

激光与光电子学进展

基于米氏散射模型的高斯激光束在海水中
传输特性的数值仿真桂甸^{1,2}, 孟浩然^{1*}, 杨昊^{1,2}, 刘欣悦¹, 闫锋¹¹中国科学院长春光学精密机械与物理研究所光学系统先进制造重点实验室, 吉林 长春 130033;²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 为进一步研究高斯激光束在水下通信与信息探测中的应用和在不同海水环境中传输过程的特性,以海水中最常见的陆源悬浮泥沙粒子为例,将米氏(Mie)散射理论与蒙特卡罗(Monte Carlo)方法相结合建立含有悬浮物海水中波长为 520 nm 的高斯激光传输模型,研究了特定直径和密度的粒子群对激光传输的影响。分析了不同探测距离下高斯激光传输模型的归一化接收功率随激光初始发散角的变化。研究表明:1)通过改变米氏散射模型中的悬浮泥沙粒子的直径和密度,从而改变仿真中设置的消光系数、散射系数和不对称因子,探测靶面的接收功率随散射体直径、密度和传输距离增加呈指数级减小;2)在一定范围内,初始发散角的变化不会影响接收面的接收功率,并且这种范围随着散射系数以及传输距离的增大而减小。所提的研究方法为进一步实际分析含复杂颗粒群(悬浮气泡、浮游藻类、悬浮泥沙)海水中高斯激光传输特性变化奠定理论基础,可为相关的工程估算提供参考。

关键词 米氏散射; 蒙特卡罗法; 高斯激光水下传输; 不对称因子

中图分类号 O436.2

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP231107

Numerical Simulation of Gaussian Laser Beam Propagation Characteristics
in Seawater Based on Mie Scattering ModelGui Dian^{1,2}, Meng Haoran^{1*}, Yang Hao^{1,2}, Liu Xinyue¹, Yan Feng¹¹Key Laboratory of Advanced Manufacturing of Optical Systems, Changchun Institute of Optics, Precision Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, Jilin, China;²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract To further study the application of Gaussian laser beams in underwater communication and information detection and the characteristics of the transmission process in different seawater environments, in this study, the most-common terrestrial suspended sediment particles in seawater were taken as an example. First, Mie scattering theory was combined with the Monte Carlo method to establish a 520-nm Gaussian laser transmission model in seawater containing suspended solids, and the effects of particle groups with specific diameters and densities on laser transmission were studied. Second, the variation in the normalized received power with the initial divergence angle of the laser at different detection distances was analyzed. The research results indicate the following. 1) When the diameter and density of suspended sediment particles in the Mie scattering model are changed, thereby changing the extinction coefficient, scattering coefficient, and asymmetry factor set in the simulation, the received power of the detection target decreases exponentially with increases in scatterer diameter, density, and transmission distance. 2) Within a certain range, the change in the initial divergence angle does not affect the power of the receiving surface, and this range decreases with increases in the scattering coefficient and transmission distance. The research method used lays a theoretical foundation for further analyzing the changes in Gaussian laser transmission characteristics in seawater containing complex particle groups (suspended bubbles, planktonic algae, and suspended sediment) and provides reference for related engineering estimates.

Key words Mie scattering; Monte Carlo method; Gaussian laser underwater transmission; asymmetric factor

收稿日期: 2023-04-18; 修回日期: 2023-05-31; 录用日期: 2023-06-20; 网络首发日期: 2023-07-12

基金项目: 深海微生物三维特征原位显微成像与定量测量系统(D02020006305)

通信作者: *menghaoran@ciomp.ac.cn

1 引言

21 世纪是海洋的世纪,海洋研究对人类进一步认识和探索地球具有重要意义。随着水下机器人、水下传感器网络等技术的快速发展,海洋探测的科学价值、经济效益以及军事战略地位日益受到重视。水下激光探测系统如光探测和测距(LiDAR)是目前普遍用于海洋学研究的前沿遥感技术,该技术被广泛应用于水下侦察及情报搜集^[1]、近海海洋勘察^[2]和地雷探测与对抗^[3]等领域。

