

引用格式: WU Qiong, WANG Bo, WANG Tao, et al. Analysis of Underwater Wireless Optical Transmission Characteristics Based on Monte Carlo Method[J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(4):0406002
吴琼,王博,王涛,等. 基于蒙特卡洛法的水下无线光传输特性分析[J].光子学报,2021,50(4):0406002

基于蒙特卡洛法的水下无线光传输特性分析

吴琼¹,王博¹,王涛¹,朱仁江¹,张鹏¹,汪丽杰²

(1 重庆师范大学 物理与电子工程学院, 重庆 401331)

(2 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所 发光学及应用国家重点实验室, 长春 130033)

摘 要:水下无线光传输面临功率衰减和时域宽度变大的问题,蓝绿光长距离传输特性更难以测试。利用蒙特卡洛法对水下蓝绿高斯光束传输过程进行仿真,分析海水类型、传输距离和发散角等因素对接收功率及脉冲响应的影响,数值对比小发散角情况下不同海水类型和传输距离的接收面上功率分布。结果表明,随着海水衰减系数、传输距离和发散角的增加,接收功率逐渐减小,时域宽度扩展变大。其中浑浊港湾海水在 10 m 以上传输距离时,接收功率受发散角的影响微乎其微,而时域宽度随发散角的增加由 0.32 ns 变为 0.8 ns。虽然传输距离相差一倍,纯海水和清澈海水功率相似度依然高达 99%。基于海水衰减系数的差异性,利用功率相似度和面积比来研究水下长距离的传输,可高效快速地获得长距离传输特性。

关键词:水下无线光传输;蓝绿光;蒙特卡洛法;高斯光束;脉冲响应;长距离传输

中图分类号:TN929.1

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20215004.0406002

Analysis of Underwater Wireless Optical Transmission Characteristics Based on Monte Carlo Method

WU Qiong¹, WANG Bo¹, WANG Tao¹, ZHU Renjiang¹, ZHANG Peng¹, WANG Lijie²

(1 College of Physics and Electronic Engineering, Chongqing Normal University, Chongqing 401331, China)

(2 State Key Laboratory of Luminescence and Applications, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China)

Abstract: Underwater wireless optical transmission faces the problems of power attenuation and time domain width enlargement, the long-distance transmission characteristics of blue-green light are also more difficult to test. Monte Carlo method is used to investigate the process of underwater Gaussian beam, the effects of channel parameters such as water type, attenuation distance and divergence angle on the received power and impulse response are taken into account, power distribution on the receiving surface with different seawater types and transmission distances under small divergence is also numerically compared. The simulation results show that the received power decreases gradually and the time-domain width expands greatly with the increase of seawater attenuation coefficient, attenuation distance and divergence angle, among them, the influence of divergence angle on the transmission distance of turbid harbor water above 10 m is small, while the width of time domain changes from 0.32 ns to 0.8 ns with the increase of divergence angle. Although the transmission distance is doubled, the power similarity is still up to 99% in

基金项目:国家自然科学基金(No.61904024),重庆市教委科学技术研究重大项目(No.KJZD-M201900502),重庆市基础研究与前沿探索项目(No.cstc2018jcyjAX0319),教育部“蓝火计划”(惠州)产学研联合创新资金项目(No.CXZJHZ201728),发光学及应用国家重点实验室开放项目(No.SKLA-2019-04),重庆市教委科学技术研究项目(No.KJQN201800528)

第一作者:吴琼(1996—),男,硕士研究生,主要研究方向为水下激光通信。Email:qiongwu.wq@qq.com

导师(通讯作者):王涛(1989—),男,副教授,博士,主要研究方向为半导体激光器应用。Email:wangt@cqnu.edu.cn

收稿日期:2020-09-14;**录用日期:**2020-12-07

<http://www.photon.ac.cn>

pure sea water and clear ocean water. Then based on the difference of seawater attenuation coefficient, we propose the power similarity and area ratio to analyze underwater long-distance transmission, so as to obtain the long-distance transmission characteristics more efficient and quicker.

Key words: Underwater wireless optical transmission; Blue-green light; Monte Carlo method; Gaussian beam; Impulse response; Long-distance transmission

OCIS Codes: 060.4510; 010.4455; 010.3310

0 引言

近年来,随着水下传感网络、水下航行器等技术的快速发展,海洋勘察的科学意义、经济效益、战略地位日益受到关注,因此迫切需要更高数据传输率且稳定的水下通信技术。由于海水良好的导电性,传统射频通信在水下的传输距离严重受限;声波广泛用于水下相对长距离的无线通信,但其带宽有限,传播速度很慢,给实时高速通信带来严峻的挑战,同时声波通信设备体积大耗能高的缺陷也阻碍其在水下的发展^[1-3]。与射频通信和声波通信相比,水下无线光通信具有高的数据传输率和低的时间延迟,能在数十米的距离上实现千兆比特每秒级别的数据传输,这种高速的优势将保证水下视频传输、水下自动航行器等实时应用的实现^[4-6]。

