

水下无线激光传输脉冲响应建模

李天松^{1,2**}, 阳荣凯^{1,2*}, 高翔¹, 黄艳虎²

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 针对海洋信道中多重散射导致的以脉冲响应为特征的激光脉冲时延展宽问题,采用蒙特卡罗模拟方法和 Gamma 函数,构建了水下无线激光传输脉冲响应模型。分析海水的光学特性,提出一种多 Gamma 函数模拟水下信道脉冲响应的闭合表达式。理论分析和建模结果表明:该模型采用 4 个 Gamma 函数表示激光脉冲在水下的传输过程,即由于散射作用强弱差异产生的 4 条长度不同的路径。其中前 3 条以散射级数低、光程较短的准弹道光路为主,最后 1 条为散射级数高且多重散射光占主体的路径。同时通过对比验证了所提模型的准确性和优异性,采用该模型对不同系统参数下激光传输脉冲响应进行建模,其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。

关键词 海洋光学; 激光脉冲响应; 多 Gamma 函数; 蒙特卡罗; 海洋信道

中图分类号 TN929.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201939.1101001

Impulse Response Modeling for Underwater Wireless Laser Transmission

Li Tiansong^{1,2**}, Yang Rongkai^{1,2*}, Gao Xiang¹, Huang Yanhu²

¹ School 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 Considering the broadening of the laser pulse time delay caused by multiple scattering in ocean channels, we investigate the modeling of underwater wireless laser pulse responses using Monte Carlo simulations and Gamma functions. Seawater optical characteristics are analyzed, and a closed-form expression of a multi-Gamma function is proposed to simulate the impulse response in underwater channels. The theoretical analysis and modeling results show that the model uses four Gamma functions to represent laser pulse transmission under water, i. e., four paths with different lengths generated owing to the difference in the scattering intensity. The first three paths are mainly quasi-ballistic light paths with low scattering series and short optical path, whereas the last one presents a high scattering series and multiple scattered light. Simultaneously, the model accuracy and superiority are verified via comparison, and the proposed method is used to simulate the impulse response of laser transmission under different system parameters. The obtained results well describe the laser pulse scattering characteristics and time delay broadening under water.

Key words ocean optics; laser pulse response; multiple Gamma functions; Monte-Carlo; ocean channel

OCIS codes 010.4450; 010.4455; 010.4458; 060.4510

1 引言

水下无线光通信(UWOC)可以提供实时性强、

信道容量大和安全高速的数据传输服务,有效弥补了传统水下声学通信中带宽资源有限、空间选择性衰落严重及传输速率低等缺陷^[1]。然而,激光脉冲

收稿日期: 2019-05-07; 修回日期: 2019-06-19; 录用日期: 2019-07-15

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(2018YJCX36)

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

在复杂的海洋环境中传输时,因光束受到海水严重的多重散射作用,激光脉冲响应在时间上扩散,并因此引起符号间串扰^[2]。

海洋信道中的衰减效应主要由吸收和散射作用描述。从成分上看,海水中不仅包含水分子和颗粒物,还包含大量的悬浮体、有机物质以及浮游生物等^[3]。海水的吸收作用主要由其本身以及溶解物和浮游生物等引起。而海水散射作用则比吸收作用更加复杂多变,包括其本身以及小分子物质引起的瑞利散射,还有大颗粒物引起的米氏散射,同时颗粒物浓度大小及分布随水域环境变化而不同并决定着米氏散射的强弱^[4]。散射作用的复杂多变直接导致激光传输脉冲响应的不确定性。此外,海水信道中激光脉冲响应特性与激光发射器及接收器参数的选取同样密不可分^[5]。

在以往大多数研究中,朗伯-比尔定律常被用来评估 UWOC 系统在点对点视距条件下不同类型的水体和不同通信链路距离内的信道性能^[6-7]。然而,其有两个隐含假设条件:一是收发器设置处于完全对齐状态;二是所有因散射而离开光束的光子都会丢失。但事实上,一些光子历经多次散射后仍能到达接收器,特别是在浑浊水介质,这将导致接收功率被严重低估。在 UWOC 信道中,脉冲响应被广泛用于描述激光信号的时间色散,同时水下光学链路中的脉冲响应已经在理论和实验上得到了广泛研究。目前大多数研究均采用蒙特卡罗方法来模拟 UWOC 信道中的激光脉冲响应^[8-10],并通过实验测量验证其建模效果^[11]。Jaruwatanadilok^[12]则采用了另一种方法,即基于矢量辐射传递理论提出一种脉冲响应分析模型,该方法同样需要进行大量假设,并忽略了收发器参数对系统性能的影响。以上研究均未提供激光脉冲响应的闭合表达式。Wei 等^[13]利用一种逆高斯函数模拟 UWOC 信道中的脉冲响应,但其结果仅适用于清澈海域且链路距离较短的激光传输,而且未基于典型海水参数进行仿真。Mooradian 等^[14-15]基于双 Gamma 函数构建了自由空间光通信中激光通过浓雾后的脉冲响应模型。Dong 等^[2]在双 Gamma 函数的基础上添加两个参数,提出了加权双 Gamma 函数,并对基于 Henyey-Greenstein(HG) 相位函数^[16]的蒙特卡罗模拟脉冲响应进行建模(WDGF 模型)。但 HG 相位函数最初主要用于研究星际尘埃散射,其前向散射角相对实验测量的 Petzold 平均粒子相位函数^[17]偏差较大。Li 等^[18]利用一种任意指数幂函数对浑浊海港

中的激光脉冲响应进行建模,尽管其在浑浊海域有较好的估算准确性,但在衰减效应较弱的沿海海域可靠性仍然不足。

本文在利用蒙特卡罗数值模拟方法建立水下激光脉冲传输模型的基础上,提出了一种新的 Gamma 函数,基于新的 Gamma 函数对水下无线激光传输脉冲响应进行建模,并将该模型的建模结果与蒙特卡罗模拟结果及 WDGF 模型的结果进行数值量化对比,最终验证本文模型的准确性和可靠性。

