

水下激光脉冲时延特性的仿真分析

李天松^{1,2**}, 阳荣凯^{1,2*}, 黄艳虎², 马力¹

¹桂林电子科技大学信息与通信学院, 广西 桂林 541004;

²广西精密导航技术与应用重点实验室, 广西 桂林 541004

摘要 利用蒙特卡罗数值模拟方法研究了海水散射引起的激光脉冲时延效应,分析了海水类型、传输距离、收发器参数等对激光脉冲时延的影响。数值仿真结果表明,在清澈海域,激光脉冲的时延展宽随传输距离的增加变化不明显,且在传输距离小于 50 m 时,信道时延小于 0.5 ns,收发器参数对信道时延的影响小;而在浑浊海域,信道散射引起的多径效应会使接收功率随接收孔径的增大而升高,信道时延也会随之增大。当接收视场角小于 90°时,其对接收功率和时延展宽的影响大;当视场角为 90°~180°时,其对接收功率和时延展宽的影响小。

关键词 海洋光学; 水下无线光通信; 激光脉冲时延; 蒙特卡罗法; 海洋信道

中图分类号 TN929.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP56.110102

Simulation and Analysis of Time Delay Characteristics of Underwater Laser Pulse

Li Tiansong^{1,2**}, Yang Rongkai^{1,2*}, Huang Yanhu², Ma Li¹

¹*Institute of Information and Communication, Guilin University of Electronic Technology, Guilin, Guangxi 541004, China;*

²*Guangxi Key Laboratory of Precision Navigation Technology and Application, Guilin, Guangxi 541004, China*

Abstract Herein, the effect of laser pulse time delay induced by seawater scattering is studied using the Monte Carlo numerical simulation method. Further, we analyze the effects of seawater types, transmission distance, and transceiver parameters on laser pulse time delay. The numerical simulation results indicate that in clear seas, the laser pulse time delay broadening does not obviously change with the increase of transmission distance. Furthermore, when the transmission distance is less than 50 m, the channel time delay is smaller than 0.5 ns, indicating the transceiver parameters exhibit only small impact on the channel delay. However, in turbid seas, the receiving power and the channel time delay increase with the increase of receiving aperture under the multipath effect induced by channel scattering. When the receiving angular field of view (AFOV) is less than 90°, its influence on the receiving power and the time delay broadening is observed to be significant. However, when the AFOV is between 90° and 180°, the receiving power and the time delay broadening demonstrate no obvious changes with AFOV.

Key words ocean optics; underwater wireless optical communication; time delay of laser pulse; Monte Carlo method; ocean channel

OCIS codes 010.4450; 010.4455; 010.4458; 060.4510

1 引言

水下激光通信具有实时性强、信道容量大、抗干扰性能强等特点,是水下无线通信领域研究的热

点^[1]。激光在海水信道传播时,吸收和散射是由水分子、粒子和溶解质引起的两个独立机制,其直接影响着光束到达接收器的位置、振幅和相位^[2]。

海水散射,包括海水本身以及海水中悬浮粒

收稿日期: 2018-11-08; 修回日期: 2018-12-16; 录用日期: 2019-03-04

基金项目: 国家自然科学基金(61561014)、广西精密导航技术与应用重点实验室(DH201709)、桂林电子科技大学研究生科研创新项目(2017YJXC33)

* E-mail: 869553915@qq.com; ** E-mail: lts@guet.edu.cn

子所引起的散射,是引起激光脉冲时延多径效应的最主要因素之一。纯水所引起的散射可被当作一种分子散射,用瑞利散射原理处理。海水中的悬浮粒子主要是藻类、浮游生物,以及泥沙,Sang等^[3]基于米氏散射理论分析了海水中悬浮颗粒物的散射特性。不同海域甚至不同海水深度悬浮粒子的含量和物理特性均不同,从悬浮粒子的尺寸分析,其平均半径要远大于激光波长,即属于大粒子范畴,而水体标量函数具有很强的前向选择性,海水散射引起的散射能量集中在偏离传播方向很小的角度内^[4]。在此特性基础上,Stotts^[5]提出了用于光脉冲的小角度分析模型,该模型与激光脉冲的水体散射作用相吻合。周亚民等^[6]通过选择合适的水体散射相位函数,采用小角度近似法模拟计算了在一定的水质条件下激光脉冲传输不同距离后的脉宽,激光脉冲入射到海水信道后,在还未变成漫射光的渐进传输距离范围内,小角度近似法具有很强的适用性,但在渐进距离以外的区域,准直光逐渐演变成为漫射光,此时小角度近似法则无法全面描述激光脉冲时延效应^[4]。

采用蒙特卡罗模拟方法对激光脉冲的时域展宽进行数值模拟,可以得到不同光场分布位置激光脉冲的时间波形^[7]。周龙杰等^[8]利用蒙特卡罗模拟方法分析了激光的光束类型对通信距离的影响。Cox^[9]模拟了激光在海水信道中传输的过程,并采用Petzold^[10]实验测量获得的海水体积散射函数模拟了不同的信道下通信链路的时间带宽。Huang等^[11]详述了激光脉冲在水下传输的信道特征。刘娜等^[12]仿真分析了载波调制高斯脉冲激光的水下传输特性。但上述文献均未针对性地分析研究水下激光脉冲传输的时延特性。

