

文章编号: 0258-7025(2009)01-0143-05

# 一种激光脉冲水下传输时域展宽模拟计算方法

周亚民 刘启忠 张晓晖 孙健

(海军工程大学兵器工程系, 湖北 武汉 430033)

**摘要** 激光脉冲是目前水下无线光通信信号的主要形式, 针对水下传输时由多重光散射引起的激光脉冲时域波形展宽问题, 采用简单的小角度近似方法进行分析。将经典电子散射理论应用于光子散射研究, 从 L. B. Stotts 模型出发, 通过选择合适的水体散射相函数, 推导出激光脉冲波形表达式, 模拟计算在一定水质条件下脉冲传输不同距离后的脉宽。模拟结果与实验测量数据吻合, 并且在较长距离时的精度优于传统模拟方法, 验证了该方法的有效性, 为解决水下较长距离时激光通信码间串扰问题提供依据。

**关键词** 激光通信; 时域展宽模拟; 小角度近似; 光散射

**中图分类号** TN929.1      **文献标识码** A      **doi**: 10.3788/CJL20093601.0143

## An Efficient Method for Simulating Time-Domain Broadening of Laser Pulse Propagating Underwater

Zhou Yamin Liu Qizhong Zhang Xiaohui Sun Jian

(Department of Weaponry Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan, Hubei 430033, China)

**Abstract** Laser pulse is the main signal of submarine optical wireless communication at present. To simulate the time-domain broadening of laser pulse propagating underwater, the small-angle approximation method, as a simple and inexpensive one, is presented in this paper. The classical electron scattering theory is applied to the photo scattering effects. Based on L. B. Stotts model and the appropriate water volume scattering function, an expression of laser pulse waveform is derived, and the widths of pulse propagating different distances are simulated under certain water quality conditions. The simulated results are in agreement with experimental measurement data and their precision, for longer-distance propagation, is higher than that of traditional methods, which can demonstrate the validity of this method, and provide an important basis for dealing with the problem of inter-symbol interference of longer-distance laser communication underwater.

**Key words** laser communication; time-domain broadening simulation; small-angle approximation; 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导致激光脉冲时域展宽, 使信号波形发生变化<sup>[1~3]</sup>。

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。用

$p_s(t)$  表示光电探测器接收到的平均光信号功率,  $p_s(t)$  的半功率点间的时间宽度  $\Delta t$  表示脉冲的时间扩展宽度。则当  $\Delta t$  很小时, 脉冲能量集中, 信噪比高, 易于检测解调; 当  $\Delta t$  较大时, 脉冲能量分散, 信号抗干扰能力差, 并且当  $\Delta t$  大到一定程度时, 将产生码间串扰, 加大信号检测的错误概率。

为分析激光脉冲水下传输时域展宽情况, 本文将 L. B. Stotts<sup>[4]</sup> 小角度分析模型应用于激光脉冲

收稿日期: 2008-03-13; 收到修改稿日期: 2008-06-10

基金项目: 军队“十一五”预研项目。

作者简介: 周亚民(1984—), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为水下激光通信。E-mail: yamin1023@163.com

导师简介: 刘启忠(1965—), 男, 副教授, 主要从事激光技术、红外技术研究。E-mail: qizhong@public.wh.hb.cn

水体散射作用,根据水体标量散射相函数的特殊情况,推导出较完整的激光脉冲水下载传输时域展宽后波形  $p_s(t)$  近似表达式,模拟计算脉冲时域展宽,并结合实验测量数据对此方法进行具体验证分析。

## 2 理论分析

### 2.1 脉冲扩展波形模型描述

为了得到不同条件下激光脉冲在介质中传输的扩展波形,国外很多学者做了相关研究。美国 E. A. Bucher 等<sup>[5]</sup>针对激光脉冲在云层传输时的脉冲展宽进行了实验研究,取得了大量实验测量数据,根据实验数据拟合出  $p_s(t)$  的表示形式

$$p_s(t) = E_R \frac{t}{t_M^2} \exp\left(-\frac{t}{t_M}\right), \quad t \geq 0, \quad (1)$$