2 基本原理

2.1 信道模型

2.1.1 散射相位函数

海水中光子散射方向是随机均匀分布的,其中散射角的环形分布用散射相位函数来表征。针对几种常用的相位函数进行对比分析,以选取最优相位函数来进行水下激光传输模拟仿真。

1) Petzold 平均粒子相位函数。尽管 Petzold^[17]公布的数据是从一些角度分辨率较低且非常有限的水域采集的,但 Petzold 平均粒子相位函数在本研究领域仍广受欢迎,并存在很大的参考价值^[19]。Mobley 等^[20]最早根据 Petzold 公布的数据报告了粒子相位函数的平均值。Petzold 粒子相位函数可表示为

$$\tilde{\beta}_p(\theta) = \frac{\beta_p(\lambda)}{b_p} = \frac{\beta_m(\theta) - \beta_w(\theta)}{b_m - b_w}, \quad (1)$$

式中: $\tilde{\beta}_p(\theta)$ 为粒子相位函数; θ 为散射角; $\beta_w(\theta)$ 和 $\beta_m(\theta)$ 分别为纯水和 Petzold 测量的体积散射函数值; $\beta_p(\lambda)$ 为粒子体积散射函数值; λ 为可见光波长; b_w 和 b_m 分别为纯水和 Petzold 测量的散射系数值; b_p 为粒子散射系数。对三类(清澈海域、沿海海域和浑浊海港)粒子相位函数在每个散射角取平均即可得到 Petzold 平均粒子相位函数,通过插值可克服体积散射函数测量的局限性。

2) HG 相位函数。HG 相位函数由 Henyey 等^[21]凭经验推导出来,最初主要用于研究星际尘埃散射。目前已被广泛用于模拟仿真大气和海水等分散介质的散射角特性。其表示形式为

$$\begin{cases} \tilde{\beta}_{\text{HG}}(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \theta)} \\ B_p = \frac{1 - g}{2g} \left(\frac{1 + g}{\sqrt{1 + g^2}} - 1 \right) \end{cases}, \quad (2)$$

式中: $\tilde{\beta}_{\text{HG}}(\theta)$ 为 HG 相位函数; g 为不对称因子(用

散射角余弦平均值 $\overline{\cos \theta}$ 表示),其值取决于介质特性; B_p 为HG相位函数的反向散射比,通过对相位函数进行反向积分获得。当 $g = 0.9185$ 、 $B_p = 0.0183$ 时,HG相位函数与Petzold平均粒子相位函数的吻合度较高,但在前向角附近仍偏离严重。

3) Fournier-Forand(FFT)相位函数。近年来,Fournier等^[22]基于反常衍射近似提出一种用于解析相位函数的FFT模型,其与实际测量结果吻合度较高,因而被广泛采用。FFT相位函数假定自然水域中的粒子遵循双曲线分布,其表示形式为

$$\begin{cases} \beta_{\text{FFT}}(\theta) = \beta_0(\theta) + \beta_0(\pi)(3\cos^2\theta - 1)/4 \\ \beta_0(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{(1-\delta)^2\delta^\nu} \times \left\{ [\nu(1-\delta) - (1-\delta^\nu)] + \frac{4}{\mu^2} [\delta(1-\delta^\nu) - \nu(1-\delta)] \right\} \end{cases}, \quad (3)$$

散射角 θ 需要满足

$$2\pi \int_0^\theta \beta_{\text{FFT}}(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = R_\theta, \quad (4)$$

将(3)式代入(4)式可得

$$\frac{1}{(1-\delta)\delta^\nu} \left[(1-\delta^{\nu+1}) - \frac{\mu^2}{4}(1-\delta^\nu) \right] + \frac{\cos \theta \sin^2 \theta (1-\delta^\nu)}{16\pi(\delta_\pi - 1)\delta_\pi^\nu} = R_\theta, \quad (5)$$

式中: $\beta_{\text{FFT}}(\cdot)$ 为FFT相位函数; $\beta_0(\cdot)$ 为FFT解析式; ϑ 为散射角分量; $\nu = (3-\mu)/2$; $\delta = o^2/[3(n_r-1)^2]$, $o = 2\sin(\theta/2)$; μ 为双曲线分布的斜率参数; n_r 为水体折射率; δ_π 为 $\theta = \pi$ 时参数 δ 的值; R_θ 为区间 $[0,1]$ 的均匀随机数。尽管FFT模型给出了具体

数学表达式,但从(5)式求解散射角 θ 解析式的方式是不可取的,所以在UWOC仿真中,通过对FFT模型对应的数值分布进行抽样来获取当次散射角 θ 。

为了定量评估相位函数模型之间的差异,使用 $\Delta\beta$ 作为衡量相位函数模型性能的标准。 $\Delta\beta$ 的具体表达式为

$$\Delta\beta = 100 \sqrt{\frac{1}{\theta_1 - \theta_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\tilde{\beta}_{\text{ref}}(\theta) - \beta_p(\theta)}{\frac{1}{2}[\tilde{\beta}_{\text{ref}}(\theta) + \beta_p(\theta)]} \sin \theta d\theta}, \quad (6)$$

式中: $[\theta_1, \theta_2]$ 为计算的散射角度范围; θ 为散射角; $\tilde{\beta}_{\text{ref}}(\theta)$ 为HG和FFT相位函数模型; $\beta_p(\theta)$ 为Petzold平均粒子相位函数。结合仿真对比数据及(6)式,表1中给出了各段散射角范围对应的 $\Delta\beta$ 值。图1和表1中的结果均显示:在小角度范围内,HG相位函数严重偏离Petzold测量数据。相比之下,各散射角范围内FFT的 $\Delta\beta$ 值均较小,即更加贴近Petzold实验测量值。此外,相对于Petzold粒子相位函数,FFT模型为各类海洋环境提供了更高分辨率的散射角数据,这对于UWOC信道特性研究是不可或缺的。水体折射率 $n_r = 1.33$ 时,参数 μ 可采用非线性最小二乘准则从Petzold实验测量结果中计算得到,即

$$\mu = \operatorname{argmin} \left\{ \int [\beta_{\text{FFT}}(\theta) - \beta_p(\theta)]^2 d\theta \right\}, \quad (7)$$

式中: $\operatorname{argmin}\{\cdot\}$ 为返回最小值参数的运算符。(7)式可采用MATLAB等数学计算软件中的曲线拟合方法解决,通过计算可知, $\mu = 3.5635$ 时拟合效果最优。