本文介绍了蒙特卡罗数值模拟方法,建立了激光脉冲在海洋信道中传输的信道模型,并在此基础上将入射光假设为光子和光子包的集合,模拟光子在水下的传输过程,全面分析了不同环境及系统参数下激光脉冲时延展宽特征。对3种典型海水类型、不同传输距离,以及不同收发器参数进行仿真,分析了不同海域及不同参数对信道时延的影响。

2 基本原理

2.1 海洋信道的光学特性

海洋信道的衰减效应包括海水散射效应和海水吸收效应,激光脉冲在海洋信道中传播时,水分子及

悬浮颗粒的散射和吸收会引起激光脉冲的能量衰减,衰减的能量一部分被有机颗粒等吸收而转化成其他形式的能量,另一部分则被无机颗粒等散射而偏离原来的传播方向。采用衰减系数来描述吸收和散射对能量损失的影响,即 $\mu_c = \mu_a + \mu_b$,其中 μ_c 为衰减系数, μ_a 为吸收系数, μ_b 为散射系数。 μ_a 、 μ_b 及 μ_c 的值随着海水类型的不同而变化,例如:随着悬浮颗粒浓度的增大,蓝绿光谱透射窗(450~550 nm)的衰减系数从纯净海水的小于 0.1 m^{-1} 增加到浑浊海水的大于 2 m^{-1} ,而对于透射窗外的光谱,衰减系数的变化则更为显著^[1]。对于水下信道另外一个重要的光学特性就是单次散射反照率,定义为 $\omega_0 = \mu_b / \mu_c$,其范围从清澈海域的0.25到浑浊海域的大于0.8^[13]。

水下无线激光通信系统中发射器发射的激光脉冲在被海水中的粒子散射而发生路径偏移后,一部分散射光和准直光最终被接收机接收,而另一部分散射光则被散射到接收机以外,因此海洋信道中的散射效应是引起激光脉冲时延的主要原因。在保持海洋信道衰减效应不变的前提下,激光脉冲时延的大小与海水散射效应紧密相关,发生的散射作用越强,则路径长度越长,进而造成的信道时延也就越大。因此,为了研究因水下悬浮颗粒而引起的散射效应,将散射系数定义为散射相位函数 $\beta(\theta)$ 在所有角度上的积分^[13],即

$$\mu_b = \int_{4\pi} \beta(\theta) d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \beta(\theta) \sin \theta d\theta, \quad (1)$$

式中: $d\Omega$ 为 θ 方向的立体角,由于水下散射的随机性,可以假设散射方位角具有对称性,进而将方位角上的积分缩小到 2π 。由Henyey和Greenstein凭经验推导出来的相位函数被认为是海水散射相位概率函数的最佳近似公式^[14],拟合HG函数已经被广泛应用于模拟诸如大气和海洋等分散介质的角散射特性,匹配度高达90%以上,其表达式为

$$\beta(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{\frac{3}{2}}}, \quad (2)$$

式中: g 为不对称因子(用散射余弦平均值 $\overline{\cos \theta}$ 表示),其值取决于介质的特性; θ 为散射角。

2.2 蒙特卡罗模拟

激光脉冲在水下传输过程中涉及到的各种环境参数具有很大的随机性,而蒙特卡罗数值模拟是一种利用计算机模拟真实实验的统计方法,其无须做过多的近似,几乎可以对每一种感兴趣的特性进行模拟,并得到有效的统计结果,算法的详细过程

如下:

1) 光子初始状态。包括光子的初始位置、初始方向,以及初始权重 $W_0 = 1$ 。假设光子初始坐标 $r_0 = (x_0, y_0, z_0)$, 其中 $z_0 = 0$, 定义 z 轴的正方向为垂直向下^[12]; 初始方向由天顶角 θ_0 和方位角 φ_0 共同描述^[2]。

2) 光子的移动。光子在海水介质中的运动过程主要由 3 个参数决定: μ_a (吸收系数), μ_b (散射系数), g (散射余弦平均值)。光子在两次散射之间移动的步长由 Beer 定律中的指数关系确定^[15]: $P_r(l) = 1 - \exp(-r)$, 其中 $P_r(l)$ 表示光子移动步长 r 的概率, 光子移动的步长又可定义为衰减系数 μ_c 与散射前后光子位置的几何距离 l 的乘积, 即 $r = \mu_c l$ 。则 $l = -\ln[1 - P_r(l)] / \mu_c$, $P_r(l)$ 取 $0 \sim 1$ 均匀分布的随机数^[2]。当光子发生相互作用时, 权重损失系数为散射反照率 ω_0 , 光子损失一部分权重, 相互作用前后的光子权重分别用 W_{k-1} 和 W_k 表示, 则 $W_k = \omega_0 W_{k-1}$ ^[12]。