式中  $E_R$  为接收到的光信号单元脉冲能量,  $t_M$  为  $p_s(t)$  从信号出现至达到最大值的时间,如图 1 所示,它与传输距离、介质参数等有密切关系。因此,要模拟不同距离、不同介质参数条件下的  $p_s(t)$  波形,关键在于取得  $t_M$  值。

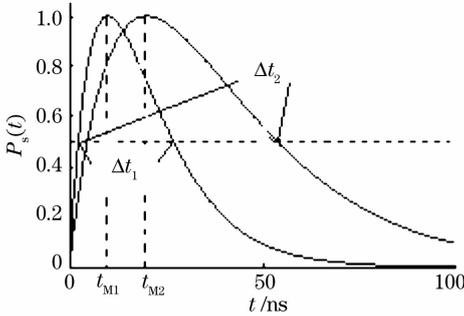


图 1 激光脉冲水下载传输扩展归一化波形

Fig. 1 Normalized waveform of laser pulse propagating underwater

E. A. Bucher 等<sup>[6]</sup>将粒子输运理论应用于激光脉冲的多次散射,进行 Monte Carlo 模拟来求  $t_M$  值,取得了一定的成果。但由于 Monte Carlo 方法的局限性,大系统、深穿透的情况下模拟出来的结果不能令人满意。L. B. Stotts 等<sup>[4,7]</sup>根据介质粒子标量散射相函数具有极强的前向选择性,引用经典电子散射的相关理论,以小角度近似法处理光子与悬浮粒子之间的散射过程,得出的结果与 Monte Carlo 方法相比,特别是在深穿透时,跟实验结果的吻合程度更好。本文便采用 L. B. Stotts<sup>[4]</sup>的这种对激光脉冲水体散射作用进行分析。

### 2.2 小角度分析法

考虑一准直激光束水体中沿  $z$  轴传输,其光源

位于笛卡尔坐标系  $(x, y, z)$  的原点,在传输过程中,由于水分子及水中的杂质粒子作用,沿  $z$  轴传输的光子会发生散射,如图 2 所示。

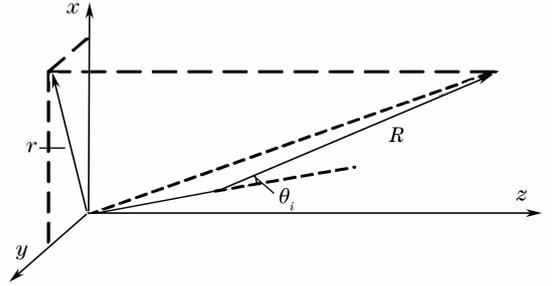


图 2 光子在水下的散射作用

Fig. 2 Photon scattering underwater

图 2 所示的坐标系中,单位时间内光子运动的平均轨迹长度可表示为

$$\frac{dR}{dt} = \left[ \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 + \left( \frac{dy}{dt} \right)^2 + \left( \frac{dz}{dt} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

也即

$$\frac{dR}{dz} = \left[ 1 + \left( \frac{dx}{dz} \right)^2 + \left( \frac{dy}{dz} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = \left( 1 + \left| \frac{dr}{dz} \right|^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

其中  $r = xi + yj$ 。由经典电子散射理论<sup>[8]</sup>,可以得到光子散射投影角近似为:

$$\gamma = [\omega_0 \tau \theta_0^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

式中  $\omega_0 = k_{sca}/k_{ext}$  表示单次散射反照率,  $k_{sca}$  为水体体积散射系数,  $k_{ext}$  为水体体积衰减系数,  $k_{sca}$ ,  $k_{ext}$  与水体中悬浮粒子的直径及其光学特性密切相关,它们随水质的变化而变化,是反映水质情况的重要参数;  $\tau = k_{ext}z$  为散射介质的光学厚度,表示水下传输距离  $z$  所包含的标准衰减长度的个数;  $\theta_0$  表示单次散射角  $\theta_i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) 的均方根,  $\theta_i$  服从水体体积标量散射相函数  $p(\theta)$  分布。