由于海水的固有光学性质,光在海水中传输会发生吸收与散射,使得光的总传播能量不断减小,多径效应造成的时域脉冲响应宽度变大^[7-8],因此水下无线光传输特性成为众多研究者关心的问题之一。海水信道环境复杂,实地测试困难,采用蒙特卡洛法对水下无线光传输进行仿真得到更多研究者的青睐,GABRIEL C分析了不同海水类型、链路距离和接收孔径情况下水下信道的脉冲响应和时间色散,证明多数情况的时间色散可以忽略,不会引起码间干扰,次年又使用二项 Henyey-Greenstein 函数进行仿真得到接收面上的功率分布^[9-10];QADAR R考虑光子的多重散射来表征信道的衰减与误码率,结果表明探测器孔径和视场角对水下通信有影响,并且在探测器孔径较大时,视场角影响才会更明显^[11];YUAN R Z通过引入不同的采样方法,对蒙特卡洛积分模型的收敛性进行了分析和改进,其中基于部分重要抽样的蒙特卡洛积分模型在高阶散射场景中具有更高的计算效率^[12];ZHANG H H针对浑浊海水提出了更通用的随机信道模型,并基于该模型评估了信道的路径损耗和脉冲响应^[13];SAHU S K在基于不同的散射相位函数模型中量化了不同水类型、传输距离、发散角和接收角的接收功率损耗和信道色散,并肯定了SS相位函数的准确性与稳定性^[14];上海光机所团队利用蒙特卡洛法对水下信道的分析取得一系列的进展^[15],其中周田华分析激光发射参数对接收光场的影响,提出对发射光束预聚焦来抵消水体传输引起光束扩散影响的观点^[16];华中科技大学的黎静提出一种半解析蒙特卡洛法的时间评估模型,通过对接收到的光子进行统计分析,能够获得更精确的水下信道脉冲响应,并由此模型得到不同水质的信道带宽^[17-18];浙江大学的余翔宇利用大衰减长度信道的快速仿真,利用大尺寸的接收器直径来提高蒙特卡洛法的计算速度^[19]。

上述文献在水下光传输信道仿真中,主要是针对信道的衰减特性、脉冲响应和通信误码率进行充分的研究,但对于不同海水类型和传输距离的功率分布差异性的文献较少,缺乏详细的数值比较和分析。因此本文首先通过蒙特卡洛法对水下蓝绿高斯光束的传输过程进行仿真,分析海水类型、传输距离和发散角等因素对接收功率及脉冲响应的影响。然后根据实际应用将光源设置为小发散角光束,针对不同海水类型和传输距离的功率分布进行数值仿真和对比分析。最后由接收面上的功率分布,计算水下不同传输距离的功率相关性,并根据衰减系数的差异性利用功率相似度和面积比用于研究长距离的水下传输,为水下无线光传输的长距离模拟仿真提供一种准确高效的方法。

1 仿真模型

1.1 海水信道的光学性质

水下无线光传输链路中,接收到的光信号平均功率可由 Beer-Lambert 定律^[20]描述

$$P = P_0 \cdot \exp^{-c \cdot s} \quad (1)$$

式中, P_0 为初始发射光功率, s 为光束在海水中传播的距离, P 为传播距离 s 之后剩余的功率, c 为光在海水中的衰减系数,单位为 m^{-1} ,由吸收系数和散射系数决定,即

$$c = a + b \quad (2)$$

式中, a 为海水的吸收系数, 包括海水中的水分子和浮游植物对光的吸收; b 为海水的散射系数, 主要由海水中的微粒造成。不同的海水类型呈现不同的衰减, 表1为蓝绿光在四种主要海水类型中吸收系数 a 、散射系数 b 和衰减系数 c 的典型值^[21-22]。

表 1 四种类型海水的 a 、 b 和 c
Table 1 Values of a , b and c for different water types

Water types	a/m^{-1}	b/m^{-1}	c/m^{-1}
Pure sea water	0.053	0.003	0.056
Clear ocean water	0.114	0.037	0.151
Coastal ocean water	0.179	0.219	0.398
Turbid harbor water	0.295	1.875	2.17

1.2 蒙特卡洛仿真流程

蒙特卡洛方法是一种随机模拟法, 可对大量光子在水下随机传输过程进行计算与求解。如图1所示, 假设高斯光束在 $z=0$ 平面沿着 z 轴方向传播, 光束直径为 D , 发散角为 θ , 光子权重为 ω_0 。则光子初始发射的坐标 (x_0, y_0, z_0) 和出射方向余弦 (u_{x0}, u_{y0}, u_{z0}) 表示为

$$\begin{cases} x_0 = \rho_0 \cos \alpha_0 \\ y_0 = \rho_0 \sin \alpha_0 \\ z_0 = 0 \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{cases} u_{x0} = \cos \varphi_0 \sin \theta_0 \\ u_{y0} = \sin \varphi_0 \sin \theta_0 \\ u_{z0} = \cos \theta_0 \end{cases} \quad (4)$$

式中, (ρ_0, α_0) 为光子在 $z=0$ 平面的极坐标, φ_0 和 θ_0 为光子出射方向上的方位角和仰角。高斯光束在 $z=0$ 面内的功率以高斯函数 $\exp[-r^2/(D/2)^2]$ 形式从中心向外平滑地减小, 所以有

$$\begin{cases} \rho_0 = \frac{D}{2} \sqrt{-\ln r_{\rho_0}} \\ \alpha_0 = 2\pi \cdot r_{\alpha_0} \\ \varphi_0 = 2\pi \cdot r_{\varphi_0} \\ \theta_0 = \frac{\theta}{2} (2 \cdot r_{\theta_0} - 1) \end{cases} \quad (5)$$

式中, $r_{\rho_0}, r_{\alpha_0}, r_{\varphi_0}, r_{\theta_0}$ 为相互独立的 $[0, 1]$ 范围内随机数^[23-24]。

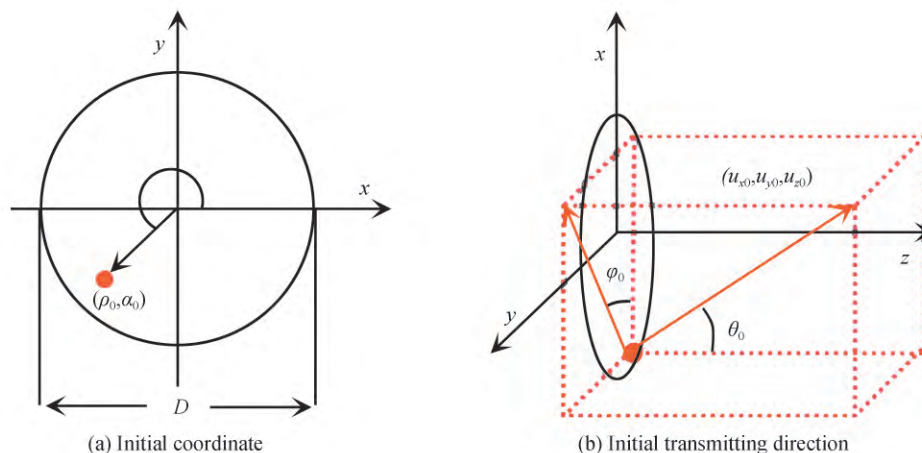


图 1 光子初始位置和初始方向示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the photon initial coordinate and initial transmitting direction