3) 光子的接收。在传播过程中, 光子经历多次散射, 其权重低于探测阈值 W_m (一般取值 10^{-5}) 时, 对总接收光子的贡献可忽略不计。为了减小误差, 引入俄罗斯轮盘赌机制, 当光子权重小于 W_m 时, 抽取一个服从 $(0 \sim 1)$ 均匀分布的随机数 φ , 并给出一个概率阈值 U (取 10^{-1} 或 10^{-2}), 当 $\varphi < U$ 时, 将光子权重增大 U^{-1} 倍, 并继续跟踪光子; 反之则认为光子消亡, 停止跟踪。当光子权重大于 W_m , 且在接收器孔径和视场角 (AFOV) 内与接收器平面相交时被视作接收到。

重复每个光子的循环 (步长 \rightarrow 权重调整 \rightarrow 角度散射), 直到光子与接收器平面相交, 记录接收到光子的属性 (坐标/位置、到达角度、权重和传播时间), 将光子的权重求和并归一化透射光子的总数来估计接收功率, 标准化功率是通过将接收功率除以发送功率来进行计算的, 信道时延则是通过归一化功率相对于光子传输时间的直方图来进行估计。光子的传输时间为 $t_p = D_p n / c$, 其中 D_p 为光子从发射器到接收器经过的距离总和, n 为海水中的折射率, c 为真空中的光速。光子从发射器到接收器以直线行进所用的弹道时间为 $t_0 = D_i n / c$, 其中 D_i 为发射器和接收器之间的直线距离^[9]。海水散射引起的脉冲传输延迟为 $t = t_p - t_0$, 激光脉冲在海洋信道中传播时, 海水散射会引起与光纤中模式色散相似的多径散射, 具体表现在散射路径的长短不一导致激光脉冲到达接收端的时间不同, 而合并成一个比发射光

脉冲更宽的光学脉冲, 脉冲波形则表现为时域上的展宽, 这一效应被视为多径散射。

3 仿真结果与分析

利用蒙特卡罗方法仿真的一个重要步骤是通过考虑实际的系统参数 (如发射器波束发散度和波长), 水的类型, 链路距离以及接收器的孔径和 AFOV 来精确研究信道时延特性。对于小角度近似法, 所考虑的关键参数包括通道光学性质, 如吸收和散射系数, 海水折射率, 单次散射反照率和不对称因子, 而对于蒙特卡罗数值模拟法则需进一步考虑系统参数, 例如光束发散度, 接收器的孔径和 AFOV。对于视距配置, 设置了以下参数: 波长 $\lambda = 532 \text{ nm}$, 束腰半径 $\rho = 1 \text{ mm}$, 初始光束发散角 $\sigma = 1.5 \text{ mrad}$ 及脉冲宽度 $\xi = 20 \text{ ps}$ 的高斯脉冲^[11-13]。

3.1 脉冲时延展宽

利用蒙特卡罗数值模拟方法, 对激光脉冲在不同海域传输时受到海水散射作用所引起的多径效应色散进行模拟。激光脉冲在不同海域环境中的信道传输特性、衰减参数如表 1 所示^[10-14]。

表 1 不同水域类型中的衰减参数、散射反照率和不对称因子

Table 1 Attenuation parameters, scattering albedo and asymmetry factors for different water types

Water type	μ_a / m^{-1}	μ_b / m^{-1}	μ_c / m^{-1}	ω_0	g
I Clear water	0.0375	0.1125	0.1500	0.75	0.92
II Coastal water	0.1790	0.2190	0.4000	0.55	0.94
III Turbid harbor	0.3660	1.8240	2.1900	0.83	0.92

图 1 模拟了激光脉冲在 3 类典型海域环境中传输时, 接收端光脉冲信号波形的时域特性, 其中 AFOV 取 90° , 接收器孔径 $d = 12 \text{ inch}$ ($1 \text{ inch} = 2.54 \text{ cm}$), 传输距离 $z = 16 \text{ m}$ 。由图可知, 在水下传输相同的距离时, 浑浊港口的时延展宽相对于清澈

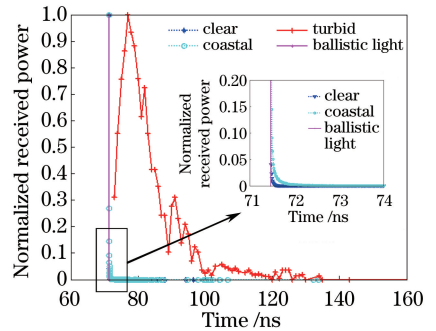


图 1 3 类典型海域接收端激光脉冲波形

Fig. 1 Laser pulse waveform from receiving end for three types of typical sea areas

海域和沿海海域要明显很多,这是因为光子移动相同的步长时,发生散射前后光子间的距离跟衰减系数成反比,即传输相同的距离衰减系数越大发生散射的次数越多,光子所经过的路程更长,而浑浊港口的衰减系数明显高于另外两类海域的衰减系数,在接收端光脉冲波形上表现为时延展宽更严重。