由于水体体积标量散射相函数具有很强的前向特性,所以可进行小角度近似,计算光子轨迹在  $(x, y)$  平面上的横向投影为

$$dr \approx \left( \frac{9}{4} \omega_0 \tau \theta_0^2 \right)^{\frac{1}{2}} dz.$$

于是有

$$dR \approx \left( 1 + \frac{9}{4} \omega_0 \tau \theta_0^2 \right)^{\frac{1}{2}} dz.$$

对等式两边进行积分,可得

$$R \approx \frac{0.30z}{\omega_0 \tau \theta_0^2} \left[ \left( 1 + \frac{9}{4} \omega_0 \tau \theta_0^2 \right)^{\frac{3}{2}} - 1 \right]. \quad (5)$$

由  $\Delta L = R - z$ , 多径时延  $\Delta t = \Delta L/c$ ,  $c$  为光在真空

中的传播速度,可计算出由于水体散射引起的脉冲传输延迟时间,也即接收端脉冲的峰值时间为

$$t_M = \Delta t = \frac{zn}{c} \left\{ \frac{0.30}{\omega_0 \tau \theta_0^2} \left[ \left( 1 + \frac{9}{4} \omega_0 \tau \theta_0^2 \right)^{\frac{3}{2}} - 1 \right] - 1 \right\}, \quad (6)$$

式中  $n$  为水体的折射率,一般取  $n = 1.33$ 。

### 2.3 散射角均方根 $\theta_0$ 的计算

由于水体中悬浮粒子的密度、大小、分布极其复杂,水体体积量相位函数的严格理论还不存在,国内在此方面的基础研究目前尚未见报道,国外一些学者结合 Mie 散射理论以及一些外场实验结果所得出的典型海域中水体散射相函数具有很强的代表性。早期常用指数型水体散射相函数<sup>[9]</sup>

$$p(\theta) = \frac{k_{sca} a}{2\pi\theta} \exp(-a\theta), \quad a \approx 10 \quad (7)$$

式中参数  $a$  取决于水体的水质状况,不同的  $a$  值表示不同程度的散射前向选择性。

其后, G. C. Mooradian 等<sup>[10]</sup> 在研究蓝绿激光脉冲在雾气中传输过程时,又发现当系统光学厚度较大时,相比于指数型粒子散射相函数,使用 Gauss 型粒子散射相函数

$$p(\theta) = \frac{a_p k_{sca}}{\pi} \exp(-a_p \theta^2), \quad a_p = 2.66 \left( \frac{D}{\lambda} \right)^2, \quad (8)$$