由式(1)确定光子水下随机传输的路程 s ,得到新的权重 ω_1 和坐标 (x_1, y_1, z_1) 为

$$\omega_1 = \omega_0 \cdot W_{th} \quad (6)$$

$$\begin{cases} x_1 = x_0 + u_{x0} \cdot s \\ y_1 = y_0 + u_{y0} \cdot s \\ z_1 = z_0 + u_{z0} \cdot s \end{cases} \quad (7)$$

式中, $W_{th} = b/c$, 为散射反照率^[25]。由式(6)可知光子的权重会逐渐降低, 当权重降到很低时对结果的影响可以忽略不计。本文设定 10^{-9} 的权重阈值来兼顾模型计算效率与准确性, 权重低于阈值将认为光子“湮灭”^[19]。

假设接收机在 $z=S$ 平面, 若 $z_1 < S$, 则光子继续在水中传输, 一旦到达散射体, 其散射概率即为散射反照率。[0, 1] 范围内的随机数“Roulette”小于 W_{th} 的概率是等于散射反照率, 因此用 Roulette 与 W_{th} 进行比较来判断光子是否会被散射: Roulette $> W_{th}$, 光子不被散射; Roulette $\leq W_{th}$, 光子将被散射^[24]。散射后新的方向余弦^[26]变为

$$\begin{cases} u_{x1} = \frac{\sin\theta_1}{\sqrt{1-u_{z0}^2}}(u_{x0}u_{z0}\cos\varphi_1 - u_{y0}\sin\varphi_1) + u_{x0}\cos\theta_1 \\ u_{y1} = \frac{\sin\theta_1}{\sqrt{1-u_{z0}^2}}(u_{y0}u_{z0}\cos\varphi_1 - u_{x0}\sin\varphi_1) + u_{y0}\cos\theta_1 \\ u_{z1} = -\sin\theta_1\cos\varphi_1\sqrt{1-u_{z0}^2} + u_{z0}\cos\theta_1 \end{cases} \quad \begin{cases} |u_{z0}| \leq 0.99, & \begin{cases} u_{x1} = \cos\varphi_1\sin\theta_1 \\ u_{y1} = \sin\varphi_1\sin\theta_1 \\ u_{z1} = \text{sign}(u_{z0})\cos\theta_1 \end{cases} \\ |u_{z0}| > 0.99 \end{cases} \quad (8)$$

式中, φ_1 和 θ_1 分别是散射方向的方位角和散射角, 其中 φ_1 为 $[0, 2\pi]$ 的随机值, θ_1 由体积函数决定。本文采用 Henyey-Greenstein 函数计算散射角^[27], 即

$$\rho_{HG}(\theta_1, g) = \frac{1-g^2}{2(1+g^2-2g\cos\theta_1)^{\frac{3}{2}}} \quad (9)$$

式中, g 为不对称因子, 本文取 $g=0.924$ ^[26]。此时散射角可由式(10)得到。

$$\cos\theta_1 = \frac{1}{2g} \left[1 + g^2 - \left(\frac{1-g^2}{1-g+2g\cdot r_{\theta_1}} \right)^2 \right] \quad (10)$$

式中, r_{θ_1} 为 $[0, 1]$ 范围内的随机数。循环式(6)~(10), 直到 $z_1 \geq S$, 则终止对光子的追踪并修正坐标, 使得 $z_1 = S$ 。假设接收机直径为 d , 中心坐标为 $(0, 0, S)$, 视场角为 ψ , 则判断光子被接收的条件为

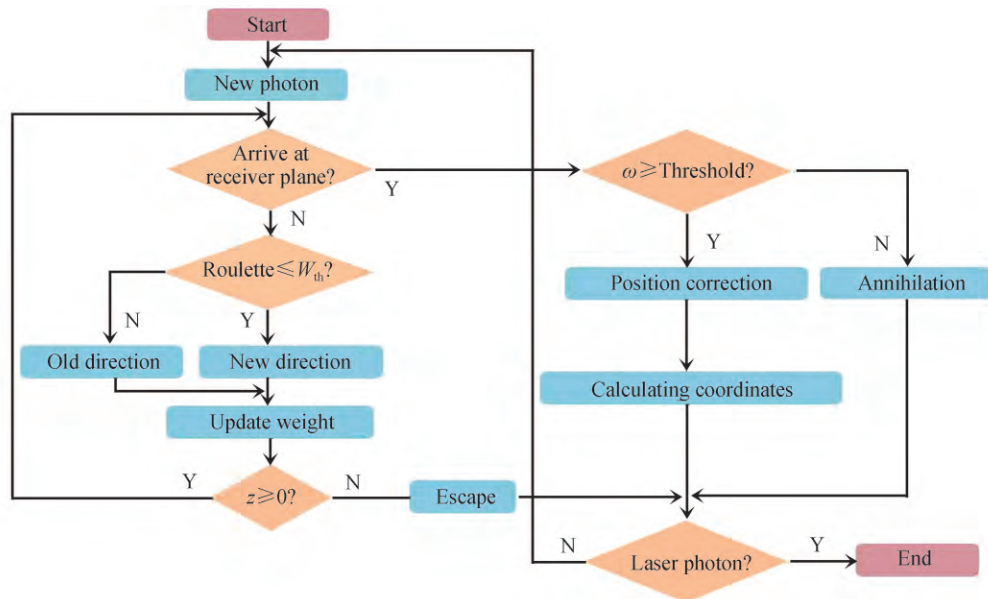


图2 蒙特卡洛仿真流程

Fig. 2 Flow of Monte Carlo simulation

$$\begin{cases} x_1^2 + y_1^2 \leq \left(\frac{d}{2}\right)^2 \\ \frac{\sqrt{(u_{x1})^2 + (u_{y1})^2}}{u_{z1}} \leq \tan \frac{\psi}{2} \end{cases} \quad (11)$$