图 1 中 ballistic light 为弹道光,即传输过程中发生散射次数为“0”的光脉冲。激光脉冲传输相同的距离,清澈海域和沿海海域的衰减系数小,发生的散射次数也就相对较少,光脉冲中准弹道光束占主要部分,故接收端光脉冲并未严重偏离弹道光。从放大波形中可以看出,光束末端的光子由于发生散射的次数较多,所经过的路程较长,不同程度地偏离了弹道光,且海水越浑浊衰减系数越大偏离现象也就越明显。浑浊港口接收端光脉冲波形先升后降,其上升沿短而陡峭,下降沿则长而平缓,出现拖尾现象,其主要原因是其强的准弹道光和低次散射光所经过的光程短,故到达接收器的时间短、能量损耗小、强度大,使脉冲前沿快速上升。而经过多次散射的多重散射光构成了波形的后半段,随着散射级数的增高,发生散射的概率减小,光强度也就愈弱,随着传输路径的增长,光程增长在时间上相对滞后,因而在激光脉冲波形末端形成了拖尾现象。

为了进一步分析水下无线激光通信系统接收端脉冲波形特性,模拟了激光脉冲在浑浊港口传输不同距离时的时延展宽特性并对仿真结果进行了数值拟合,其中 AFOV 取 90° ,接收器孔径为 12 inch,传输距离分别为 $z=12\text{ m}$ 和 $z=16\text{ m}$,simulated 表示蒙特卡罗仿真所得光脉冲特性曲线,fitting 表示采用最小二乘法对仿真结果进行数值拟合所得的信道响应波形。以脉冲波形函数 $\delta(t) = a \times t \times \exp(-t/b)$ 为基本拟合函数,采用最小二乘法对仿真结果进行拟合,所得信道响应函数为

$$F_1(t) = 1.0098t \left[\exp\left(-\frac{t}{0.0228}\right) + \exp\left(-\frac{t}{0.0232}\right) + \exp\left(-\frac{t}{0.0216}\right) + \exp\left(-\frac{t}{2.5111}\right) \right], \quad (3)$$

$$F_2(t) = 0.4315t \left[\exp\left(-\frac{t}{0.0852}\right) + \exp\left(-\frac{t}{0.0865}\right) + \exp\left(-\frac{t}{0.0849}\right) + \exp\left(-\frac{t}{5.3096}\right) \right], \quad (4)$$

式中: a 和 b 为拟合系数。

从图 2 中可以看出,采用 4 个脉冲函数能够精确地表示出接收端光脉冲波形,即激光脉冲在传输过程中由于散射作用的存在而通过了 4 条不同长度

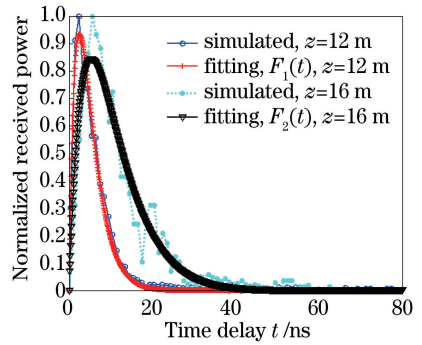


图 2 接收端激光脉冲波形及其拟合结果
Fig. 2 Laser pulse waveforms from receiving end and its fitting results

的路径。其中前 3 条以散射次数低、光程较短的准弹道光路径为主,最后 1 条则为散射级数高的多重散射光占主体的路径,拟合结果很好地描述了激光脉冲水下散射特性和脉冲时延展宽特性,可近似代表水下无线激光通信系统的信道建模效果。

图 3 模拟了激光脉冲在沿海海域传输不同距离后所接收到的光脉冲信号波形的时域特性,图中 ballistic light 表示对应不同传输距离的弹道光。从图 3 中可以看出,激光脉冲在水下传输距离较短时 ($z=20\text{ m}$),光脉冲波形与理想弹道光的重合度较高,随着传输距离的增加,光脉冲波形逐渐向右偏离弹道光,并开始出现拖尾现象,传输距离越长,偏离越严重,拖尾现象也就越明显。主要原因为传输距离短,准弹道光和低次散射光占主导地位,到达接收端的时间短且集中。而随着传输距离的增加到达接收端的准弹道光所占比重减小,主要以散射光为主,故光脉冲波形逐渐偏离弹道光,并随着散射次数的增加,光程增长在时间上相对滞后,故而在波形上表现为拖尾现象。

图 4 通过归一化激光脉冲在传输距离分别为

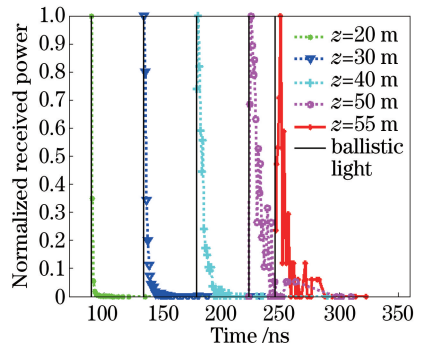
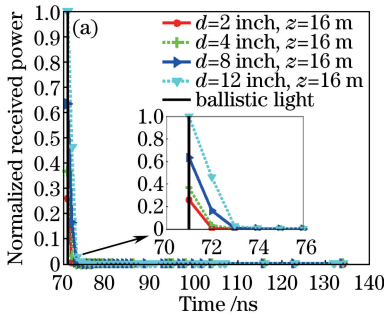