得到的结果,能表现出与实验数据更好的吻合性。式中,  $D$  为粒子的直径,  $\lambda$  为入射光波长。

鉴于本文着重想解决大系统、深穿透的脉冲展宽问题,因此采用 Gauss 型水体散射相函数来模拟计算  $\theta_0$  的值。

考虑接收端视场角足够大,由于

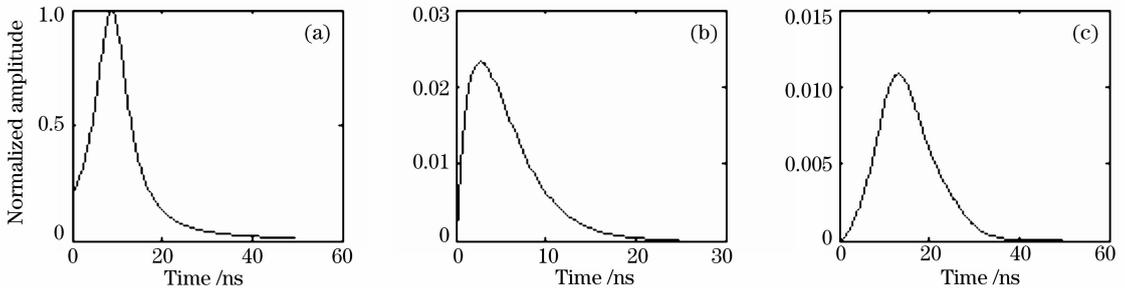


图3 水下激光脉冲时域展宽波形模拟

(a)激光脉冲发射波形  $I(t)$ ; (b)理想脉冲水下传输时域展宽波形  $p_s(t)$ ; (c)激光脉冲水下传输时域展宽波形

Fig. 3 Time-domain broadening simulation of laser pulse propagating underwater. (a) Emitting laser pulse shape  $I(t)$ ; (b) Time-domain broadening simulation of ideal pulse propagating underwater  $p_s(t)$ ; (c) Time-domain broadening simulation of laser pulse propagating underwater

由于实验测量数据是在水质条件为  $k_{ext} = 0.3 \text{ m}^{-1}$ , 激光单位脉冲能量  $E_0 = 25 \text{ mJ}$ , 脉宽  $T_0 = 8.8 \text{ ns}$  时

$$\theta_0 = \left[ \int_0^\pi \theta^2 p(\theta) d\theta \right]^{1/2},$$

将(8)式代入其中,可得出  $\theta_0$  值,再将  $\theta_0$  代入(6)式即求出  $t_M$  值,进而可得到接收端光信号功率  $p_s(t)$  的波形。

### 2.4 激光脉冲时域展宽波形

实际通信系统中发射的激光脉冲不可能是理想的  $\delta$  函数,而是有一定宽度,其时域形状对时域展宽的分析有较大影响。将激光脉冲经过的水体看成一系统,由于只考虑波形的展宽情况,所以可以把  $p_s(t)$  看成改变了初始时间的系统冲击响应,于是,激光脉冲波形  $I(t)$  经过  $p_s(t)$  所代表的水体距离后得到的波形是卷积值  $I(t) \otimes p_s(t)$ 。

根据激光脉冲的时域分布特性,脉冲时域加宽波形常用洛伦兹线型函数和多普勒线型函数近似描述,本文采用洛伦兹线型函数<sup>[11]</sup>

$$I(t) = \frac{I_0 (T_0/2)^2}{(t - T_0)^2 + (T_0/2)^2}, \quad (9)$$

式中  $T_0$  为激光脉冲半峰全宽,  $I_0$  为激光峰值光强。

## 3 模拟计算结果

目前,国内已有学者采用高速低噪声像增强型 CCD (ICCD) 测量激光在水中传输后的时域展宽程度<sup>[11]</sup>, 获得了很高的测量精度,并且在模拟激光脉冲经过介质后时域展宽方面,在 G. Zaccanti 等<sup>[12]</sup> 的研究基础上,采用唯像方程法 (Phenomenological Equation Method) 的模拟计算结果与实验测量结果有着很好的一致性。通过与唯像方程法相比较,利用实验测量数据验证小角度近似法模拟计算结果。

获得的,由文献<sup>[13,14]</sup>可知,当  $k_{ext} = 0.3 \text{ m}^{-1}$  时,一般情况下,可取  $\omega_0 = 0.90$ ,  $k_{sca} \approx 0.27 \text{ m}^{-1}$ , 又常

取  $D/\lambda \approx 1.6$ , 将其代入(8)式, 得到  $p(\theta)$  的具体表达式, 从而求得  $\theta_0 \approx 0.12$  rad, 再由(6)式计算出不同距离情况下的  $t_M$  值, 从而可模拟出  $p_s(t)$  的波形, 通过与  $I(t)$  卷积, 进而求得激光脉冲发射波形传输不同水体距离后的脉冲半峰全宽。这里以  $z = 14$  m 为例, 画出激光脉冲水下传输时域展宽后波形模拟图, 如图 3 所示。依此类推, 容易画出  $z$  取其他值时的波形模拟图, 并计算出展宽后的激光脉冲半峰全宽。