表1 各散射函数和Petzold粒子相位函数之间的 $\Delta\beta$ 值对比

Table 1 Comparison of $\Delta\beta$ between each scattering function and Petzold particle phase function

Phase function	$\Delta\beta$			
	(0.1000°, 5.000°)	(0.1000°, 90.00°)	(90.00°, 180.0°)	(0.1000°, 180.0°)
HG	18.55	26.62	39.88	36.16
FFT	0.56	10.36	17.82	29.22

2.1.2 蒙特卡罗方法

由于海水信道的特殊性、不稳定性以及复杂性,几乎不可能建立一整套完整的海洋模型,通过实验方法获取所有数据也是不现实的。激光脉冲在水下传输过程中涉及的各种环境参数具有很大的随机性,而蒙特卡罗是一种采用计算机模拟真实实验的统计方法,其不需要进行过多的近似,更切合水下激

光传输物理过程,并且得到的结果相当精确,具体流程如图2所示。

具体算法过程如下。

1) 光源定义。光子的初始状态由光子方向矢量在 x, y 和 z 轴上的方向余弦决定。 μ_x, μ_y 和 μ_z 分别表示光子方向矢量在 x, y 和 z 轴上的投影(即方向余弦),用于跟踪光子轨迹,其表达式为

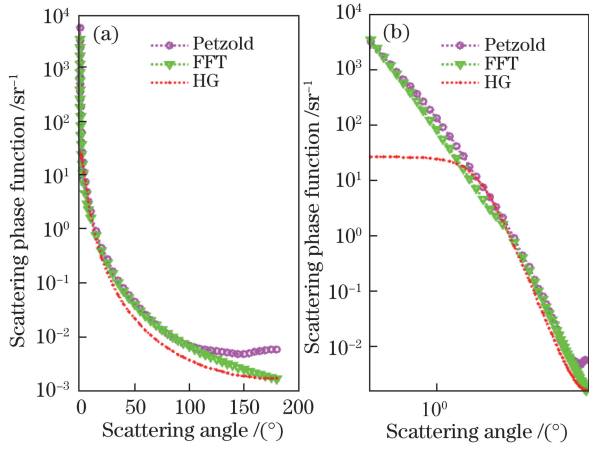


图 1 不同散射相位函数与 Petzold 平均粒子相位函数对比。

(a) 半对数坐标; (b) 双对数坐标

Fig. 1 Comparison of different scattering phase functions with Petzold average particle phase function. (a) Semi-logarithmic coordinates; (b) double logarithmic coordinates

$$\mu_x = \cos \theta_x, \mu_y = \cos \theta_y, \mu_z = \cos \theta_z, \quad (8)$$

式中: θ_x, θ_y 和 θ_z 分别为光子方向矢量与坐标轴 x, y 和 z 的夹角。为确保方向矢量为单位矢量,需对 μ_x, μ_y 和 μ_z 作归一化处理,则有 $\mu_x^2 + \mu_y^2 + \mu_z^2 = 1$ 。

为进一步确定光子的初始坐标,需给定光束的基本参数:波束宽度 w_w 和发散半角 ϕ_d ,进而得到光束焦距 $f_l = w_w / \phi_d$,波束半径采样值 $r_0 = w_w \sqrt{-\ln(1-\xi_1)}$,以及光子初始散射角 $\theta_0 = r_0 / f_l$,光子的初始方位角 $\phi_0 = 2\pi\xi_2$,其中 ξ_1 和 ξ_2 为 $[0, 1]$ 区间中相互独立的两个均匀随机数。光子的初始横纵坐标分别为

$$\begin{cases} x_0 = r_0 \cos \phi_0 \\ y_0 = r_0 \sin \phi_0 \end{cases} \quad (9)$$

