文章编号:1001-5078(2011)03-0259-05

· 激光应用技术 ·

# 激光脉冲水下传输时域展宽的蒙特卡罗模拟

周亚民,吴克启,陈金来,王忠思,蒋洪晖 (海军士官学校三系,安徽 蚌埠 233012)

摘 要:建立蒙特卡罗模型模拟光子的水下传输,研究了激光脉冲水下传输后时间扩展特性,分析了传输距离、光接收面尺寸等系统参数以及海水介质不对称因子、海水有效衰减系数等水质条件对脉冲时间扩展特性的影响,模拟结果表明:传输距离越大,激光脉冲的时间宽度越宽;光接收面积越大,脉冲时间扩展越严重;海水的前向散射性越强,脉冲的时间宽度越窄;海水有效衰减系数越大,脉冲时间扩展越明显。

关键词:激光通信;时域展宽;蒙特卡罗方法;光散射

中图分类号:TN929.1 文献标识码:A

# Monte Carlo simulation of time-domain broadening of laser pulse propagating underwater

ZHOU Ya-min, WU Ke-qi, CHEN Jin-lai, WANG Zhong-si, JIANG Hong-hui (No. 3 Department, Naval Petty Officer Academy, Bengbu 230012, China)

**Abstract**: The Monte Carlo model of underwater photon propagation is developed to simulate the time-domain broadening characteristics of laser pulse propagating underwater. The influence of system parameters, such as propagation distance, receiving area, and water quality to the pulse time-domain broadening characteristics is analyzed. The simulated results show that with increasing of propagating distance, the laser pulse time-domain width increases. And the larger the receiving area of the detector, the more seriously the pulse time-domain broadens. Furthermore, the width of pulse time-domain is relatively narrow when the forward scattering characteristics of seawater is strong. And the pulse time-domain broadening is more clearly apparent with increasing attenuation coefficient.

Key words: laser communication; time-domain broadening; Monte Carlo method; light scattering

#### 1 引 言

在水下无线光通信中,激光脉冲是目前通信信号的主要形式。而激光脉冲在水下传输时将发生严重散射,其结果一方面直接导致激光束在空间上的扩散,另一方面散射引起的多路径效应将导致激光脉冲时域展宽,使信号波形发生变化[1]。

脉冲信号的时域展宽,给信号的正确检测带来困难,对水下激光通信效果将产生严重影响。有理论和实验证明,散射导致光脉冲信号的时间扩展对激光通信的影响大于能量衰减<sup>[2]</sup>,因此,分析激光水下传输特性,研究激光脉冲水下传输时域展宽对水下光通信系统的设计具有重要参考

价值。

关于光在随机介质中的能量传输,国内外学者做了大量研究工作。D. Arnush等<sup>[3]</sup>以小角度近似法处理介质中的光子散射过程,得出水下传输光场的解析解。Paul F. Schippnick等<sup>[4]</sup>采用唯象方程法,计算出水下光场辐射能量的分布。但这些传统解析法的理论模型都对介质情况做了大量简化处理,与实际情况存在着较大的距离。为研究不同折射率、不同吸收、散射系数的多种随机介质组合中的

作者简介:周亚民(1984 - ),男,硕士,助教,主要研究方向为无线通信。E-mail;yamin1023@163.com

光束传输,E. A. Bucher 等<sup>[5-6]</sup>将蒙特卡罗方法引入介质中光子多次散射的研究,随着 R. M. Lerner 和 L. H. Wang 等学者<sup>[7-8]</sup>对光子在介质中传输模型的逐步修正,蒙特卡罗方法已成为研究光在随机介质中多次散射传输问题的常用方法。

本文将建立光子水下传输的蒙特卡罗模型,对激光脉冲水下传输时域展宽进行模拟分析,研究激光脉冲水下传输后时域展宽特性,分析讨论传输距离、海水水质、接收面积等因素对脉冲展宽程度的影响。

# 2 光子水下传输的蒙特卡罗模型

考虑到水下光通信的应用背景,这里的水下环境一般认为是海水水下环境。激光在水下传输时,由于海水中分布着不同大小的微粒,激光散射在微观上即为入射激光与这些微粒发生的碰撞。蒙特卡罗模拟中,在不考虑微粒几何结构和海水边界条件的情况下,假设光子从初始位置以确定的方向进入介质,对光子自由迁移步长进行抽样,确定发生下一次散射时光子碰撞的位置,接着计算光子碰撞后的能量权值,并根据适当函数对碰撞后的散射角和方位角进行抽样,确定新的运动方向。这个过程重复进行,直到光子终止或被接收面所接收,最后确定光子运动总的时间,并记录光子能量权值。