由小角度近似法(Method I)模拟计算的结果, 以及唯像方程法(Method II)模拟计算的结果和通过 ICCD 实验测量的部分数据如表 1 所示。

表 1 模拟计算结果与实验测量数据

Table 1 Simulated results and experimental data

$z$ Range /m	Experimental data <sup>[11]</sup> /ns	Simulated results /ns	
		Method I	Method II <sup>[11]</sup>
6	10.1	9.5	9.6
8	10.7	10.0	10.5
10	11.9	11.1	11.6
12	13.2	12.0	13.0
14	14.2	13.4	13.9
16	15.2	14.5	14.7
18	16.4	16.2	15.3
20	17.2	17.6	15.9

所有的模拟计算结果和实验测量数据随激光脉冲传输的水体距离变化的曲线如图 4 所示。两种模拟方法计算结果相比较可以看出, 采用小角度近似法模拟计算得出的结果与实验测量的数据相吻合, 在距离增加到一定程度时, 其准确度高于采用唯像方程法模拟计算出的结果。

应该指出的是, 基于水下激光近距离通信的背景, 本文在分析中忽略了在传输距离上水中悬浮粒子分布的不均匀性, 这是对水下光子传输数学模型的一种简化, 由于在光束宽度远大于水中悬浮粒子直径时, 粒子直径对其散射光强的分布规律影响很小<sup>[15]</sup>, 这种简化分析在一定距离水中悬浮粒子分布变化不大的情况下是适用的。当传输距离上粒子分布的不均匀性不能忽略时, 可根据水体粒子分布情况, 对光子传输的数学模型进行分段简化处理, 整个传输系统即可看成多个子系统的串联, 如图 5 所示, 相关理论有待进一步研究。

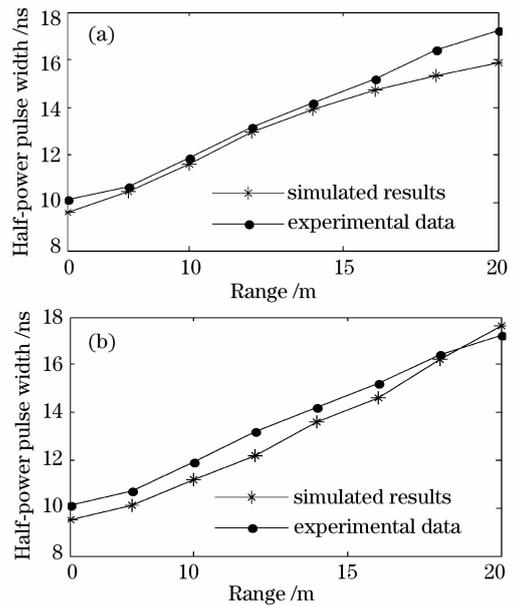


图 4 (a)唯像方程法模拟计算结果与实验测量数据比较;  
(b)小角度近似法模拟计算结果与实验测量数据比较  
Fig. 4 (a) Comparison of simulated results by the phenomenological equation method and experimental data; (b) Comparison of simulated results by the small-angle approximation method and experimental data

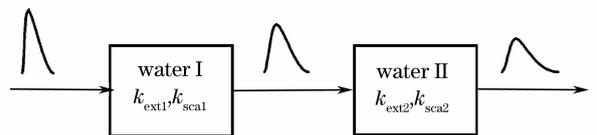


图 5 光子传输数学模型的分段处理  
Fig. 5 Segmented processing for the photon propagation model

## 4 结 论

通过小角度近似, 推导出不同距离、不同水质条件下激光脉冲水下传输的波形表达式, 将其与激光脉冲波形卷积, 进而求得激光脉冲时域展宽的模拟结果, 此模拟计算方法相比其他方法更为简便, 计算量大为减小, 对激光在水下较长距离通信方面的应用具有重要的意义。