记录被接收光子的信息,并开始重复下一个光子,直到所有光子计算完成。对光子跟踪分析过程如图2所示。

2 结果分析

设置光子数为 10^7 , 光束直径 $D=0.005$ m, 初始权重 $\omega_0=1$, 接收机直径 $d=0.04$ m, 接收机视场角 $\psi=\pi$ rad。蒙特卡洛仿真法中, 传输距离 S 后光束在接收面上的投影圆直径 R_s 表示为

$$R_s = 2S \tan \frac{\theta}{2} + D \quad (12)$$

2.1 功率分布与脉冲响应

如图3(a)、(b)所示, 纯海水、清澈海水在5 m的传输距离内, 发散角 $\theta=\pi/360$ rad时接收功率都近似相等, 而 $\theta=\pi/60$ rad, $\pi/18$ rad和 $\pi/6$ rad时接收功率变化较明显。这是因为纯海水和清澈海水的散射系数小, 光子几乎不被散射, 衰减主要是由吸收引起, 光束宽度和 R_s 大致相等。在 $\theta=\pi/360$ rad情况下5 m传输距离的 R_s 约为0.048 6 m, 这与接收机直径0.04 m相差较小, 所以大部分光子落在接收机直径范围内, 功率不会发生明显变化。而 $\theta=\pi/60$ rad情况下1 m传输距离的 R_s 为0.057 4 m, 2 m传输距离为0.109 7 m, 已经远大于接收机直径0.04 m, 在 $\theta=\pi/18$ rad和 $\pi/6$ rad情况下 R_s 将更大。所以随着传输距离的增加, 落在接收机直径范围内的光子将减少更多, 因此接收功率变化也越加明显。传输距离大于5 m时, 小发散角情况下 R_s 也比接收机直径大, 传输距离的增加使得接收功率减少更快, 变化也随之更明显。

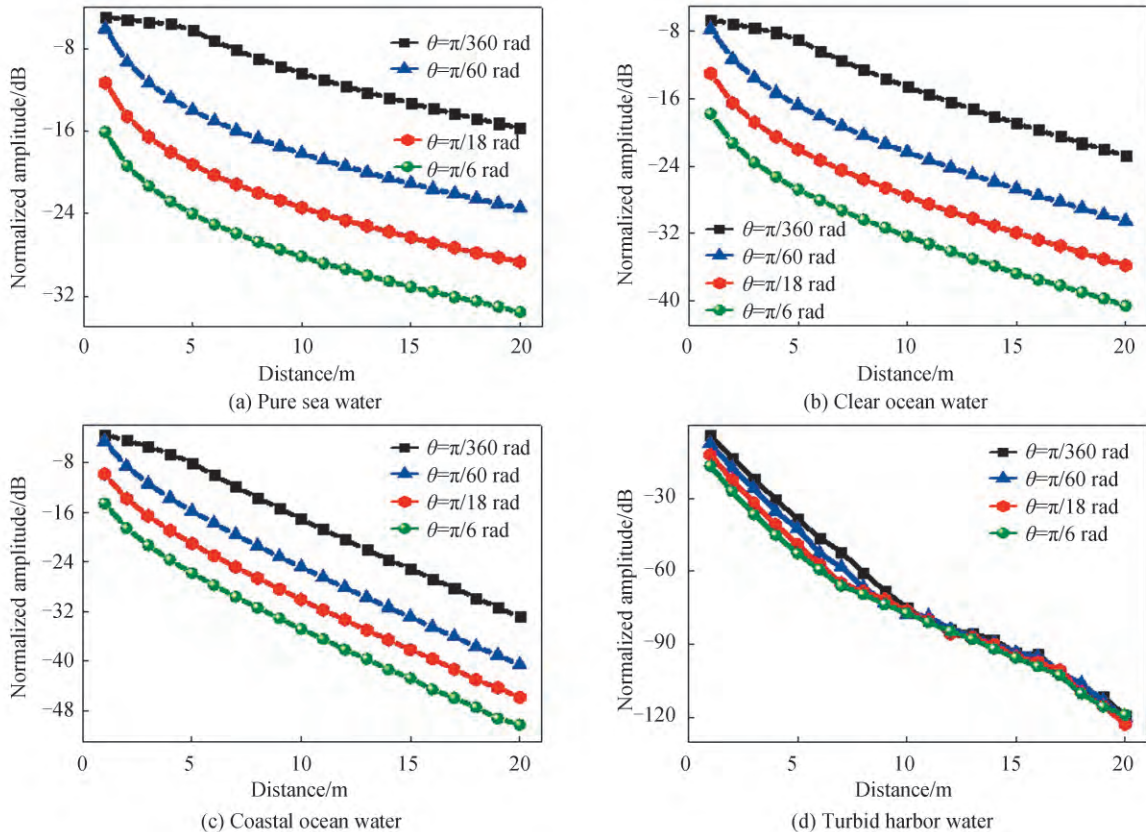


图3 归一化接收功率幅度和传输距离、发散角之间的关系

Fig. 3 Normalized amplitude of received power with different distance and divergence angle

但在沿海海水图 3(c)和浑浊港湾海水图 3(d)中,这一特征并没有出现。这是由于衰减系数变大,光子被散射概率增加,功率衰减严重,接收功率在 5 m 传输距离内也减小更多。浑浊港湾海水 10 m 的传输距离内,不同发散角的接收功率相差较大,但在 10~20 m 的传输距离内,不同发散角的接收功率却趋于一致,例如 12 m 的传输距离时四个发散角的接收功率都约等于 -84 dB,17 m 的传输距离接收功率约为 -101 dB。其原因在于浑浊港湾海水的散射系数过大导致光子在传输过程中被散射到各个方向,多次散射之后光束发散角的影响可以忽略,同时大部分光子已经“湮灭”,只有少部分光子随机落在接收机内,所以此时接收功率几乎不受发散角影响,只与传输距离相关。