需要指出的是,这里的光子不同于物理学上定义的光子,它被定义成为一种能量可以再分割但是不能分裂出新光子的特殊物理量,相当于一个包含了很多前进方向、偏振状态完全相同的光子的集合,同时集合不可分裂;另外,光子能量的变化只发生在光子与物质相互作用的那一点上,即只在散射发生处计算光子的能量变化。

#### 2.1 光子束的发射

模拟中一般都将激光脉冲时间宽度视为无限 窄,发射光束视为无限细,即光束的半径、发散角等 因素不予考虑。在笛卡尔坐标系中,将光子进入水体后的位置(x,y,z)初始值设为(0,0,0),光子运动单位方向矢量 $(u_x,u_y,u_z)$ 初始值设为(0,0,1),光子初值能量权值为 w=1。对光子进行位置和运动方向的初始化后,光子进入自由移动状态。

设  $l_i$  为第 i 次散射后光子迁移步长(光子进入水体,第一次散射前的迁移步长记为  $l_0$ ),  $r_{nd}$  为(0,1)上均匀分布的随机数,根据 Bouguer-Lambert 定律,可以推导出:

$$l_i = -\frac{1}{\alpha} \ln r_{nd} \tag{1}$$

式中, $\alpha$  为水体有效衰减系数。在获得了随机自由程后,可以根据光子的运动方向矢量,将光子的当前位置更新为:

$$\begin{cases} x \leftarrow x + u_x l_i \\ y \leftarrow y + u_y l_i \\ z \leftarrow z + u_z l_i \end{cases}$$
 (2)

#### 2.2 光子的吸收与散射

当光子经随机迁移到达新的碰撞位置时,一部分光子能量被吸收,光子能量权值便更新为<sup>[8]</sup>:

$$w \leftarrow w - w \cdot \frac{k_{\text{ext}}}{c} \tag{3}$$

式中, $k_{\text{ext}}$ 为光子吸收系数。与此同时,光子也发生散射作用。以 $\theta$ 表示光子散射后运动方向相对于散射前运动方向的散射角,以 $\phi$ 表示光子散射后运动方向的方位角,如图1所示,这都将通过基于统计意义上的抽样获得。

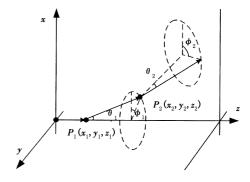


图 1 光子传输坐标系

Fig. 1 coordinate system of photon transmission

其中,g 关于散射角  $\theta$  的余弦值  $\cos\theta$  的概率密度函数,可以由经典的 H-G 函数给出<sup>[9]</sup>:

$$p(\cos\theta) = \frac{1 - g^2}{2(1 + g^2 - 2g\cos\theta)^{3/2}}$$
 (4)

式中,g 为不对称因子;是表征介质散射特性的物理量;在 $-1\sim1$  之间取值,具体由水质情况决定<sup>[4,9]</sup>。

经抽样可以得到:

$$\theta = \arccos\left\{\frac{1}{2g}\left[1 + g^2 - \left(\frac{1 - g^2}{1 - g + 2g \cdot r_n}\right)^2\right]\right\}$$
 (5)

而方位角  $\phi$  均匀地分布在区间 $[0,2\pi]$ 上,可以通过随机数  $r_{nd}$ 抽样得到:

$$\phi = 2\pi \cdot r_{nd} \tag{6}$$

这样,当 $\theta$ 和 $\phi$ 通过随机抽样获取后,就可以通过原来的光子移动方向矢量( $u_x$ , $u_y$ , $u_z$ ),计算出散射后新的方向矢量( $u'_x$ , $u'_y$ , $u'_z$ ):

$$\begin{cases} u'_{x} = \frac{\sin\theta}{\sqrt{1 - u_{z}^{2}}} (u_{x}u_{z}\cos\phi - u_{y}\sin\phi) + u_{x}\cos\theta \\ u'_{y} = \frac{\sin\theta}{\sqrt{1 - u_{z}^{2}}} (u_{y}u_{z}\cos\phi + u_{x}\sin\phi) + u_{y}\cos\theta \end{cases}$$
(7)
$$u'_{z} = -\sin\theta\cos\phi\sqrt{1 - u_{z}^{2}} + u_{z}\cos\theta$$

确定散射方向矢量后,再对光子迁移自由程进行抽样,继续进行下一次的吸收和散射计算。当光子经过多次散射后,能量权值 w 逐渐衰减到低于某个阈值  $w_{th}$ 时,即可认定光子终止,转而开始对下一个光子的跟踪。阈值  $w_{th}$ 的取值决定于探测器的灵敏度<sup>[8]</sup>,本文在模拟中取  $w_{th}$  = 0.0001。