图 3 不同传输距离下的接收端激光脉冲波形
Fig. 3 Laser pulse waveforms from receiving end for different transmission distances

$z=16\text{ m}$ 与 $z=8\text{ m}$ 时不同接收器孔径下的接收功率,分析了不同海域中的时延展宽情况。对于典型值为 $\mu_c=0.4$ 的沿海海域和 $\mu_c=2.19$ 的海港海域,固定传输距离,并在一定的接收器孔径范围内研究归一化接收功率与信道响应之间的关系,以便更好地分析不同海域中的信道响应。沿海和海港海域通常具有相对较大的衰减系数,随着传输距离的增加散射愈加严重,接收功率骤减,故为了清晰地观察时延展宽和接收功率与接收器孔径之间的关系分别选择了 $z=16\text{ m}$ 和 $z=8\text{ m}$ 。由图 4



(a)、(b)可知,归一化接收功率峰值随着接收器孔径增大而明显增大,与之对应的是时延展宽亦随之逐渐增大,这是因为接收器孔径越大,能接收到偏离弹道的散射光也就越多。同时偏离接收器中心越严重的光子发生散射的次数越多,光子所经过的路径越长,在时间上表现为越滞后于弹道光。因此图 4(a)、(b)的共同特点是:随着接收器孔径的增大,接收功率也在增大,但到达接收器的时间却越滞后于弹道光,时延展宽越严重,在波形上体现为拖尾现象。

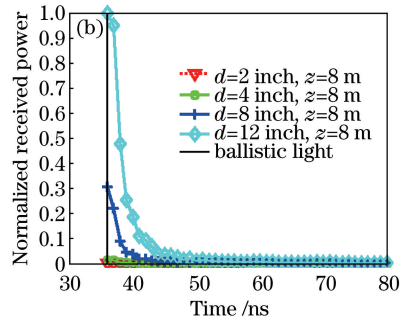


图 4 不同海域中不同接收器孔径下的激光脉冲波形。(a)沿海海域;(b)海港海域

Fig. 4 Laser pulse waveforms from different receiving apertures for different sea areas. (a) Coastal water; (b) harbor water

图 5 给出了沿海和海港海域激光脉冲传输距离为 $z=8\text{ m}$ 时,不同 AFOV 对时延展宽及接收功率的影响。图 5(a)中,沿海海域衰减系数较小,散射作用弱,接收光脉冲滞后于弹道光脉冲且具有陡峭的下降沿;图 5(b)中,海港海域衰减系数较大,散射作用强,接收光脉冲严重偏离弹道光脉冲且先升后降,其上升沿短而陡峭,下降沿长而平缓。当 AFOV 小于 90° 时,两类海域的时延展宽随着 AFOV 的增大而不同程度地增大,AFOV 越小对接收功率的影响越明显;当 AFOV 为 90° 和 180° 时,接收端光脉冲曲线基本重合,说明较大的 AFOV 对时

延展宽的影响可以忽略。由于海港海域的典型衰减系数远大于沿海海域,而衰减系数越大,水体越浑浊,散射作用越强,故而时延展宽也就更严重。对比两幅图可以看出,传输相同的距离海港海域中的时延展宽明显大于沿海海域。图 5(a)、(b)中的共同点是:当 AFOV 小于 90° 时,随着 AFOV 的减小,接收器端的接收功率逐渐减弱,这是由于多次散射导致光脉冲的传输路径增加且偏离弹道光轴,从而导致过小的 AFOV 无法截获偏离弹道光轴的光子而使得接收功率减弱;另外可以发现,当 AFOV 大于 90° 时,接收功率受 AFOV 的影响很小。

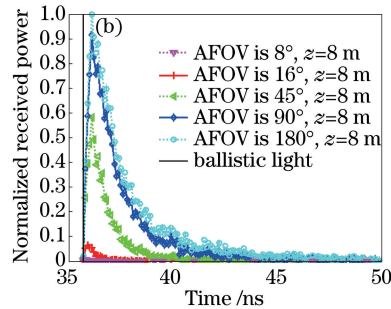
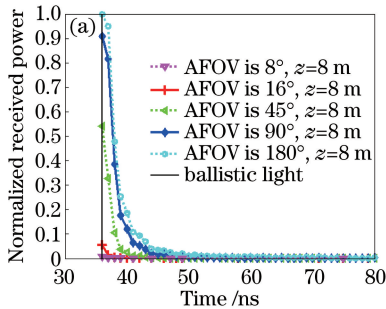


图 5 在不同海域中不同 AFOV 下的激光脉冲波形。(a)沿海海域;(b)海港海域

Fig. 5 Laser pulse waveforms under different AFOVs for different sea areas. (a) Coastal water; (b) harbor water