然而海水的组成成分和密度随时间与空间的变化不断变化,使得传输信道具有复杂的随机性,因此水下激光的传输特性成为当前研究的重点。Arnush^[4]基于小角散射理论研究了初始窄准直波束在海洋中传播产生的发射率。Lutomirski 等^[5]采用格林函数求解辐射透射方程,得到了深度与辐射空间分布的关系。Schippnick^[6]提出了光束在海水中传播的唯象理论,将光场分为准直部分和非准直部分。Ma 等^[7]利用朗伯比尔定律和米氏(Mie)理论模型对散射角范围内的单个物质进行积分,得到油田注水中所含大量悬浮物与散射光强度之间的关系。这些方法在数值上是精确的,但是其计算过程需要消耗大量时间。因此,在实际工程中难以得到广泛应用。为了提高计算效率,Jasman 等^[8]采用蒙特卡罗(Monte Carlo)方法研究了水下扩散链路的散射特性,并提供了准直链路的仿真结果用于比较。Liu 等^[9]建立了模拟 LiDAR 信号的蒙特卡罗模型,以基于海水的固有光学特性评估船载海洋 LiDAR 系统的性能,并验证了系统的可靠性。Qadar 等^[10]考虑用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的影响才会更明显;Yuan 等^[11]通过引入不同的采样方法,对蒙特卡罗积分模型的收敛性进行了分析和改进,基于部分重要采样的蒙特卡罗积分模型在高阶散射场景中具有更高的计算效率。黄爱萍等^[12]采用波长为 532 nm 的激光通过蒙特卡罗算法分析了清澈海水和海港海水中接收光强与海水类型、激光器发散角和接收孔径等参数的关系,建立了相对准确的水下无线光通信信道模型。张建磊等^[13]通过提出利用“开放式多重处理”(Open MP)和统一计算设备架构(CUDA)的水下无线光信道并行仿真方法,在一定程度上解决了以往模型效率低下、计算量大等问题。韩笑天等^[14]在量化水质参数后,利用蒙特卡罗算法仿真研究了激光在浑浊港湾海水下的传输特性。任彦儒等^[15]采用蒙特卡罗法建立了复杂水质条件下的高斯光束通信系统的仿真模型,侧重分析了接收端参数对接收功率的影响。

上述文章多为在设定特定衰减系数、不对称因子等参数条件下进行仿真,但考虑到实际海水衰减包括

悬浮颗粒物的米氏散射、水和盐分子的瑞利散射以及溶解的有机物、浮游植物、碎屑物质和水体本身的吸收,其中每个部分都是独立的,一般来说悬浮颗粒物的米氏散射引起的衰减所占比例最大。因此,基于米氏散射模型研究海水中悬浮物对激光传输的影响显得尤为重要。高斯光束在大气和水介质中的传输特性已被广泛研究和验证,其传输性能和参数对光束的衍射、散射和吸收等效效应都具有良好的描述效果,这使得高斯光束模型成为研究海水中激光传输特性的常见选择。本文基于米氏散射理论对高斯激光束在含不同粒径和密度球形陆源悬浮泥沙海水中的传输建立了蒙特卡罗模型,同时仿真分析激光器的初始发散角对接收功率的影响。虽然仅对海水中常见的陆源悬浮泥沙粒子进行分析,但该研究的理论可推广至海水中其他大尺寸粒子如悬浮气泡、浮游藻类植物等,可为后续研究含复杂粒子群的实际海水中的激光传输问题提供参考价值。

2 海水光学参数仿真

海水的光学特性一般用相关的光学参数进行表征,海水的光学参数是研究激光在海水中传输所必需的参数,是海洋科学发展、资源开发及应用的理论基础。

海水中不同物质对激光传输的各项影响如表 1 所示,海洋信道环境下的光学散射大致分为由水分子、小分子颗粒产生的瑞利散射和海水中粒子尺寸较大的如陆源悬浮泥沙、悬浮气泡以及浮游藻类植物等产生的米氏散射。海水中的瑞利散射相比米氏散射,其在总散射系数中所占的比例较小,且由瑞利散射产生的散射角不具有明显的方向性,对各个光场的影响比较平均,因此可以当作吸收衰减处理。瑞利散射受海水温度、压强、粒子尺寸以及密度等因素影响不大。为简化海水散射模型,基于米氏散射理论对含有不同粒径和密度的球形陆源悬浮泥沙海水的光学参数进行仿真。