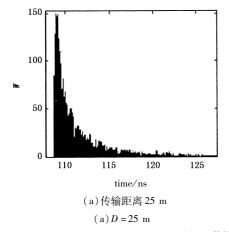
# 2.4 结果的统计

假设模拟激光光束传输距离为 D,在光子能量权值 w 大于阈值  $w_{th}$ 的前提下,对光子进行跟踪,当光子在轴向上的运动距离 z 大于光束传输距离 D,这时判断光子是否在接收器有效接收范围内,假设当 z=D 时, $x=x_0$ , $y=y_0$ ,则接收器有效接收的条件如式(8)所示:

$$\begin{cases} \sqrt{x_{0}^{2} + y_{0}^{2}} < r_{0} \\ \arctan \sqrt{u_{x}^{2} + u_{y}^{2}} / u_{z} < \Phi \end{cases} \tag{8}$$

式中, $r_0$  为接收器的接收面半径, $\Phi$  为接收器视场半角。

如果光子运动参数不满足接收条件,则停止跟踪;如果满足接收条件,则对光子从发射到接收面所



有的步长进行累加,即:

$$L = \sum l_i \tag{9}$$

根据光在水中的传播速度,进而求出光子到达接收面所需的时间,进行统计分析。

模拟时,从  $T_0 = D \cdot n_2/c$  时刻开始,将时间划分为若干个间隔:

 $T_0 < T_1 < \cdots < T_{j-1} < T_j < \cdots, T_j = T_0 + j \cdot \Delta T$  式中, $\Delta T$  为相应的时间间隔值,其取值大小与接收器性能有关。设置与间隔数相对应个数的计数器,当接收的光子运动所花时间为  $T_k$ ,  $T_{j-1} < T_k < T_j$ , 于是记录该光子的能量权值,并在相应的计数器中进行光子权重累加。这样跟踪 N 个光子后,就能统计出各个时间段的能量权值 W,由于累计的能量权值与激光能量幅值相对应,通过观察统计出的光子能量权值分布,也就可以分析判断激光脉冲水下传输后的扩展情况。

# 3 脉冲时域展宽的蒙特卡罗模拟结果及分析

首先考察不同传输距离条件下的脉冲展宽的情况,分别模拟激光脉冲水下传输 25 m 和 30 m 时,接收端的脉冲展宽波形。如图 2 所示,当外界和系统其他条件不变时,随着传输距离的增大,脉冲幅值减小,脉冲的时间宽度增大。这是由于距离越大,探测器接收到的直射光子越少,散射光子越多,而且光子传输时散射的次数也就越多,脉冲时间扩展越明显。

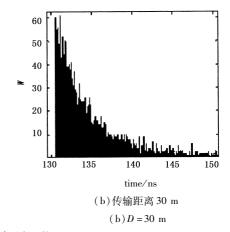
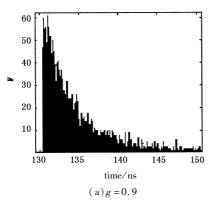


图 2 传输距离不同时激光脉冲展宽比较

Fig. 2 comparison of laser pulse width in different distance

海水中含有不同的杂质时,其前向散射特点也不同,不对称因子 g 反映的就是海水的前向散射特性。考察 g 取不同值时脉冲展宽的情况,图 3 所示的是 g 分别取 0.9 和 0.95 时激光脉冲水下传输 30 m 时,接收端的脉冲展宽波形模拟结果。可以看

出,当系统其他条件不变时,g 越接近于1,即海水的前向散射性增强,则接收到的脉冲幅值增大,脉冲的时间宽度减小。这是由于海水前向散射性越强,散射光子进入探测器光敏面的所经过的路程越短,脉冲时间扩展程度越小。



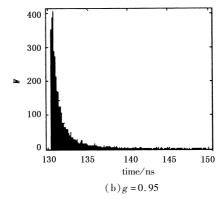
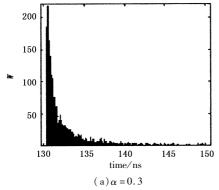


图 3 g取不同值时的激光脉冲展宽比较

Fig. 3 comparison of laser pulse width with different anisotropy

另一个反映海水水质情况的重要参数为有效衰减系数  $\alpha$ ,在蒙特卡罗模型中,海水衰减系数  $\alpha$  直接影响着光子自由迁移步长。图 4 所示的就是系统参数不变,其他外界条件相同的情况下,对  $\alpha$  分别取 0. 3 和 0. 4 时的脉冲时间扩展模拟波形。可以看