假设激光脉冲发射端位于 x/y 平面,发射方向沿 z 轴正方向,故光子的初始 z 坐标为“0”,光子的初始方向余弦矢量可表示为

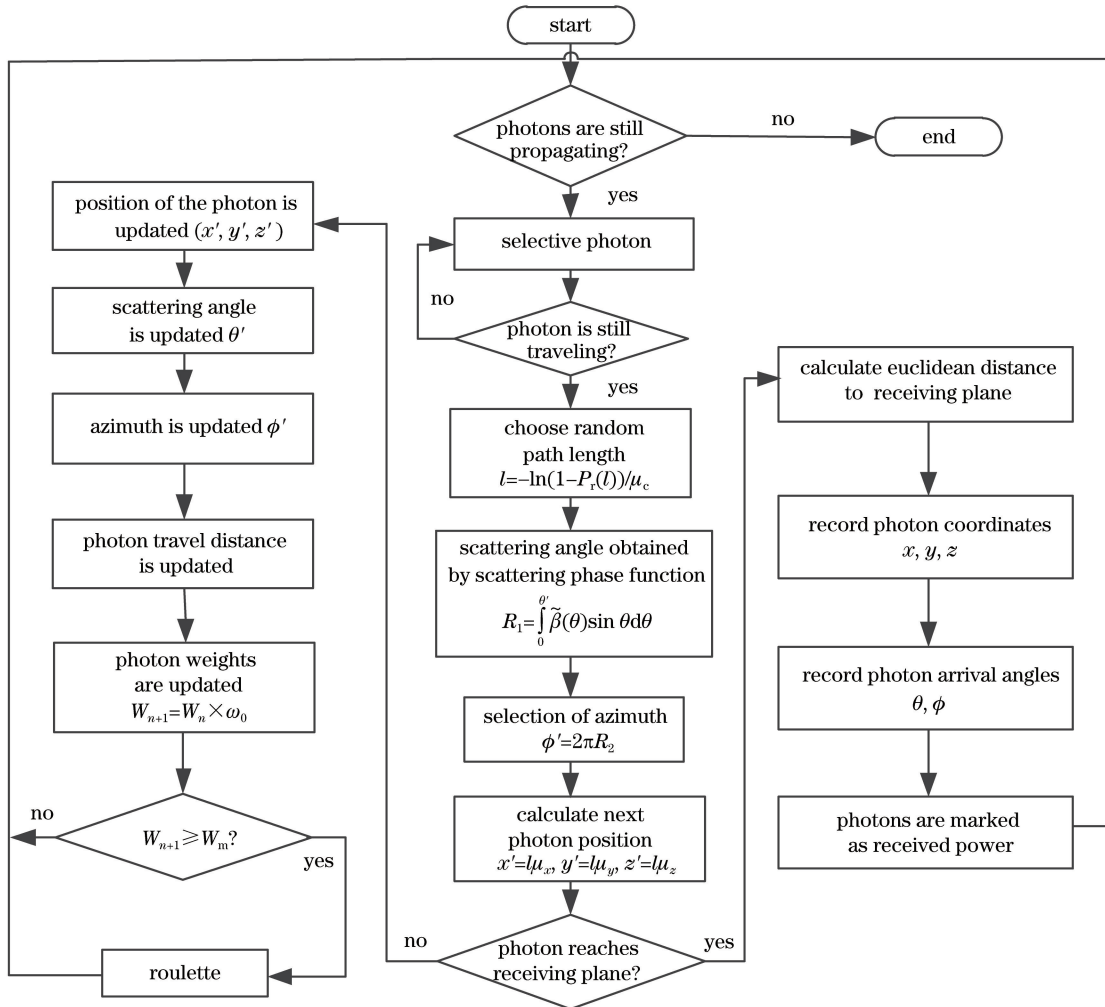


图 2 蒙特卡罗模拟仿真流程图

Fig. 2 Flow chart of Monte Carlo simulation

$$\begin{cases} \mu_x = \sin \theta_0 \cos \phi_0 \\ \mu_y = \sin \theta_0 \sin \phi_0 \\ \mu_z = \cos \theta_0 \end{cases} \quad (10)$$

另外,为了模拟高斯光束,可以随机选择初始光子位置以匹配其定义呈高斯分布的激光脉冲, $p(r_0) = \exp(-r_0^2)/(2\omega_w^2)$, 其中: $p(r_0)$ 为光子距离光束中心为 r_0 的概率; ω_w 为光束宽度。

2) 光子传播。光子传播过程主要由光子散射、光子权重、光子路径长度和光子位置更新等决定。散射相位函数用于描述光子在水下发生散射作用后散射角的概率分布,为光子选择新的散射角 θ' 需满足 $R_1 = \int_0^{\theta'} \bar{\beta}(\theta) \sin \theta d\theta$, 该式主要取决于散射相位函数 $\bar{\beta}(\theta)$ 的积分以形成累积分布函数。散射体随机取向引起的水下激光径向散射呈均匀对称分布,所以径向散射角(方位角) ϕ' 可以从均匀随机分布中选取,即 $\phi' = 2\pi R_2$ 。其中 R_1 和 R_2 为 $[0, 1]$ 区间选取的两个均匀随机数,需要注意的是,光子散射角和方位角是两个独立变量,故 R_1 和 R_2 是两个相互独立的均匀随机数。

光子在两次光学事件之间行进的距离可以从累积概率分布中选取。当光子发生散射时,光子的运动轨迹以散射角 θ 和方位角 ϕ 旋转其局部坐标系,而光子的全局位置则根据坐标原点进行更新。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^[5], $P_r(l) = 1 - \exp(-r)$, 其中 $P_r(l)$ 为光子移动了步长 r 的概率, $P_r(l)$ 取 $[0, 1]$ 区间均匀分布的随机数^[4]。光子移动步长又可定义为衰减系数 μ_c 与散射前后光子几何距离 l 的乘积,即 $r = \mu_c l$, 则 $l = -\ln[1 - P_r(l)]/\mu_c$ 。光子行进距离 l 后更新光子的位置,即

$$x' = l\mu_x, y' = l\mu_y, z' = l\mu_z. \quad (11)$$

进一步使用新获取的方位角 ϕ' 和散射角 θ' 对方向余弦进行更新。当 $\mu_z^2 < 1$ 时,新的方向矢量被定义为

$$\begin{bmatrix} \mu'_x \\ \mu'_y \\ \mu'_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu_x \mu_z / \sqrt{1 - \mu_z^2} & -\mu_y / \sqrt{1 - \mu_z^2} & \mu_x \\ \mu_y \mu_z / \sqrt{1 - \mu_z^2} & \mu_x / \sqrt{1 - \mu_z^2} & \mu_y \\ -\sqrt{1 - \mu_z^2} & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \sqrt{1 - \mu_s^2} \cos \phi' \\ \sqrt{1 - \mu_s^2} \sin \phi' \\ \mu_s \end{bmatrix}. \quad (12)$$

为了提高计算效率,定义 μ_s 为散射角余弦值,

$\mu_s = \cos \theta'$ 。当 $\mu_z^2 \approx 1$ 时,散射方向向量几乎指向 z 轴,(12)式可简化为

$$\begin{bmatrix} \mu'_x \\ \mu'_y \\ \mu'_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \theta' \cos \phi' \\ \sin \theta' \sin \phi' \\ \frac{\cos \theta}{|\cos \theta|} \cos \theta' \end{bmatrix} = \text{sign}(\mu_z) \begin{bmatrix} \sqrt{1 - \mu_s^2} \cos \phi' \\ \sqrt{1 - \mu_s^2} \sin \phi' \\ \mu_s \end{bmatrix}, \quad (13)$$

式中: $\text{sign}(\cdot)$ 为符号函数。

3) 光子接收。将每个光子视为光子包,并通过光学事件中吸收百分比降低光子包的权重。初始权重 $W_0 = 1$, 光子发生光学事件后的权重 $W_{n+1} = W_n \times \omega_0$, 其中 W_n 为光学事件之前的权重 ($W_{n+1} < W_n$), ω_0 为单次散射反照率, n 为光子散射次数。