为了研究初始脉冲宽度的选择对水下激光传输的影响,图 6 仿真了不同初始激光脉冲在 3 类海域

中的传输,其中接收孔径为 12 inch、AFOV 取 90° ,并对仿真结果进行了线性平滑。图 6(a)~(c)分别

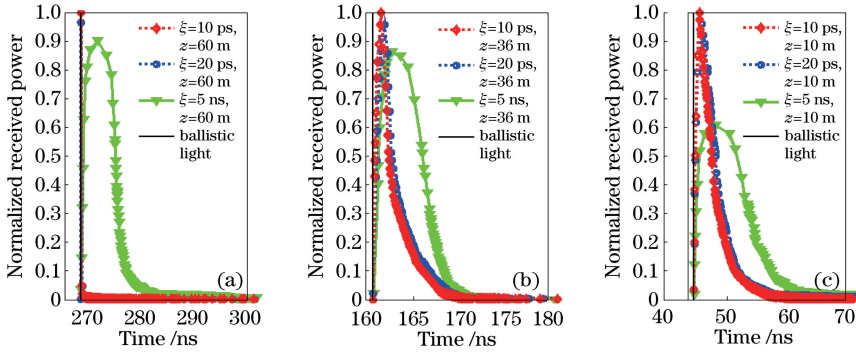


图6 不同初始脉冲激光在3类海域中传输的激光脉冲波形。(a)清澈海域;(b)沿海海域;(c)浑浊海港
Fig. 6 Laser pulse waveforms transmitted in three types of sea areas for different initial pulsed lasers.

(a) Clear sea; (b) coastal water; (c) turbid harbor

给出了 $\xi = 10$ ps、 $\xi = 20$ ps 和 $\xi = 5$ ns 时 3 种初始脉宽激光在 3 类海域中分别传输 60, 36, 10 m 后的激光脉冲波形。从图 6(a) 可以看出, 在衰减系数较小的清澈海域, 发生的散射作用弱, 即使传输距离较远时 ($z = 60$ m), 初始脉宽为 10 ps 和 20 ps 的激光脉冲波形几乎重合, 初始脉宽为 5 ns 的激光脉冲波形下降沿陡峭且时延展宽小, 其归一化接收功率却并未明显减小, 说明在衰减系数较小的清澈海域, 初始脉冲宽度的选择对水下激光传输的影响较小。从图 6(b)~(c) 可知, 在衰减系数较大的沿海海域和浑浊海港, 激光脉冲波形下降沿平缓且存在明显拖尾现象, 初始脉宽不同, 发生散射作用的强弱不同, 进一步体现在归一化接收功率和时延展宽的差异上, 且初始脉宽为 10 ps 和 20 ps 的激光脉冲波形差异较小, 而初始脉宽为 5 ns 的激光脉冲时延展宽严重, 归一化接收功率减小明显。实验表明, 衰减系数较大的海域, 初始脉冲宽度的选择对水下激光脉冲传输的影响较大, 时延展宽的增大显然与初始脉宽的增加有关。为了减小码间串扰、提高通信质量, 同时避免严重的衰减和时延展宽, 后续的实验均选择初始脉宽 $\xi = 20$ ps 的激光进行仿真。

3.2 信道时延

为了进一步分析水下激光脉冲传输信道时延特性与接收器参量之间的关系, 在蒙特卡罗模拟方法分析脉冲时延展宽的基础上, 仿真了激光脉冲在不同海域环境中的信道时延分布, 并对仿真结果进行了分析。接收端的激光脉冲时延展宽效应导致光脉冲波形存在很长的拖尾, 或者说存在时隙间串扰。当接收端信道冲击响应降至其峰值以下 -20 dB 时^[13], 在此时隙内集中了接收信号的绝大部分能量, 满足判决要求, 此时间段被认为是量化时间扩散, 故将信道冲击响应降至其峰值以下 -20 dB 的

时间定义为接收到光脉冲时间 t_{lp} 。信道时延可表示为 $\tau = t_{lp} - t_{l0}$ (其中 t_{l0} 为光脉冲从发射器到接收器以直线行进所用的弹道时间)。

图 7 给出了 3 类典型海域环境中, 信道时延与传输距离之间的关系, 其中接收器孔径为 12 inch, AFOV 取 90° 。由图可知, 当传输相同的距离时, 海港海域的信道时延远大于其他两类海域且呈陡峭的上升趋势, 这是由于海港海域的衰减系数大、水体浑浊粒子浓度高、散射作用强, 传输相同的距离光子发生散射的次数高, 从而导致光子经过的光程变长, 到达接收器的时延也就较大。对于沿海海域, 当传输距离在 10 m 以内时, 信道时延较小且几乎与清澈海域的信道时延持平。当传输距离大于 10 m 时, 信道时延呈逐步上升趋势, 主要由于沿海海域的衰减系数较小, 传输距离较短, 光子发生散射的次数低, 散射作用不明显, 然而随着距离的增加, 光子发生散射的次数增加, 散射作用增强, 光子所经过的光程变长导致信道时延增大。从图中可以发现, 在清澈海域环境下, 信道时延明显较小且在传输距离 30 m 内基本保持不变, 这是由于清澈海域中衰减系数小, 散射作用弱, 光脉冲中的准弹道光占主导地位。

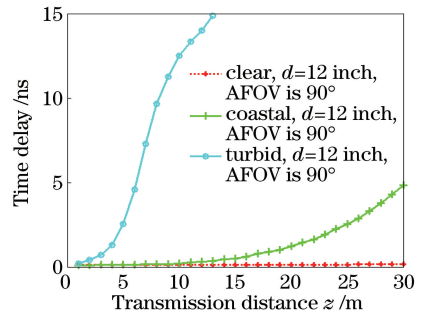


图7 不同海域中传输距离与信道时延的关系
Fig. 7 Relationships between transmission distance and channel time delay for different sea areas