模拟计算结果与实验测量数据对比表明: 1) 激光脉冲水下传输时, 水质、距离等是影响其时域展宽的重要因素; 2) 本文采用的时域展宽模拟计算方法其结果与激光脉冲实际展宽程度相符; 3) 与其他模拟计算方法相比, 小角度近似法在距离较长时表现出与实验测量结果更好的一致性。

## 参 考 文 献

- 1 Lu Wei, Sun Jianfeng, Pan Weiqing *et al.*. 2D pattern transfer based on multi-beam array in air-water channel [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(7):928~932  
鲁伟,孙建锋,潘卫清等. 空潜信道中基于多光束阵列的二维图案传输[J]. *中国激光*, 2006, **33**(7):928~932
- 2 Liang Bo, Zhu Hai, Chen Weibiao. Simulation of laser communication channel from atmosphere to ocean [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(7):1166~1172  
梁波,朱海,陈卫标. 大气到海洋激光通信信道仿真[J]. *光学学报*, 2007, **27**(7):1166~1172
- 3 Xia Min, Yang Kecheng, Zheng Yi *et al.*. Influence of wavy sea surface on airborne lidar underwater beam quality with Monte Carlo method [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(2):178~182  
夏珉,杨克成,郑毅等. 用蒙特卡罗法研究波动水表面对机载海洋激光雷达水下光束质量的影响[J]. *中国激光*, 2008, **35**(2):178~182
- 4 L. B. Stotts Closed form expression for optical pulse broadening in multiple-scattering media [J]. *Appl. Opt. Lett.*, 1978, **10**(4): 504~505
- 5 Zou Chuanyun. Study on optical wireless PPM communication [D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 1999. 10~14  
邹传云. 光无线 PPM 通信的研究[D]. 成都: 电子科技大学, 1999. 10~14
- 6 E. A. Bucher, R. M. Lerner. Experiments on light pulse communication and propagation through atmospheric clouds [J]. *Appl. Opt.*, 1973, **12**(10): 2401~2414
- 7 Li Xiaofeng. The Principle and Technology of the Satellite-to-Ground Laser Communication Links [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2007. 113~115  
李晓峰. 星地激光通信链路原理与技术[M]. 北京: 国防工业出版社, 2007. 113~115
- 8 J. D. Jackson Classical Electrodynamics [M]. Colorado: Samizdat Press, 1999. 41~46
- 9 D. Arnush Underwater light-beam propagation in the small-angle-scattering approximation [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1972, **62**(9): 1109~1111
- 10 G. C. Mooradian, M. Geller, L. B. Stotts. Blue-green pulsed propagation through fog [J]. *Phys. Ocean*, 1980, **10**(4): 2093~2101
- 11 Zhang Zhengyu, Zhou Shouhuan, Sui Xiaolin. Study on time-domain broadening of submarine laser pulse [J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(7): 850~854  
章正宇,周寿恒,眭晓林. 激光脉冲水中传输时域展宽特性的分析计算[J]. *光学学报*, 2003, **23**(7): 850~854
- 12 G. Zaccanti, P. Brusciaglioni, M. Dami. Simple inexpensive method of measuring the temporal spreading of a light pulse propagating in a turbid medium [J]. *Appl. Opt.*, 1990, **29**(27): 3938~3944
- 13 P. F. Schippnick. Phenomenological model of beam spreading in ocean water [C]. *SPIE*, 1990, **1302**: 13~35
- 14 P. F. Schippnick. Extension of model of beam spreading in seawater to include dependence on the scattering phase function [C]. *SPIE*, 1991, **1537**: 185~193
- 15 Li Wei, Yang Kecheng, Zhang Xiaohui *et al.*. Simulation and computation of bubbles volume scattering function in water [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(5):647~651  
李微,杨克成,张晓晖等. 水中气泡上的体散射函数的模拟与计算[J]. *光学学报*, 2006, **26**(5):647~651