

大气散射对激光角度欺骗干扰影响的研究

叶顺流^{1,2}, 朱少岚¹, 孙启兵^{1,2}, 阎德科^{1,2}

(1. 中国科学院西安光学精密机械研究所, 陕西 西安 710119; 2. 中国科学院研究生院, 北京 100039)

摘要:根据光的粒子性,用蒙特卡罗法构建单个光子在大气传输中的散射模型,研究大气散射对激光角度欺骗干扰效果的影响。结果表明:①非对称因子、大气传输距离和消光系数等对干扰脉冲信号强度有不同程度的削弱,散射产生的迂回路径延迟了干扰脉冲到达导引头探测器的时间。②激光干扰脉冲在大气散射作用下脉冲展宽效应不明显。

关键词:激光角度欺骗干扰;大气散射;蒙特卡罗法

中图分类号:0436.2 **文献标识码:**A

Research on atmosphere-scattering influence on laser-angle-cheating jam

YE Shun-liu^{1,2}, ZHU Shao-lan¹, SUN Qi-bing^{1,2}, YAN De-ke^{1,2}

(1. Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, CAS, Xi'an 710119, China;

2. Graduate University of CAS, Beijing 100039, China)

Abstract: According to the particle properties of light, a scattering model of a signal-photon atmospheric transmission was built based on Monte Carlo method. Influences of atmospheric scattering on effects of laser-angle-cheat jam were studied. The results illustrate: ① asymmetric factor, atmospheric transmission distance and extinction coefficient weaken the strength of pulse-jamming signal in different degree, circuitous path caused by scattering delays jamming pulse's arrival in probe of seeker. ② Broadening effect of laser-jamming pulse caused by atmospheric scattering is not obvious.

Key words: laser-angle-cheat jam; atmospheric scattering; Monte Carlo method

1 引言

激光角度欺骗干扰是对激光半主动制导武器的一种干扰方式。通过截获和识别目标指示器发出的制导信号,将其发射到被保护目标附近具有高反射率的假目标,假目标漫反射产生的干扰信号被激光导引头的波门接收。只有当干扰信号比制导信号强度高,且到达激光导引头的时间也比制导信号超前时,激光导引头的信号处理系统才会将干扰信号当作制导信号处理^[1-2]。激光制导武器就会把假目标当作攻击对象,从而达到将导弹从被保护目标引偏

的目的。为了有效地干扰,对干扰信号的强度和到达导引头的时间提出了较高的要求。而干扰信号在大气中传输时,不可避免地要受到大气散射的影响。当大气分子或微粒遇到入射的光线时,会受激而向四面八方发射出频率与入射光相同的光线而产生散射。由于散射的存在,激光脉冲会因散射而使其能量受到衰减;同时光的散射使单个光子飞行的路程

作者简介:叶顺流(1977-),男,博士研究生,主要从事光电对抗方面的研究。E-mail: shunliuye@163.com

收稿日期:2009-06-11

增加了,到达目的地时间也相应增加。上述两个因素严重影响激光角度欺骗干扰的效果,所以研究大气散射对激光角度欺骗干扰的影响很有必要。

2 大气散射的蒙特卡罗建模

2.1 蒙特卡罗模拟基本思想^[3-4]

激光干扰脉冲的大气散射的蒙特卡罗模拟是基于光子运动轨迹的计算机模拟,其基本思想:光子以一个特殊的方向进入大气介质,确定发生碰撞后实时给出光子下一次散射的步长,并由适当的散射相位函数选取散射后新的运动方向。这个过程重复进行,直至满足边界条件为止。

研究光在大气中的传输问题时,根据光的粒子性,可以把光束看成是由很多光子组成的光子束,这样光的传输问题转化为光子的传输问题。

用蒙特卡罗的方法模拟激光干扰脉冲在大气中的传输需要作以下几点假设:

- 1) 散射的各个光子是各自独立的;
- 2) 散射、吸收介质是统计均匀的;
- 3) 模型中的光子的权值不相等,由光子的运动轨迹确定权值的大小。

2.2 光子大气散射模型

1) 光源抽样和初始状态

为了便于计算,假设干扰信号是以高斯脉冲的形式发送的,如式(1)所示:

$$N = 10^6 \exp(-t^2/100) \quad (1)$$

式(1)表示脉冲宽度为 20 ns,幅值为 10^6 个光子的脉冲。取 $(t_1, t_2, \dots, t_n)$ 代入式(1),得到 $(N_1, N_2, \dots, N_n)$ 个光子数。首先统计 N_1 个光子成功穿过一定距离的大气层的光子数,具体的操作步骤是将单个光子作为操作对象,判断其在经过大气分子的吸收和散射以后能否穿过设定的大气边界。若穿过大气边界则记录其行走的路径长度,统计完 N_1 个光子后记录成功穿越的光子数目 n 和它们行走路径长度均值。然后按同样的方法统计 $(N_2, \dots, N_n)$ 。每个进入大气的光子从坐标原点沿 Z 轴的正向入射,初始位置在原点。

2) 单光子散射步长

假设光子在大气中已经经历了 m 次碰撞,实时确定下一个碰撞点的步长 $l_m = -\frac{1}{a} \ln \varepsilon_m$, a 为消光系数,等于大气的吸收系数和散射系数之和; ε_m 是

一个服从 $(0, 1)$ 均匀分布的随机数,是基于蒙特卡罗的思想取值的,也就是说光子在大气中传输,每碰撞一次大气粒子后发生散射都会产生一个步长,每次的步长都是随机取值的,都是不相等的。于是得到了下一个碰撞点的位,即:

$$\begin{cases} x_{m+1} = x_m + \mu_{x,m} \cdot l_m \\ y_{m+1} = y_m + \mu_{y,m} \cdot l_m \\ z_{m+1} = z_m + \mu_{z,m} \cdot l_m \end{cases} \quad (2)$$

3) 碰撞后的运动方向

第 m 次碰撞后光子的运动方向相对于碰撞前光子的运动方向的散射角 θ_m ,方位角 φ_m 。散射角 θ_m 可以通过标量相位函数或体积散射函数得到,如式(3)所示^[5]:

$$\theta_m = \arccos \left\{ \frac{1}{2g} \left[(1+g^2) - \frac{(1-g^2)^2}{(1-g+2g\varepsilon_m)^2} \right] \right\} \quad (3)$$

方位角 φ_m 如式(4)所示^[5]:

$$\varphi_m = 2\pi\varepsilon_m \quad (4)$$

其中, ε_m 是 $(0, 2\pi)$ 上的均匀分布。由于 ε_m 取值的随机性,也确定了各次碰撞的散射角和方位角的随机性和相互独立性。

通过坐标变换,光 θ_m 子碰撞后 φ_m 新的运动方向矢量为:

$$\begin{cases} \mu_{x,m+1} = \frac{\sin\theta_m}{\sqrt{1-\mu_{z,m}^2}} (\mu_{x,m}\mu_{z,m}\cos\varphi_m - \mu_{y,m}\sin\varphi_m) + \mu_{z,m}\cos\theta_m \\ \mu_{y,m+1} = \frac{\sin\theta_m}{\sqrt{1-\mu_{z,m}^2}} (\mu_{y,m}\mu_{z,m}\cos\varphi_m - \mu_{x,m}\sin\varphi_m) + \mu_{z,m}\cos\theta_m \\ \mu_{z,m+1} = -\sin\theta_m\cos\varphi_m\sqrt{1-\mu_{z,m}^2} (\mu_{x,m}\mu_{z,m}\cos\varphi_m - \mu_{y,m}\sin\varphi_m) + \mu_{z,m}\cos\theta_m \end{cases} \quad (5)$$