为探究海水类型、传输距离、发散角对脉冲响应的影响,将光子离开发射机的时刻设为初始时刻,以 0.04 ns 为一个时间段,统计每个时间段内到达接收机的光子总功率。同时为更好地展示时域宽度,将接收机直径改为 $d=0.4$ m,其余参数不变。

如图 4(a)~(c)所示,可以看到纯海水、清澈海水和沿海海水中,5 m 和 10 m 的传输距离,发散角对脉冲响应影响较大。 $\theta=\pi/180$ rad 时,光子到达接收机内的时间更集中,时域宽度约为 0.32 ns; $\theta=\pi/18$ rad 和 $\pi/6$ rad 时,时域宽度增大到 0.8 ns。这是因为此三种海水短距离传输时大部分光子沿直线传输到接收机所在平面上。 $\theta=\pi/18$ rad 和 $\pi/6$ rad,5 m 的传输距离 R_s 分别为 0.879 9 m 和 2.684 5 m,而光束宽度等于甚至大于 R_s ,更远大于接收机直径 0.4 m,光子能够传输到接收机内各个区域,因此时域宽度被拉长。20 m 和 40 m 的传输距离,发散角 $\theta=\pi/180$ rad 情况下光束宽度也大于接收机直径,所以脉冲响应受发射角影响微乎其微,时域宽度变为稳定的 0.8 ns。

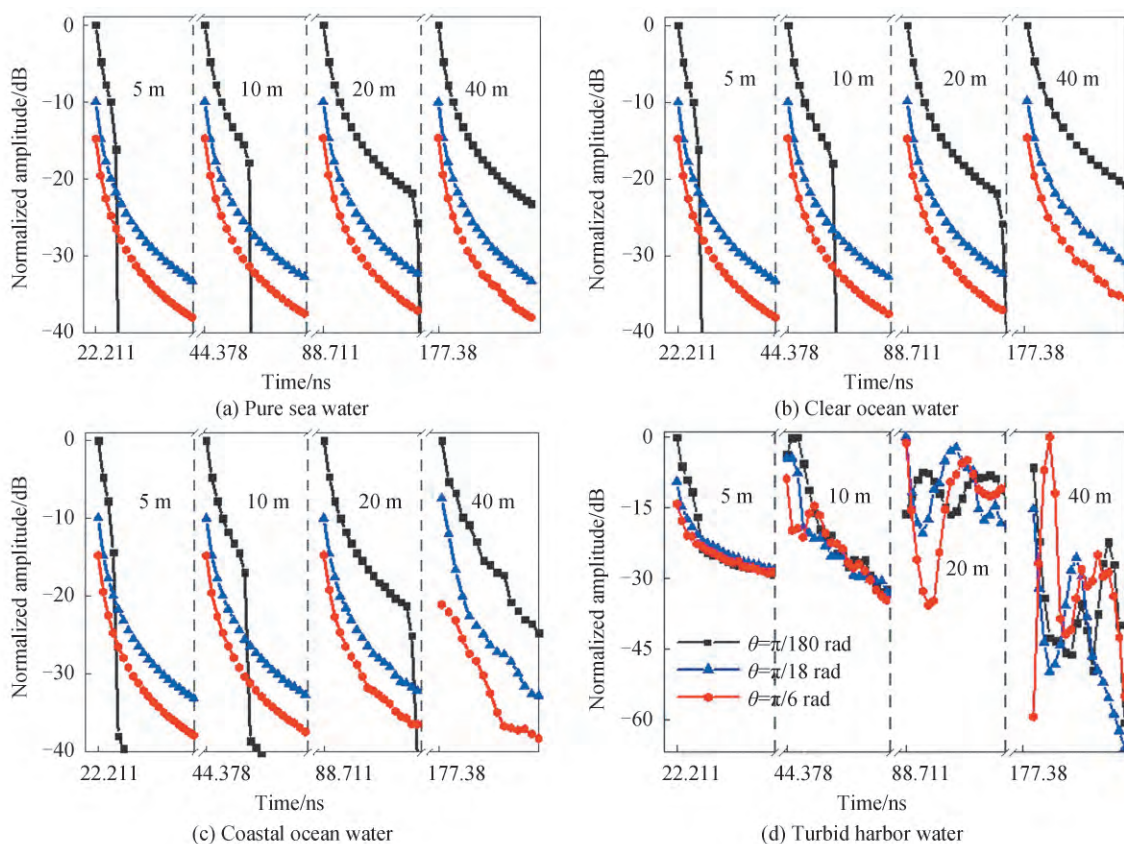


图 4 不同传输距离下的脉冲响应
Fig. 4 Impulse response with different propagation distance

浑浊港湾海水图 4(d)中,在 5 m 和 10 m 的传输距离时,脉冲响应与前三类海水相似,但散射系数的增大使得时域曲线有毛刺出现;20 m 和 40 m 的传输距离时,光子被多次散射才到达接收机直径范围内,由于多径效应使得到达接收机的时间变得随机,因此时域宽度被增大,脉冲响应具有更多的散射峰值^[17]。

2.2 长距离传输特性分析

蒙特卡洛方法具有随机性,需要大量的光子才能保证结果的准确性和真实性,同时水下长距离光传输将会耗费更多的计算时间。实际的水下无线光长距离传输中,通常会利用准直扩束系统将发散角减小到毫弧度^[5-6]。因此设置毫弧度级别发散角来探究水下无线光长距离传输特性。

发散角 $\theta=20$ mrad时,传输距离 $S=10$ m和20 m的功率分布如图5所示。在纯海水图5(a)、清澈海水图5(b)、沿海海水图5(c)中,传输距离10 m的光束宽度约为0.205 m,20 m时约为0.405 m,和 R_s 近似相等。虽然这两个传输距离的光束宽度相差较大,但在光束内部功率仍然呈现高斯分布。同时可以看到同样传输距离下,散射系数的增加会导致光束的束腰变大,这也愈加明显地表明散射效果。浑浊港湾海水中,光子被多次散射后随机落在接收面上,在 R_s 范围内的功率分布随机性增加,因此设置 $10R_s$ 范围以得到更稳定的功率分布,如图5(d)可以看出大致为均匀分布,并且随着传输距离的增加,高功率区域所占比例变得更小。