光子在传播过程中,历经多次散射,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。此时若简单地选择终止光子,将违反模拟中的能量守恒定律。为了减小误差,引入俄国“轮盘赌”机制。当光子权重小于 W_m 时,抽取一个服从 $[0, 1]$ 区间均匀分布的随机数 ξ_m , 并给出一个概率阈值 U (取 10^{-1} 或 10^{-2}), 当 $\xi_m < U$ 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 W_n 大于阈值 W_m 时,重复光子循环(步长、权重调整、角度散射),直到光子与接收器平面相交,并记录接收到的光子属性(坐标/位置,到达角度,权重和传播路程)。散射事件发生的次数可表示为

$$N_b = \frac{\lg W}{\lg \omega_0}. \quad (14)$$

通过将光子权重求和并归一化透射光子总数来估计接收功率。标准化接收功率则可表示为接收功率与发射功率的比值。

2.2 建模函数

2.2.1 双 Gamma 函数

伽马函数(Gamma 函数),也称欧拉第二积分,被广泛应用于分析学、概率论以及数学建模中。文献[14]中双 Gamma 函数(DGF)首次用于模拟大气云层中的激光脉冲响应,尽管海水信道属性与大气信道不同,但这两种介质均具有类似的分散性质,所以 DGF 也可用于模拟具有相对较大衰减长度的 UWOC 链路信道响应,其中以多重散射光占主导地位的信道响应更具有代表性。其闭合表达式可表示为

$$h_D(t) = C_1 \Delta t \exp(-C_2 \Delta t) + C_3 \Delta t \exp(-C_4 \Delta t), t > t_0, \quad (15)$$

式中: C_1, C_2, C_3 和 C_4 为需求解的 4 个参数; Δt 为时延差, $\Delta t = t - t_0$; t 为时标, 即光束发生散射作用后的传输时间; $t_0 = L/v$ 为光束从发射器到接收器以直线行进所用的弹道时间, 即链路距离 L 与海水中光速 v 的比值。(15) 式中参数集 $\{C_1, C_2, C_3, C_4\}$ 可采用非线性最小二乘准则从蒙特卡罗模拟结果中计算得到, 表达式为

$$\{C_1, C_2, C_3, C_4\} = \operatorname{argmin} \left\{ \int [h(t) - h_{mc}(t)]^2 dt \right\}, \quad (16)$$

式中: $h(t)$ 为(15)式中的 DGF 模型; $h_{mc}(t)$ 为蒙特卡罗模拟的脉冲响应结果。通过 MATLAB 等数学计算软件中的曲线拟合方法可对(16)式进行求解。

2.2.2 加权双 Gamma 函数

Dong 等^[2]在 DGF 的基础上添加两个参数, 进而提出了 WDGF, 并对基于 HG 相位函数^[16,21]的蒙特卡罗模拟的脉冲响应进行了建模。具体闭合表达式为

$$h_w(t) = C_1 (\Delta t)^\alpha \exp(-C_2 \Delta t) + C_3 (\Delta t)^\beta \times \exp(-C_4 \Delta t), \quad t > t_0, \quad (17)$$

式中: α 和 β 为两个新添加并需要确定的参数; 参数集 $\{C_1, C_2, C_3, C_4, \alpha, \beta\}$ 可采用(16)式的方式获得。虽然 WDGF 适用于更广的衰减长度范围, 但从之前水下光学无线信道脉冲响应建模研究可知, 脉冲波形的尾部是凸起的^[5,18], 意味着尾部的衰减比指数函数更慢, 而 WDGF 是严格的凹函数, 将不断低估脉冲波形尾部的接收功率强度。

2.2.3 多 Gamma 函数

激光脉冲在海水信道中的传输过程是复杂多变的, 散射效应的强弱随着海水类型和链路距离的变化而不同, 从而导致光子行进的路径长短不一。按照路径上的差异可对信道进行分类建模。在上述问题的推动下, 提出了一种新的多 Gamma 函数 (MGF) 模型, 并对基于 FFT 相位函数^[22]的蒙特卡罗模拟的脉冲响应进行建模, 将水下激光传输链路分为散射作用强弱不同的 4 条路径来表示海水信道。其具体闭合表达式为

$$h_M(t) = \chi \Delta t \left\{ \exp \left[-\left(\frac{\Delta t}{G_1} \right) \right] + \exp \left[-\left(\frac{\Delta t}{G_2} \right) \right] + \exp \left[-\left(\frac{\Delta t}{G_3} \right) \right] + \exp \left[-\left(\frac{\Delta t}{G_4} \right) \right] \right\}, \quad (18)$$

式中: 参数集 $\{G_1, G_2, G_3, G_4, \chi\}$ 可通过非线性最小二乘准则从(16)式蒙特卡罗模拟结果中计算得出。

将 MGF 与 WDGF 进行比较, 得出以下重要结论:

1) 物理传输过程。吸收和散射是 UWOC 信道中发生的两个独立效应, 若将海水信道建模看作这两种效应简单的加权叠加^[2,14,18], 则忽略了散射作用强弱不同所导致传输特性的差异。研究发现^[5], 激光脉冲在水下传输过程中由于散射作用强弱的不同, 通过路径的长度不同。对不同路径的统计分析表明, 采用 4 条不同长度的路径可以很好地描述海水信道模型, 其中前 3 条以散射级数低、光程较短的准弹道光路为主, 最后 1 条则为散射级数高且多重散射光占主体的路径, 所以该模型更符合水下激光脉冲传输的物理过程。

2) 估算效率。当采用非线性最小二乘准则对参数集进行解算时, 随着未知参数的增加, 估算效率急剧下降, 同时解算难度加大, 所以与具有 6 个参数的 WDGF 模型相比, 可以更迅速精确地计算出 MGF 模型的 5 个参数。

3) 凸性。对 MGF 取二阶倒数得到 $D_2 = \operatorname{diff}[h_M(t), \Delta t, 2]$, 其中 $\operatorname{diff}[\cdot]$ 为二阶求导运算符。当 Δt 足够大, 即处于脉冲波形尾部时 $D_2 < 0$, MGF 表现为凸性, 与蒙特卡罗模拟结果更相符。

4) 建模准确性。利用仿真结果的固有属性证明 MGF 比 WDGF 具有更高的建模准确性, 引入了均方根误差 (RMSE) 标准, 将 MGF 与 WDGF 以及蒙特卡罗仿真结果进行对比分析。

$$E_{\operatorname{RMSE}} =$$

$$\sqrt{\frac{\sum_1^N [h_X(t_0 + n\Delta t_0) - h_{mc}(t_0 + n\Delta t_0)]^2}{N}} \times 100\%, \quad (19)$$