4) 确定权值

权值是衡量光子在大气中发生散射程度的一个指标。碰撞后的权值应当等于碰撞前的权值乘以介质的单次散射率,每个光子的权值不一定相等,其大小取决于光子传输过程中发生散射的次数。单个光子的权值大小如式(6)所示:

$$\omega_n = \omega_{n-1} (v/a) = \dots = (v/a)^n \quad (6)$$

式中, v 为散射系数; a 为消光系数; n 为发生散射的

次数。

3 模拟过程及结果分析

3.1 模拟过程

用蒙特卡罗法模拟一个激光干扰脉冲在大气中的传输模型如图1所示,在2.2节中已经较为详细的解释其原理。

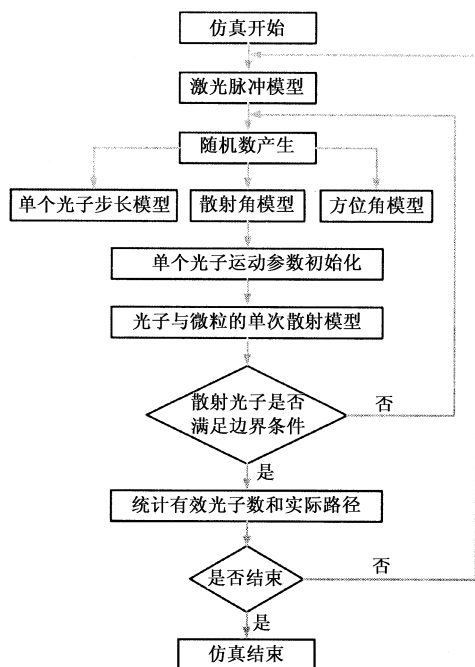


图1 蒙特卡罗模拟流程图

3.2 结果分析

1) 非对称因子

由图2可知, g 越小,激光干扰脉冲峰值越小,峰值功率向后移动,意味着光子经历的散射次数较多,空中行走的路径较长,到达边界所用的时间更长。

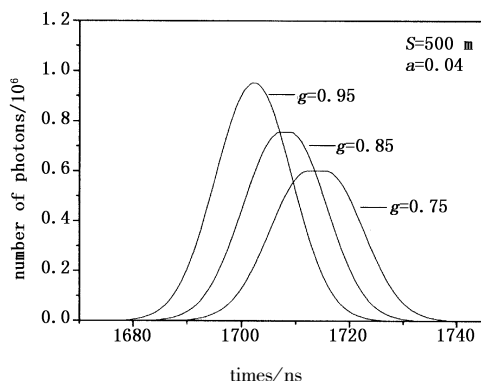
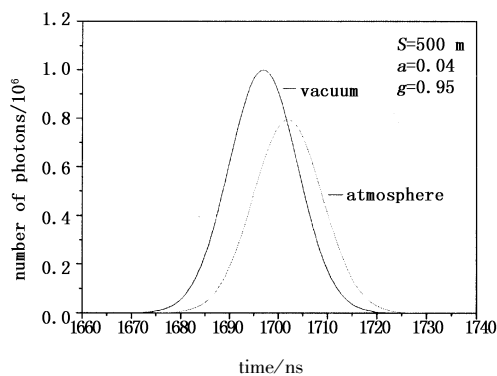