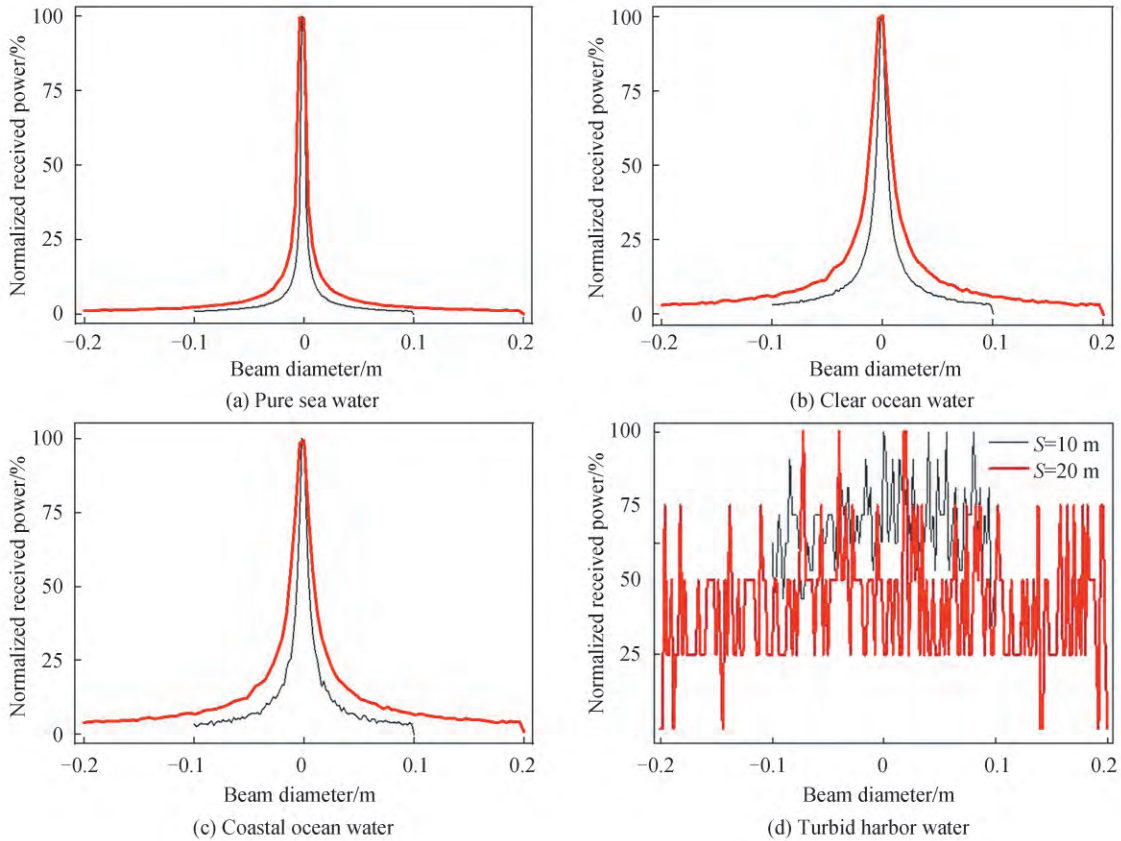


图5 不同传输距离下的功率分布
Fig. 5 Power distribution with different propagation distance

当吸收占据衰减主体时,光束传输距离 S 后的宽度约等于 R_s ,因此用 η_s^i 表示功率的比值,即

$$\eta_s^i = \frac{P_{i \cdot R_s}}{P_{R_s}} \quad (13)$$

式中, P_{R_s} 表示接收面上直径为 R_s 的圆内功率, $P_{i \cdot R_s}$ 表示直径为 $i \cdot R_s$ 的圆内功率。

当 S 分别取 S_1 、 S_2 ($S_2 > S_1$)时,则功率相似度 $\xi_{S_2 \approx S_1}$ 表示为

$$\xi_{S_2 \approx S_1} = \frac{\overline{\eta_{S_2}^i}}{\eta_{S_1}^i} \quad (14)$$

在纯海水与清澈海水中,令 $S_2=2 \cdot S_1$, $i=0.1, 0.2, 0.4, 0.8$ 。 $S_1=10, 20, 40$ m的功率相似度 $\xi_{S_2 \approx S_1}$ 如图6所示,可以看到功率相似度大部分处在90%以上,最高可达99%,这表明传输距离 S_2 与 S_1 的功率分布更加吻合,此时用短距离 S_1 的功率分布来分析长距离 S_2 的传输特性是一种更合适的选择。在中短距离传输($S_1=10, 20$ m)中,功率相似度分布在90%两侧,主要是由于小发散角传输时,束腰宽度较窄,功率集中在很小区

域内,距离的改变让功率变化更陡峭。而在长距离传输($S_1=40$ m)中,束腰宽度展开更大,距离的增加对功率的变化影响减弱,所以功率相似度稳定在90%上方,且随着发射角的增加曲线变得更平滑。