式中: E_{RMSE} 为均方根误差; Δt_0 为时标单位间隔; N 为单位间隔数量; $h_X(\cdot)$ 为 MGF 和 WDGF 建模函数; $h_{mc}(\cdot)$ 为通过蒙特卡罗模拟获得的脉冲响应结果。

3 仿真结果与分析

在模拟水下无线激光传输脉冲响应的基础上, 针对沿海和海港海域中的脉冲响应进行建模。典型海域类型参数测量值见表 2^[16,23], 表中 μ_a 、 μ_b 和 μ_c 分别为海水吸收、散射和衰减系数, 并根据市售仪器的实际指标选取收发器参数。其他参数选取如下: 海水折射率 $n_r = 1.33$ 、波长 $\lambda = 532 \text{ nm}$ 、光束宽度 $\omega_w = 2 \text{ mm}$ 、初始光束发散角 $\phi_d = 1.5 \text{ mrad}$ 、初始脉宽 $\xi = 10 \text{ ps}$ 。

表 2 不同水域类型中的衰减参数、
散射反照率和不对称因子

Table 2 Attenuation parameters, scattering albedo, and asymmetry factor in different water types

Water type	μ_a / m^{-1}	μ_b / m^{-1}	μ_c / m^{-1}	ω_0	g
II Coastal	0.179	0.219	0.40	0.55	0.94
III Turbid Harbor	0.366	1.824	2.19	0.83	0.92

对于图 3(a),沿海海域接收孔径(d)取 12 inch (1 inch=2.54 cm),接收视场角(AFOV)为 90° ,采用两种 Gamma 函数(WDGF 和 MGF)对不同链路

距离($L=30,50$ m)下的脉冲响应进行建模,其中 MCS 为蒙特卡罗模拟仿真的脉冲响应,并对仿真数据进行了线性平滑处理;图 3(b)中沿海海域接收孔径为 12 inch,链路距离为 45 m,接收孔径取 8,12,16 inch;图 3(c)中浑浊海港接收孔径为 12 inch,AFOV 为 90° ,链路距离取 12,16 m;图 3(d)中海港海域接收孔径为 12 inch,链路距离为 10 m,AFOV 取 $30^\circ,60^\circ,90^\circ$ 。使用(17)式和(18)式对脉冲响应进行拟合,其中非线性最小二乘准则由(16)式描述。WDGF 和 MGF 的建模参数分别见表 3 和表 4。

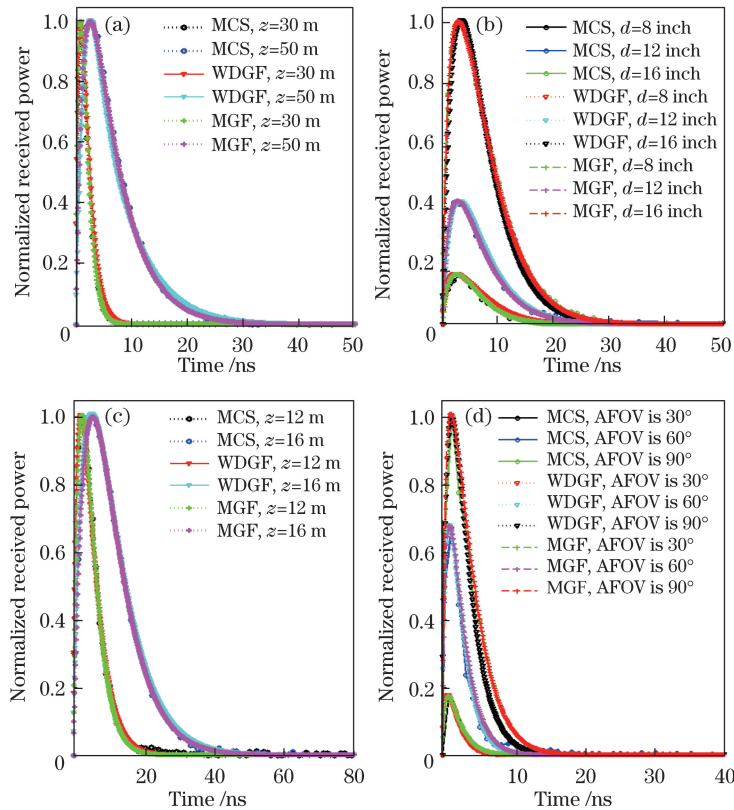


图 3 不同海域中的信道脉冲响应建模。(a) 海港中不同链路距离;(b) 沿海中不同接收孔径;
(c) 沿海中不同链路距离;(d) 海港中不同 AFOV

Fig. 3 Modeling of channel impulse response in different sea areas. (a) Different link distances in harbor;
(b) different receiving apertures in coast; (c) different link distances in coast; (d) different AFOVs in harbor

图 3 给出了 MGF 函数在不同海域中的信道脉冲响应建模。无论链路距离、AFOV 和接收孔径如何变化,MGF 都能很好地对蒙特卡罗模拟脉冲响应进行建模。由图 3 可知,随着链路距离的增加,脉冲响应更加分散,因为光子在较长的传播距离内发生了更多的散射;出于同样的原因,AFOV 和接收孔径对脉冲响应的分散影响也会随着链路距离的增大而增强;随着光子历经更多衰减作用,接收功率随着传播距离的增加而减小;结合 MGF 函数模型表达

式[(18)式]和图 3 中 MGF 曲线特性可以看出,采用 4 个 Gamma 函数可以比较精确地表示接收端光脉冲波形,可以理解为激光脉冲在传输过程中由于散射作用强弱的差异而通过了 4 条不同长度的路径。其中前 3 条以散射级数低、光程较短的准弹道光路径为主,最后 1 条为散射级数高且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,可近似地代表 UWOC 系统的信道脉冲响应建模效果。此外,对比