出,当系统其他条件不变时,有效衰减系数越大,脉冲幅值越小,脉冲的时间宽度越大。这是由于衰减系数越大,进入探测器光接收面的光子平均自由迁移步长越短,传输相同距离时散射的次数也就越多,脉冲时间扩展越明显。



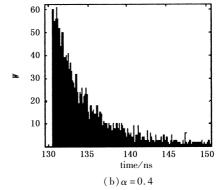
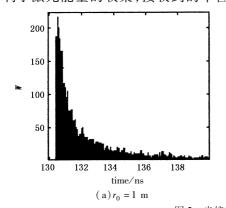


图 4 海水衰减系数不同时激光脉冲展宽比较

Fig. 4 comparison of laser pulse width with different attenuation coefficient

水下激光通信系统中,接收端的尺寸同样对接收到的激光脉冲的脉冲时间宽度有着重要的影响。图 5 所示的是系统参数不变,其他外界条件相同的情况下,接收面半径 r<sub>0</sub> 分别为 1 m 和 0.5 m 时得到的脉冲时间扩展模拟波形。可以看出,当系统其他条件不变时,接收面越小,面积比衰落越大,越不利于激光能量的收集,接收到的单位脉冲

能量也就越小。但另一方面,脉冲时间宽度也越窄。这是由于离接收面中心越远,接收到的光子平均散射次数越多,缩小接收面有利于滤除多次散射光子,这样接收到脉冲时间宽度越窄。可见,在实际应用中,保证所接收到的单位脉冲能量和控制脉冲时间宽度是一对矛盾,要根据工程需要进行取舍。



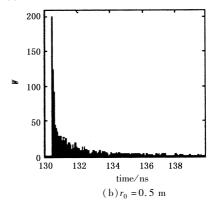


图 5 光接收面积不同时激光脉冲展宽比较

Fig. 5 comparison of laser pulse width with different receiving area

通过蒙特卡罗模拟,可以分析光子水下传输模型中任一外界条件及通信系统任一参数对脉冲展宽的影响,如海水的散射系数、吸收系数、接收机的视场角等。由于篇幅限制,本文不作——介绍。

### 4 结 论

本文建立光子水下传输的蒙特卡罗模型,研究激光脉冲水下传输时间扩展特性,分析了传输距离、光接收面尺寸等系统参数以及海水不对称因子、有效衰减系数等水质条件对脉冲时间扩展特性的影响。

模拟结果表明:传输距离越大,激光脉冲的时间 宽度越宽;海水不对称因子 g 越接近于 1,即海水的 前向散射性越强,脉冲的时间宽度越窄;海水有效衰 减系数越大,脉冲时间扩展越明显;探测器光接收面 积越大,脉冲时间扩展越严重。

# 参考文献:

[1] Zhou Yamin, Liu Qizhong, Zhang Xiaohui, et al. Analysis of underwater optical PPM channel capacity under certain background noise [J]. Laeser & Infrared, 2009, 39 (4): 375 - 378. (in Chinese)

周亚民,刘启忠,张晓晖,等.一定背景噪声下的水下 光 PPM 信道容量分析[J].激光与红外,2009,39(4):

- 375 378.
- [2] Bucher E A, Lerner R M. Experiments on light pulse communication through atmospheric clouds [J]. Appl. Opt, 1973,12(10):2401-2414.
- [3] Arnush D. Underwater light-beam propagation in the small-angle-scattering approximation [ J ]. J. Opt. Soc. Am., 1972, 62(9):1109-1111.
- [4] Schippnick P F. Extension of model of beam spreading in seawater to include dependence on the scattering phase function [C]. Proc. SPIE, 1991, 1537:185 – 193.
- [5] Bucher E A. Computer simulation of light pulse propagation for communication through thick clouds [J]. Appl. Opt, 1973, 12(10):2391-2400.
- [6] Bucher E A, Lerner R M. Experiments on light pulse communication and propagation through atmospheric clouds
  [J]. Appl. Opt, 1973, 12 (10): 2401 2414.
- [7] Lerner R M, Summers J D. Monte Carlo description of time and space resolved multiple forward scatter in natural water [J]. Appl. Opt, 1982, 21(5):861-869.
- [8] Wang L, Jacques S L, Zheng L. Monte carlo modeling of light transport in multi-layered tissues [J]. Computer Methods and Programs in Biomedicine, 1995, 47;131-146.
- [9] Vladimir P H. Analytical approximations to seawater optical phase functions of scattering [C]. Proc. SPIE, 2004, 5544;356 – 363.