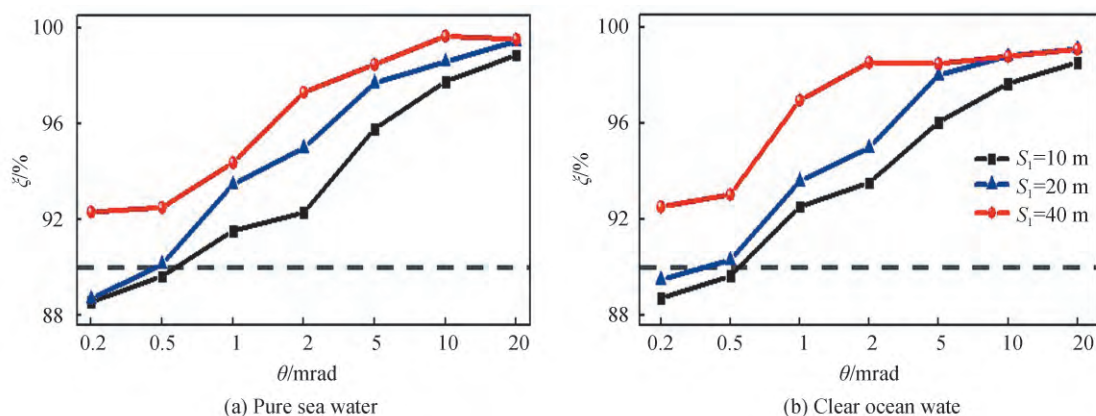


图6 功率相似度和传输距离、发散角之间的关系

Fig. 6 Power similarity with different distance and divergence angle

沿海海水中,令 $S_i = S_1 + 5, i=0.1, 0.2, 0.4, 0.8$ 。则 $S_1=15, 20, 25$ m的功率相似度 $\xi_{S_2 \approx S_1}$ 如图7所示。 $S_1=20, 25$ m的功率相似度已经完全处在90%上方,最大约为98%,此时用短距离 S_1 的功率分布来分析长距离 S_2 的传输特性,发散角的影响已经降到最小。但当发散角 θ 增大时,功率相似度先升后降,在 $\theta=2$ mrad处出现极大值。其原因在于此类海水的散射作用开始凸显,部分光子在传输过程中被散射,而发散角的增加将使投影圆的直径变大,束腰宽度变化更大,所以功率变化幅度增加,功率相似度减小。

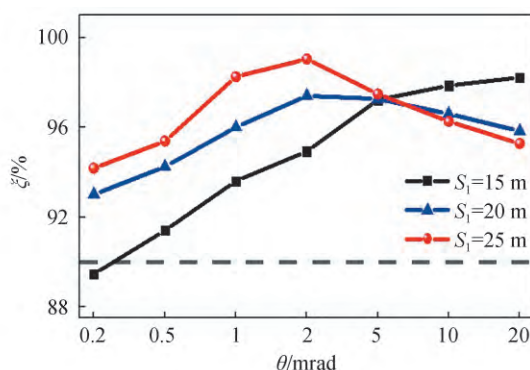


图7 沿海海水中功率相似度和传输距离、发散角之间的关系

Fig. 7 Power similarity with different distance and divergence angle in coastal ocean water

浑浊港湾海水中,光子衰减系数急剧增大,传输过程中大部分光子的功率权重低于阈值,到达接收面之前已经“湮灭”,因而无法再用短距离的功率分布去近似计算长距离的传输特性。此类海水中,散射作用占据主体,光子落在接收面上的位置不再限于投影圆内,变得更随机。

接收面上以直径 $10R_s$ 的圆内功率为基数1,直径 $20R_s, 40R_s$ 和 $80R_s$ 的同心圆内相对功率如表2所示。发散角 $\theta=0.2, 0.5, 1$ mrad时,光束平行度很高,功率非常集中,光束的扩散由散射作用造成,所以圆内功率具有很大的波动;而当 $\theta=2, 5, 10, 20$ mrad时,平行度降低,光束的扩散除散射作用之外,还包括发散角的扩展,在一定区域内功率呈现均匀分布,且随着发散角的增加,均匀分布区域也会随之变大。例如 $\theta=2, 5$ mrad时,半径为 $20R_s$ 的圆内功率接近圆面积比值, $\theta=10, 20$ mrad时,不仅半径为 $20R_s$ 的圆内功率接近圆面积的比值,半径为 $40R_s$ 的圆内功率也逐渐趋向圆面积的比值,与其他仿真结果基本吻合^[19]。所以在此类型海水中,分析水下长距离传输特性时,只需将接收机直径设为功率均匀分布的范围内,设置大尺寸的接收机直径利用面积比就可以快速高效地获得小区域的近似结果。

表 2 圆内归一化接收功率和发散角、传输距离之间的关系
Table 2 Normalized received power in the circle with different distance and divergence angle

θ/mrad	S_1/m	$20R_s$	$40R_s$	$80R_s$
0.2	11	4.88	26.15	123.88
	13	13.47	24.56	110.10
	15	1.04	18.46	57.77
0.5	11	6.60	26.72	104.55
	13	2.07	8.73	44.09
	15	7.52	41.63	101.83
1	11	4.94	27.27	134.32
	13	13.53	40.65	152.07
	15	2.71	17.58	79.58
2	11	2.68	10.05	36.62
	13	4.57	19.94	76.89
	15	4.34	23.77	94.16
5	11	3.41	13.46	48.42
	13	5.38	21.47	78.69
	15	4.40	16.89	61.91
10	11	3.92	14.29	40.76
	13	3.79	14.45	40.04
	15	4.21	15.81	41.18
20	11	3.74	18.84	48.61
	13	3.67	14.31	55.63
	15	3.55	18.95	42.52

3 结论

本文利用蒙特卡洛法研究蓝绿高斯光束的水下传输特性,分析不同海水类型、传输距离、发散角对接收功率和时域宽度的影响,同时比较不同海水类型和传输距离接收面上的功率分布。海水衰减系数、传输距离、发散角的增加导致接收功率减小,时域宽度扩展变大,其中发散角对脉冲响应的影响在短距离传输时更加明显,而同一类型海水即使在不同的传输距离,功率分布仍然呈现相似性,低散射海水中距离的变化仅会影响光束宽度,对高斯形式的功率分布影响较弱,而高散射海水中,距离的变化不仅使得光束扩展严峻,功率分布也由高斯形式变为均匀形式。因此当光的衰减主要是海水的吸收作用造成时,利用功率相似度能快速准确地获得水下长距离的传输特性,并且选择适当的发散角可以得到更精确的结果;而当散射作用占据衰减的主体时,对功率均匀分布区域利用面积比,设置大接收机直径来获得更小区域的传输特性,可以高效准确地获得较为理想的结果。