在米氏散射中,消光效率因子 Q_e 和散射效率因子 Q_s 分别为入射在粒子几何截面上能量的消光和散射的比率^[17],其表达式为

$$\begin{cases} Q_e(x, m) = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{n_{\max}} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \\ Q_s(x, m) = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{n_{\max}} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \end{cases}, \quad (1)$$

式中: a_n 和 b_n 是包含 Bessel 函数和 Hankel 函数的米氏散射的有效系数,表示为

$$\begin{cases} a_n(x, m) = \frac{\psi_n(x)\psi'_n(mx) - m\psi'_n(x)\psi_n(mx)}{\xi_n(x)\psi'_n(mx) - m\xi'_n(x)\psi_n(mx)} \\ b_n(x, m) = \frac{m\psi_n(x)\psi'_n(mx) - \psi_n(mx)\psi'_n(x)}{m\xi_n(x)\psi'_n(mx) - \xi'_n(x)\psi_n(mx)} \end{cases}, \quad (2)$$

表 1 海水不同物质对激光传输影响总结^[16]

Table 1 Summary of effects of different substances in seawater on laser transmission^[16]

Component	Absorption coefficient	Scattering coefficient	Volume scattering coefficient
Pure seawater	Closely related to wavelength, with the smallest blue-green zone	Rayleigh scattering, inversely proportional to the 4th power of wavelength	Isotropic
Suspended sediment particles	As the wavelength changes, the scattering coefficient is greater than absorption coefficient		Produce strong forward scatter
Planktonic algae	Compared to suspended sediment particles, planktonic algae have stronger absorption and weaker scattering effects on light		Produces strong forward scatter
Yellow substance	Short wavelength absorption increases, and strength of absorption is related to matter	Negligible	Negligible
Suspended bubble	Generate strong scattering with minimal absorption effect		Mainly forward scatter

$$n_{\max} = \begin{cases} x + 4x^{1/3} + 1 & , 0.02 \leq x \leq 8 \\ x + 4.05x^{1/3} + 1 & , 8 < x < 4200 \\ x + 4x^{1/3} + 2 & , 4200 \leq x \leq 20000 \end{cases} \quad (3)$$

式中： $m = m_1 - im_2$ 为介质的复折射率； m_1 为介质对光的散射； m_2 为介质对光的吸收；尺寸参数 $x = 2\pi r/\lambda$ 为粒子周长与入射波长之比； r 为粒子的平均半径； n_{\max} 为仿真的最大迭代次数。 $\xi_n(x)$ 和 $\phi_n(x)$ 分别为由第一类 $J_{n+1/2}$ 的球面 Bessel 函数和第二类 $H_{n+1/2}^{(2)}$ 的半整数阶 Hankel 函数所描述的 Riccati-Bessel 函数构成， $\xi'_n(x)$ 和 $\phi'_n(x)$ 分别为各自变量的微熵，其表达式为

$$\begin{cases} \phi_n(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} J_{n+1/2}(x) \\ \xi_n(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} H_{n+1/2}^{(2)}(x) \end{cases} \quad (4)$$

据相关研究发现，海水中悬浮泥沙粒子一般呈现球形，其折射率虚部为 10^{-4} 量级^[16]。现以波长为 520 nm 的激光为例，根据文献^[18]提供的对应球形陆源悬浮泥沙粒子的复折射率 $m = 1.52 - 10^{-4}i$ ，利用 MATLAB 对消光效率因子 Q_e 及散射效率因子 Q_s 进行仿真计算。

图 1 的曲线表明，球形陆源悬浮泥沙粒子的散射效率因子与消光效率因子十分接近，这是由于其复折射率虚部占比很小，即介质对激光吸收影响微弱。当粒子尺寸与入射光波长均符合米氏散射的范围时，消光效率因子 Q_e 和散射效率因子 Q_s 的数值将趋于稳定。当粒子尺寸过小时，米氏散射很小并随尺寸增大而增大，当粒子尺寸过大时，将产生镜面反射、漫反射等多种几何散射类型且后向散射急剧增加^[19]。