表 3 不同 UWOC 信道中 WDF 的参数

Table 3 Parameters of WDF in different UWOC channels

Water type	AFOV /($^{\circ}$)	d /inch	L /m	C_1	C_2	C_3	C_4	α	β
Harbor	90	12	12	1.1560	0.3466	9.840×10^{-10}	0.5751	0.7882	0.8901
Harbor	90	12	16	0.5510	0.1686	2.131×10^{-3}	0.8361	0.8986	0.7957
Coastal	90	12	30	0.1669	1.9360	2.569	0.9751	0.6361	0.8901
Coastal	90	12	50	0.5031	0.2139	0.5812	0.8361	0.7368	1.9430
Harbor	30	12	10	0.4160	0.8866	2.100×10^{-4}	0.3831	0.6812	0.9001
Harbor	60	12	10	1.3610	0.6986	3.131×10^{-3}	0.7361	0.6986	0.8957
Harbor	90	12	10	1.6760	0.5516	9.110×10^{-10}	0.6751	0.7382	0.9101
Coastal	90	8	45	0.2032	0.3872	3.610×10^{-3}	0.4156	0.7145	2.7960
Coastal	90	12	45	0.3672	0.2686	3.131×10^{-3}	0.8361	0.8126	2.8950
Coastal	90	16	45	0.8320	0.2816	1.260×10^{-3}	1.6751	0.9382	1.9900

表 4 不同 UWOC 信道中 MGF 的参数

Table 4 Parameters of MGF in different UWOC channels

Water type	AFOV /($^{\circ}$)	d /inch	L /m	C_1	C_2	C_3	C_4	χ
Harbor	90	12	12	1.0870	0.0227	0.02326	0.05623	2.51100
Harbor	90	12	16	0.4936	5.5870	0.05923	0.03623	0.04124
Coastal	90	12	30	1.5870	0.8027	0.00326	0.15620	0.91100
Coastal	90	12	50	0.3836	2.2090	0.05923	1.53600	3.91200
Harbor	30	12	10	0.1972	0.5828	0.03263	0.65160	1.35800
Harbor	60	12	10	0.6036	0.6095	1.56000	1.03700	0.25160
Harbor	90	12	10	0.9936	0.8152	0.42890	0.05676	2.03900
Coastal	90	8	45	0.0759	0.7832	0.02682	2.82900	2.86500
Coastal	90	12	45	0.1352	0.7011	1.67200	3.91600	2.91500
Coastal	90	16	45	0.6279	1.1660	0.21260	0.07363	3.81600

MGF 和 WDF 模型的曲线拟合效果和蒙特卡罗模拟脉冲响应结果可以发现,在图 3(b)、(d)中,随着接收孔径和 AFOV 的增大,WDF 模型对脉冲响应尾部的拟合逐渐降低,最终体现为对接收功率的低估。而 MGF 的拟合效果则无明显变化,该结果与 2.2 节中的分析一致。对于图 3(a)、(c),从整体上看,在相同接收孔径和 AFOV 条件下,即使在两种类型海域中传输不同的距离,两种函数模型的建模效果都比较理想,但在脉冲响应的尾部,MGF 模型比 WDF 模型表现更好。尽管这种现象并不总是足以在图中显示,但可以将 MGF 建模结果与 WDF 结果进行数值量化比较。采用 RMSE 标准比较两者整体建模表现,RMSE 的描述形式由(19)式给出,对比后所得结果如表 5 所示。

根据 RMSE 标准,表 5 给出了不同 UWOC 信道中 MGF 和 WDF 建模性能的比较结果。从整体来

看,各种 UWOC 信道中 MGF 的 RMSE 百分比值均低于 WDF,说明 MGF 模型的性能优于 WDF 模型。其次,从不同接收孔径和 AFOV 的 RMSE 百分比值可以看出,接收孔径和 AFOV 越大,RMSE 百分比值越大,说明建模效果越差。这是由于较大的接收孔径和 AFOV 能接收到更多历经多次散射作用的光子,导致脉冲响应更分散,信道性能更差,影响建模效果。进一步可以发现,出于同样的原因,两种模型对脉冲响应建模的性能也会随着链路距离的增大而变差。

MGF 模型对不同 UWOC 信道的建模均有不错的效果,而 2.2 节中提到的几种 Gamma 函数模型均未对不同初始脉宽激光在 UWOC 信道中传输的脉冲响应进行建模。基于上述问题,图 4 给出了不同初始脉宽($\xi=10$ ps 和 $\xi=5$ ns)激光在沿海和海港海域中传输的信道脉冲响应建模结果,信道参数

表 5 不同 UWOC 信道中 MGF 和 WDFG 的 RMSE 值比较

Table 5 Comparison of RMSE values of MGF and WDFG in different UWOC channels

Water type	AFOV / (°)	d / inch	L / m	RMSE of WDFG / %	RMSE of MGF / %
Harbor	90	12	12	0.64	0.25
Harbor	90	12	16	1.22	0.60
Coastal	90	12	30	0.98	0.11
Coastal	90	12	50	1.99	1.07
Harbor	30	12	10	0.42	0.16
Harbor	60	12	10	1.19	0.33
Harbor	90	12	10	1.98	0.59
Coastal	90	8	45	1.17	1.01
Coastal	90	12	45	1.69	1.50
Coastal	90	16	45	2.19	1.77

见表 6。可以看出, MGF 模型对不同初始脉宽激光仍有比较优异的拟合度。同时可以发现, 传输距离相同, 脉宽较大的激光脉冲响应更分散, 偏离也更加严重, 在脉冲响应尾部形成的拖尾现象则更加明显, 这是大脉宽激光中发生多重散射的光子数更多导致的。拟合曲线显示, 即便脉冲响应波形尾部失真严重, MGF 模型仍具有较好的建模效果。为了更直观地体现建模性能, 引入 RMSE 标准, 表 6 给出了不

同初始脉宽在 UWOC 信道中 MGF 建模参数及 RMSE 百分比值。

从表 6 可以看出, 不同初始脉宽激光在 UWOC 信道中建模的 RMSE 百分比值均小于 1%, 说明 MGF 函数建模准确性较高。同时发现, 窄脉冲($\xi=10$ ps)的 RMSE 百分比值在两类海域不同信道参数下均小于较宽脉冲($\xi=5$ ns)的值, 说明相同条件下窄脉冲的建模效果略优于宽脉冲。

