截面起着非常大的作用; 但仅仅增加粒子的粒径却非明智之举, 粒径的增大必将导致粒子浓度迅速增大, 对消光起反作用。另外, 激光箔条作为有源干扰设备, 从敌方的观察角度看, 大部分散射角都大于 90° , 因此, 考虑偏振的影响是有意义的。

参考文献

- [1] 孙晓泉, 吕跃广. 激光对抗原理与技术 [M]. 北京: 解放军出版社, 2000. 7~16, 140~164.
- [2] 麦卡特尼 E.J. 大气光学分子和粒子散射 [M]. 北京: 科学出版社, 1988. 197~200, 212~228, 242~276.
- [3] 石丸. 随机介质中波的传播和散射 [M]. 北京: 科学出版社, 1986. 6~28.
- [4] 钟志农. 烟幕消光的数值模拟 [J]. 光电对抗与无源干扰, 1999 (1): 14~19.
- [5] 侯文学. 气溶胶粒子的具备特征及在光电无源干扰中的作用 [J]. 光电对抗与无源干扰, 1997 (3): 7~10.
- [6] 理查特 D. 气溶胶手册 [M]. 北京: 原子能出版社, 1988. 202~221.
- [7] 王少清, 任中京, 张希明 *et al* Mie 散射系数的新算法 [J]. 激光杂志, 1997, 18 (3): 9~12.

(上接第 209 页)

过率为 92%。可以看出, 蝇眼式均匀器具有最大的透过率和最佳的 F 因子, 因此, 两级蝇眼均匀器是目前光刻及微细加工中最好的实施方案, 缺点是加工困难价格昂贵; 而单级蝇眼均匀器在降低一半成本的前提下可获得同样均匀效果, 可应用于微细加工。波导结构均匀器具有良好的 F 因子, 但透过率差, 由于其制造成本低廉, 在不要求高强度照射条件下是一种不错的选择。在一些应用中如果对 F 因子要求不高, 则双棱镜加梯形棱镜组, 由于其低成本和较好的透过率可以作为一种实用的选择。

参考文献

- [1] LOU Q H, HUO Y Sh Lifetime study of a transverse flow excimer laser [J]. Acta Optica Sinica, 1987, 7 (6): 481~485.
- [2] DONG J X, YE Zh H, GAO H Y *et al* Improvement of the intensity of excimer laser [J]. Chinese J Lasers, 1995, A22 (12): 894~896.
- [3] GAO H Y, LOU Q H, DONG J X *et al* Beam homogenizer for XeCl laser and its applications [J]. Acta Optica Sinica, 1996, 16 (1): 1379~1382.
- [4] LI H X, LOU Q H, DONG J X *et al* A Novel homogenizer to improve the excimer laser beam uniformity [J]. Chinese J Lasers, 2004, 31 (7): 785~788.
- [5] LI Ch D, CHEN T, ZUO T Ch *et al* Design of fly's eye homogenizer for Excimer laser micromachining [J]. Chinese J Lasers, 1999, A26 (6): 560~564.
- [6] KLAUMNZER G, ABELE C. Excimer lasers need specifications for beam uniformity [J]. Laser Focus World, 1991, 27 (5): 153~158.