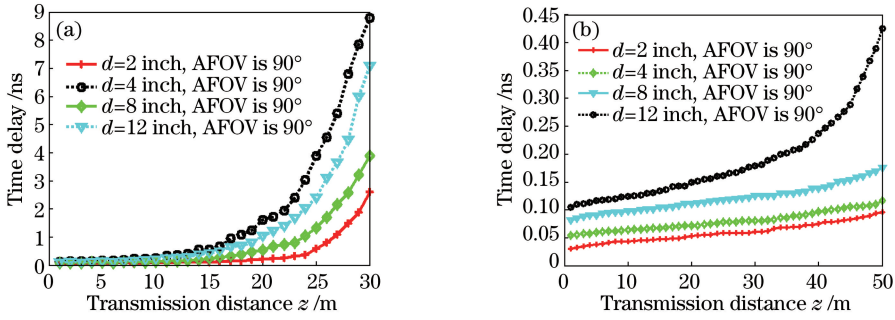


图 8 不同海域中孔径与信道时延的关系。(a)沿海海域;(b)清澈海域

Fig. 8 Relationships between aperture and channel time delay for different sea areas. (a) Coastal water; (b) clear sea area

图 8 给出了清澈和沿海两类海域中接收器孔径对信道时延的影响,其中接收器孔径分别为 2, 4, 8, 12 inch, AFOV 取 90°。对比发现,在两类海域中传输相同的距离接收器孔径越大,信道时延则越大,与 3.1 节时延展宽分析相符。图 8(a)为沿海海域不同孔径下的信道时延分布,可以发现,当传输距离在 10 m 内时,随着传输距离的增加,信道时延相近且变化缓慢,受接收孔径影响小;当传输距离大于 10 m 时,信道时延呈指数式增长且接收孔径越大增速越快。图 8(b)为清澈海域不同孔径下的信道时延分布,信道时延在传输距离 50 m 内受接收孔径的影响并不明显,变化范围在 0.03~0.5 ns 内,与图 7 中清澈海域信道时延变化曲线一致,这是由于两类海域中衰减系数大小的差异和散射作用强弱的不同所致。

为了进一步研究激光脉冲在水下传输时接收器参数对信道时延的影响,图 9 给出了在不同的 AFOV 下,信道时延与激光脉冲传输距离之间的关系。仿真环境选择了沿海海域和清澈海域,接收器

孔径为 12 inch, AFOV 分别取 8°, 16°, 45°, 90°, 180°。由图 9(a)可知,当沿海海域中的传输距离小于 10 m 时,信道时延较小,且随着传输距离的增加,各 AFOV 下的信道时延差异小、变化缓慢;当传输距离大于 15 m 时,信道时延呈指数增长,且 AFOV 越大,增长速度越快。这是由于随着传输距离的增加,散射作用增强,光子发生散射的次数增加,导致光子到达接收端所经过的光程变长,光子偏离主轴角度较大,所以较大的 AFOV 能收集更多的散射光子,从而造成信道时延增大。由图 9(b)可知,激光脉冲在 50 m 以内的清澈海域中传输时,信道时延受 AFOV 的影响小,变化范围在 0.05 ~ 0.50 ns 内。尽管信道时延较小,但不同的 AFOV 之间时延变化仍存在差异。AFOV 从 8°到 90°变化时,传输相同距离, AFOV 越大,信道时延越大;而 AFOV 等于 90°和 180°时,信道时延曲线非常接近,说明在清澈海域,由于较弱的散射作用,大于 90°的 AFOV 并不会对信道时延产生明显影响。

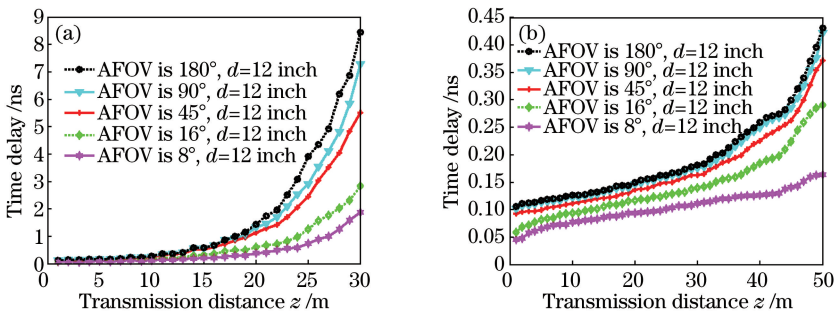


图 9 不同海域中 AFOV 与信道时延的关系。(a)沿海海域;(b)清澈海域

Fig. 9 Relationships between AFOV and channel time delay for different sea areas. (a) Coastal water; (b) clear sea area