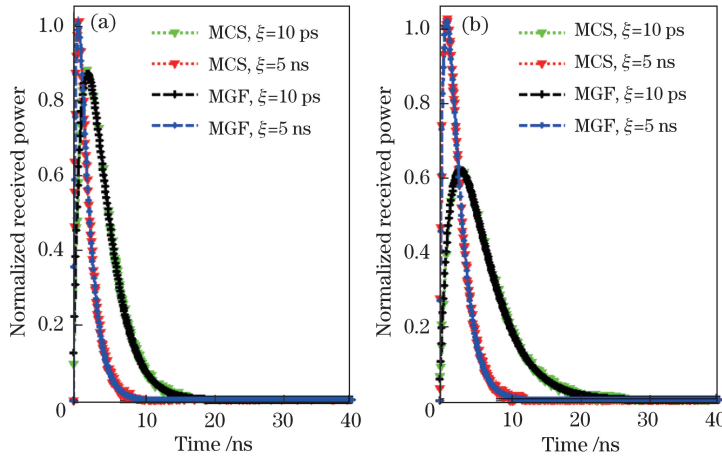


图 4 不同海域中不同初始脉宽下的信道脉冲响应建模。(a) 沿海海域; (b) 海港海域

Fig. 4 Modeling of channel impulse response at different initial pulse widths in different sea areas.

(a) Coastal water; (b) harbor water

表 6 不同初始脉宽在 UWOC 信道中 MGF 参数及 RMSE 值

Table 6 MGF parameters and RMSE values in UWOC channels with different initial pulse widths

Water type	AFOV / (°)	d / inch	L / m	ξ / ps	C_1	C_2	C_3	C_4	χ	RMSE / %
Harbor	90	12	10	10	0.1836	3.2110	0.05923	2.963	2.9120	0.3900
Harbor	90	12	10	5000	0.9136	0.6096	0.06312	1.136	1.4130	1.2000
Coastal	90	12	36	10	0.3816	2.0630	1.98000	2.162	0.1226	0.3800
Coastal	90	12	36	5000	1.3030	0.5916	0.05321	1.157	0.5026	1.1300

4 结 论

基于蒙特卡罗方法模拟水下激光脉冲传输过程,研究了 UWOC 链路在浑浊水域中的脉冲响应。对比分析了 UWOC 信道脉冲响应建模中常用的几种方法,指出了其在建模过程中存在的问题,提出了 MGF 模型;对基于 FFT 相位函数的蒙特卡罗模拟结果进行了脉冲响应建模,该模型在沿海和海港海域不同收发器参数下均体现了优异的建模效果。特别在相同条件下,该研究对初始窄脉冲的建模效果略优于宽脉冲;对比分析 MGF 和 WDF 模型的建模结果可知,MGF 模型在整体性能上优于常用的 WDF 模型,尤其在对脉冲响应失真较严重的尾部拟合方面拥有更优异的效果。

参 考 文 献

- [1] Jia N, Huang J C. An overview of underwater acoustic communications[J]. *Physics*, 2014, 43(10): 650-657.
贾宁, 黄建纯. 水声通信技术综述[J]. *物理*, 2014, 43(10): 650-657.
- [2] Dong Y H, Zhang H H, Zhang X D. On impulse response modeling for underwater wireless optical MIMO links[C]//2014 IEEE/CIC International Conference on Communications in China (ICCC), October 13-15, 2014, Shanghai, China. New York: IEEE, 2014: 151-155.
- [3] Vo Quang S, 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 S, 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] 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.
- [5] Li T S, Yang R K, Huang Y H, *et al.* Simulation and analysis of time delay characteristics of underwater laser pulse[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56(11): 110102.
李天松, 阳荣凯, 黄艳艳, 等. 水下激光脉冲时延特性的仿真分析[J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(11): 110102.
- [6] Smart J H. Underwater optical communications systems part 1: variability of water optical parameters[C]//MILCOM 2005-2005 IEEE Military Communications Conference, October 17-20, 2005, Atlantic City, NJ, USA. New York: IEEE, 2005: 9025951.
- [7] Giles J W, Bankman I N. Underwater optical communications systems part 2: basic design considerations[C]//MILCOM 2005-2005 IEEE Military Communications Conference, October 17-20, 2005, Atlantic City, NJ, USA. New York: IEEE, 2005: 9017679.
- [8] Liu T, Zhang H M, Song J. Distribution of arriving angle of signal in underwater scattering channel[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(3): 0306003.
刘涛, 张洪明, 宋健. 水下散射信道信号到达角度分布研究[J]. *中国激光*, 2018, 45(3): 0306003.
- [9] 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.
- [10] 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.
- [11] Dagleish F R, Caimi F M, Vuorenkoski A K, *et al.* Efficient laser pulse dispersion codes for turbid undersea imaging and communications applications[J]. *Proceedings of SPIE*, 2010, 7678: 76780I.
- [12] Jaruwatanadilok S. Underwater wireless optical communication channel modeling and performance evaluation using vector radiative transfer theory[J]. *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, 2008, 26(9): 1620-1627.
- [13] Wei W, Zhang X H, Rao J H, *et al.* Time domain dispersion of underwater optical wireless communication[J]. *Chinese Optics Letters*, 2011, 9(3): 030101.
- [14] Mooradian G C, Geller M. Temporal and angular spreading of blue-green pulses in clouds[J]. *Applied Optics*, 1982, 21(9): 1572-1577.
- [15] Aharonovich M, Arnon S. Performance improvement of optical wireless communication through fog with a decision feedback equalizer[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2005, 22(8): 1646-1654.
- [16] Mobley C D. Light and water: radiative transfer in

- natural waters[M]. San Diego: Academic Press, 1994.
- [17] Petzold T J. Volume scattering functions for selected ocean waters[R]. San Diego, CA: Scripps Institution of Oceanography La Jolla Ca Visibility Lab, 1972: 72-78.
- [18] Li Y M, Leeson M S, Li X F. Impulse response modeling for underwater optical wireless channels[J]. Applied Optics, 2018, 57(17): 4815-4823.
- [19] 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.
- [20] Mobley C D, Gentili B, Gordon H R, *et al.* Comparison of numerical models for computing underwater light fields[J]. Applied Optics, 1993, 32(36): 7484-7504.
- [21] Henyey L C, Greenstein J L. Diffuse radiation in the galaxy[J]. The Astrophysical Journal, 1941, 93: 70-83.
- [22] Fournier G R, Forand J L. Analytic phase function for ocean water[J]. Proceedings of SPIE, 1994, 2258: 194-201.
- [23] 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.