图2 不同的非对称因子引起的强度和延时的变化

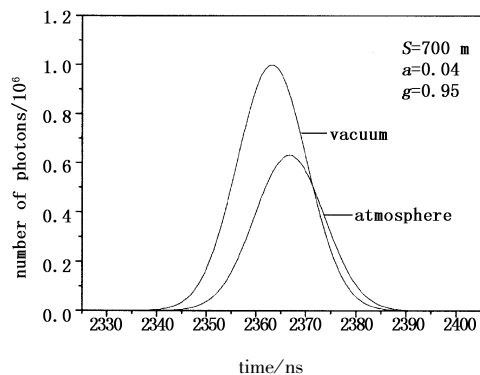
2) 传输距离

为了定量的测试大气散射对激光干扰脉冲的峰值削弱量和延迟时间量,将同一脉冲分布在真空中

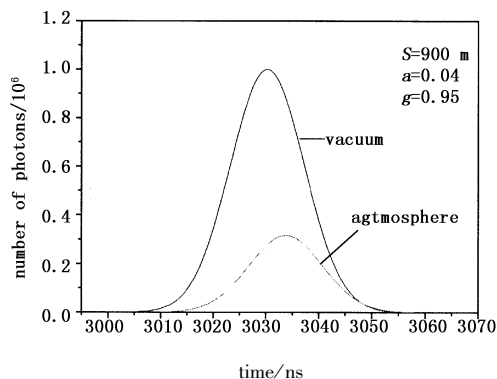
和大气中的传输作比较。在传输距离不同,其他的条件都相同的情况下,得出了如图3所示的结果。图3(a)表示传输距离500 m时,峰值功率减少了近20%,时间延迟3 ns;图3(b)表示传输距离700 m时,峰值功率减少30%左右,时间延迟了4.1 ns;图3(c)表示传输距离900 m时,峰值功率进一步减少,时间的延迟了5.6 ns。



(a) 500 m 大气与真空比较



(b) 700 m 大气与真空比较



(c) 900 m 大气与真空比较

图3 不同的传输距离引起的强度和延时的变化

3) 不同消光系数

由图4可知,随着消光系数的增加,峰值不断下降,到达峰值的时刻也有一定的延时。消光系数的增加,意味着光子在模拟中的平均前进步长减少,发

生散射的次数增加。

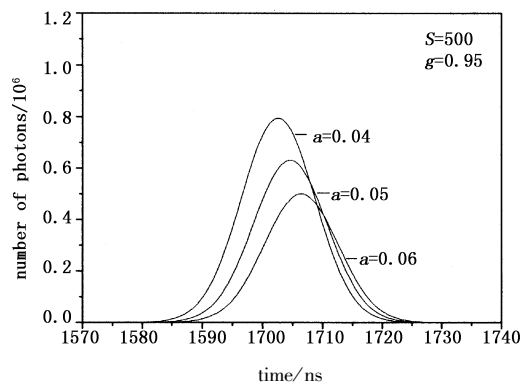


图4 消光系数引起的强度和延时的变化

4) 脉冲展宽

一般来说,脉冲在介质中传输会产生脉冲展宽的现象,展宽后的脉冲具有陡峭的上升沿和指数形式的收尾。但是脉冲展宽与信号的频率有一定的关系,且当信号频率达到太赫兹及其以上时,脉冲时间展宽特性对信号的影响才会比较明显^[5]。而激光干扰脉冲才几十赫兹,所以展宽现象不是很明显。

4 结 论

1) 非对称因子、大气传输距离和消光系数等对

激光干扰脉冲信号强度有不同程度的削弱,散射产生的迂回路径延迟干扰脉冲到达导引头探测器的时间。在发送激光干扰脉冲信号,对激光器的功率和发送时刻应特别注意。

2) 激光干扰脉冲在大气散射作用下脉冲展宽效应不明显,对激光欺骗干扰效果的影响不大。

参考文献:

- [1] 童忠诚. 激光角度欺骗干扰信号超前时间的仿真研究[J]. 兵工学报, 2008(5): 633-636.
- [2] 高卫, 黄惠明, 李军. 光电干扰效果评估方法[M]. 北京: 国防工业出版社, 2006: 126-128.
- [3] 张辉, 王涌天. 一种基于蒙特卡罗法的激光引信回波信号仿真技术[J]. 系统仿真学报, 2004(8): 1624-1629.
- [4] Jiangang Wang, Guiying Wang, Zhizhan Xu. Monte Carlo simulation of photon migration path in turbid media[J]. Chinese Optics Letters, 2008(7): 530-532.
- [5] 王建玮. 大气介质中散射引起的光脉冲时间展宽特性[EB/OL]. 中国科技论文在线, [http://www. paper. edu. cn](http://www.paper.edu.cn).