参考文献

- [1] XU J. Underwater wireless optical communication: why, what, and how[J]. Chinese Optics Letters, 2019, 17(10): 100007.
- [2] ZENG Z Q, FU S, ZHANG H H, et al. A survey of underwater optical wireless communications[J]. Communications Surveys and Tutorials, 2016, 19(1): 204-238.
- [3] PARTAN J, KUROSE J, LEVINE B N. A survey of practical issues in underwater networks[J]. Mobile Computing and Communications Review, 2007, 11(4): 23-33.
- [4] LI Z Y, LU H H, CAI S E, et al. 50 Gb/s PAM4 underwater wireless optical communication systems across the water-air-water interface[J]. Chinese Optics Letters, 2019, 17(10): 100004.
- [5] CHEN Y F, KONG M W, XU J, et al. 26 m/5.5 Gbps air-water optical wireless communication based on an OFDM-modulated 520-nm laser diode[J]. Optics Express, 2017, 25(13): 14760-14765.
- [6] KONG M W, LU W C, XU J, et al. 10-m 9.51-Gb/s RGB laser diodes-based WDM underwater wireless optical communication[J]. Optics Express, 2017, 25(17): 20829-20834.

- [7] MOBLEY C D. Light and water: radiative transfer in natural waters[M]. Wuhan, Wuhan University Press, 2009.
- [8] JOHNSON L, GREEN R, LEESON M. A survey of channel models for underwater optical wireless communication[C]. 2013 2nd International Workshop on Optical Wireless Communication (IWOW), 2013, 2: 13-17.
- [9] GABRIEL C, KHALIGHI M A, BOURENNANE S, et al. Channel modeling for underwater optical communication[C]. 2011 IEEE Globecom Workshops, 2011: 833-837.
- [10] GABRIEL C, KHALIGHI M A, BOURENNANE S, et al. Monte-Carlo-base channel characterization for underwater optical communication systems[J]. Journal of Optical Communication and Networking, 2013, 5(1): 1-12.
- [11] QADAR R, KASL M K, KAKAR P A, et al. Monte Carlo-based channel estimation and performance evaluation for UWOC links under geometric losses[J]. International Journal of Communication Systems, 2018, 31(6): 1-18.
- [12] YUAN R Z, MA J S, SU P, et al. Monte-Carlo integration models for multiple scattering based optical wireless communication[J]. IEEE Transactions on Communications, 2020, 68(1): 334-348.
- [13] ZHANG H H, DONG Y H. General stochastic channel model and performance evaluation for underwater wireless optical links[J]. IEEE Transactions on Wireless Communications, 2016, 15(2): 1162-1173.
- [14] 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 Communication, 2017, 408: 3-14.
- [15] HU S Q, MI L, CHEN W B, et al. Viterbi equalization for long-distance, high-speed underwater laser communication [J]. Optical Engineering, 2017, 56(7): 1-10.
- [16] ZHOU Tianhua, FAN Tingwei, CHEN Weibiao, et al. Monte Carlo simulation of laser pulse after underwater propagation[J]. Journal of Atmospheric and Environmental Optics, 2020, 15(1): 40-47.
周田华, 范婷威, 陈卫标, 等. 光束发射参数对蓝绿激光海洋传输特性的影响[J]. 大气与环境光学学报, 2020, 15(1): 40-47.
- [17] LI J, MA Y, ZHOU Q, et al. Monte Carlo study on pulse response of underwater optical channel [J]. Optical Engineering, 2012, 51(6): 1-5.
- [18] LI J, MA Y, ZHOU Q, et al. Channel capacity study of underwater wireless optical communications links based on Monte-Carlo simulation[J]. Journal of Optics, 2012, 14: 015403.
- [19] YU Xiangyu. A study on channel characteristics for underwater wireless optical Communication[D]. Hangzhou: Zhejiang University, 2017.
余翔宇. 水下无线光通信系统的信道特性研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2017.
- [20] MOBLEY C D, GENTILI B, STAVN R H, et al. Comparison of numerical models for computing underwater light fields [J]. Applied Optics, 1993, 32(36): 7484-7504.
- [21] HANSON F, RADIC S. High bandwidth underwater optical communication[J]. Applied Optics, 2008, 47(2): 277.
- [22] COCHENOUR B M, MULLEN L J, LAUX A E. Characterization of the beam-spread function for underwater wireless optical communications links[J]. Journal of Oceanic Engineering, 2009, 33(4): 513-521.
- [23] COX, Jr W C. Simulation, modeling, and design of underwater optical communication systems[D]. North Carolina: North Carolina State University, 2012.
- [24] HAN Biao. Study on the bi-directional underwater wireless optical communication for deep sea application[D]. Xi'an: University of Chinese Academy of Sciences (Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics), 2018.
韩彪. 面向深海应用的水下双向无线光通信研究[D]. 西安: 中国科学院大学(西安光学精密机械研究所), 2018.
- [25] BOHREN C F, HUFFMAN D R. Absorption and scattering of light by small particles [M]. Commonwealth of Pennsylvania: John Wiley and Sons, Inc.1983.
- [26] DING Y M, SONG B, LI N N. Monte Carlo method-based dynamic simulation of underwater optical transmission characteristics[J]. SPIE, 2017, 10255: 102555C.
- [27] TOUBLANC D. Henyey-Greenstein and Mie phase functions in Monte Carlo radiative transfer computations[J]. Applied Optics, 1996, 35(18): 3270-3274.

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (No.61904024), Major Project of Science and Technology Research of Chongqing Education Commission (No.KJZD-M201900502), Chongqing Research Program of Basic Research and Frontier Technology (No. cstc2018jcyjAX0319), Blue Fire Plan (Huizhou) of the Industry-University-Research Joint Innovation Project of Ministry of Education of China (No.CXZJHZ201728), Open Project of the State Key Laboratory of Luminescence and Applications (No.SKLA-2019-04), Science and Technology Program of Chongqing Municipal Education Commission (No.KJQN201800528)