4 结 论

采用更合理的蒙特卡罗数值模拟方法,通过考虑水下无线激光通信信道的归一化接收功率与传输距离、AFOV 和接收孔径的关系,对水下激光脉冲

在清澈海洋、沿海海域和浑浊海港中传输的脉冲时延特性进行了仿真分析。同时,对激光脉冲的信道冲击响应也进行了数值模拟,并分析比较了通过蒙特卡罗仿真所获得的激光脉冲响应和信道建模之间的关系,对仿真结果进行了数值拟合。理论分析和

研究表明:采用4个脉冲函数可以比较精确地表示水下激光脉冲信道冲击响应,为水下激光脉冲传输的信道建模提供了有力的参考。

针对AFOV和接收器孔径的仿真实验进一步实现了对接收器配置中链路性能的预测,在清澈海域中,随着传输距离的增加脉冲时延展宽并不明显,在传输距离小于50 m时,接收孔径和AFOV对信道时延的影响很小,信道时延小于0.5 ns,可忽略对水下无线激光通信脉冲时延特性的影响。在浑浊的海港海域中,信道色散所导致的脉冲时延展宽严重影响了较长距离的数据传输,而在衰减较小的沿海海域,脉冲时延展宽显著减小。对于具有较大光圈(接收器孔径)或AFOV的接收机,以较高的时延展宽和较大的信道时延为代价实现了接收功率的提高。通过改变水下无线激光通信系统的光圈和AFOV获得的功率增益与海域的类型无关,这意味着较高的脉冲时延展宽和较大的信道时延可以用较小的AFOV进行补偿,而不会在相对较短的传输距离上影响接收功率(值得注意的是,归一化接收功率的大小受接收器孔径的影响明显大于AFOV)。这些理论模拟结果可以为水下无线激光通信系统的设计人员提供参考,进而对系统参数进行权衡并进行优化。

参 考 文 献

- [1] Zhang Y L, Wang Y M, Huang A P. Influence of suspended particles based on Mie theory on underwater laser transmission[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(5): 0505002.
张莹璐, 王英民, 黄爱萍. 米氏理论下悬浮粒子对水下激光传输的影响[J]. 中国激光, 2018, 45(5): 0505002.
- [2] Tang S J, Dong Y H, Zhang X D. Impulse response modeling for underwater wireless optical communication links [J]. IEEE Transactions on Communications, 2014, 62(1): 226-234.
- [3] Sang V Q, Feng P, Tang B, *et al.* Study on properties of light scattering based on Mie scattering theory for suspended particles in water[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(1): 013001.
Vo Quang Sang, 冯鹏, 汤斌, 等. 基于米氏散射理论的水中悬浮颗粒物散射特性计算[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(1): 013001.
- [4] He X S, Zhu X, Tan X S, *et al.* Research on the transmission delay of laser pulse caused by the sea water scattering effects[J]. Laser & Infrared, 2001,

31(1): 19-21.

贺细顺, 朱晓, 谭雪松, 等. 海水散射引起激光脉冲传输延迟的研究[J]. 激光与红外, 2001, 31(1): 19-21.

- [5] Stotts L B. Closed form expression for optical pulse broadening in multiple-scattering media[J]. Applied Optics, 1978, 17(4): 504-505.
- [6] Zhou Y M, Liu Q Z, Zhang X H, *et al.* An efficient method for simulating time-domain broadening of laser pulse propagating underwater [J]. Chinese Journal of Lasers, 2009, 36(1): 143-147.
周亚民, 刘启忠, 张晓晖, 等. 一种激光脉冲水下传输时域展宽模拟计算方法[J]. 中国激光, 2009, 36(1): 143-147.
- [7] Liang B, Zhu H, Chen W B. 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.
- [8] Zhou L J, Zhou D, Zeng W B. Simulation analysis of undersea wireless optical communication system based on flat-topped beam [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2018, 55(7): 070603.
周龙杰, 周东, 曾文兵. 基于平顶光束的水下无线光通信系统的仿真分析[J]. 激光与光电子学进展, 2018, 55(7): 070603.
- [9] Cox W C. Simulation, modeling, and design of underwater optical communication systems [J]. Dissertations & Theses-Gradworks, 2012, 34(9): 930-942.
- [10] Petzold T J. Volume scattering functions for selected ocean waters[R]. San Diego, CA: Scripps Institution of Oceanography, 1972(3): 72-78.
- [11] Huang A P, Tao L W. Monte Carlo based channel characteristics for underwater optical wireless communications [J]. IEICE Transactions on Communications, 2017, E100.B(4): 612-618.
- [12] Liu N, Ke J Y, Yang S H, *et al.* Simulation and analysis on underwater transmission characteristics of Gaussian pulse lasers with carrier modulation [J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(4): 0401003.
刘娜, 柯杰耀, 杨苏辉, 等. 载波调制高斯脉冲激光水下传输特性的仿真分析[J]. 光学学报, 2018, 38(4): 0401003.
- [13] Sahu S K, Shanmugam P. A theoretical study on the impact of particle scattering on the channel characteristics of underwater optical communication system[J]. Optics Communications, 2018, 408: 3-

- 14.
- [14] Mobley C D. Light and water: radiative transfer in natural waters [M]. New York: Academic Press, 1994.
- [15] Cox W, Muth J. Simulating channel losses in an underwater optical communication system[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2014, 31(5): 920-934.