假设悬浮泥沙粒子在海水中均匀分布，同时给定单位体积海水内的粒子数量 N 和粒子平均半径 r ，则消光系数 k_{ext} 和散射系数 k_{sca} 分别表示为

$$\begin{cases} k_{\text{ext}} = NQ_e\pi r^2 \\ k_{\text{sca}} = NQ_s\pi r^2 \end{cases} \quad (5)$$

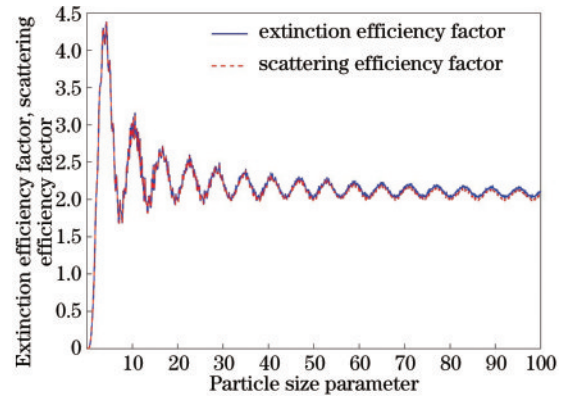


图 1 消光效率因子及散射效率因子随粒子尺寸参数变化曲线
Fig.1 Curves of extinction efficiency factor and scattering efficiency factor with particle size parameters

本文采用米氏散射中最常用的 Henyey-Greenstein(HG)散射相函数建立散射角与随机数之间的关系，在保证仿真计算精度的同时降低运算量。其表达式为

$$HG(\theta, g) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\cos\theta)^{3/2}} \quad (6)$$

式中： θ 为散射角； $g = \langle \cos\theta \rangle$ 为不对称因子，即散射角余弦的平均值。 g 的表达式可通过散射效率因子 Q_s 与米氏散射有效系数 a_n, b_n 进行表征。

$$g = \frac{4}{Q_s x^2} \left[\sum_{n=1}^{n_{\max}} \frac{n(n+2)}{n+1} \text{Re}(a_n a_{n+1}^* + b_n b_{n+1}^*) + \sum_{n=1}^{n_{\max}} \frac{2n+1}{n(n+1)} \text{Re}(a_n b_n^*) \right] \quad (7)$$

式中： a_n^* 和 b_n^* 分别是 a_n 和 b_n 的共轭。不对称因子 g 是用来表征 $HG(\theta, g)$ 中前向散射与后向散射之间即散射各向不同性的量纲^[20]。当 $g = -1$ 时全部为后向散射， $g = 0$ 时各向散射同性， $g = 1$ 时全部为前向散射。现通过 MATLAB 软件对 g 随 x 的变化进行计算，得到变化曲线如图 2 所示。

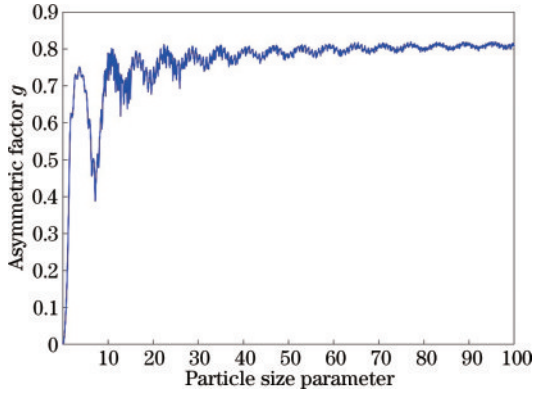


图 2 不对称因子 g 随粒子尺寸参数 x 的变化曲线

Fig. 2 Asymmetric factor g as a function of particle size parameter x

如图 2 所示, 不对称因子 g 和粒子尺寸参数 x 是一个复杂的非线性关系, 随着 x 的增加 g 呈现出振荡递增的趋势。当 $x < 5$ 时, g 急剧增加; 当 $5 < x < 15$ 时,

g 振荡剧烈; 当 $x > 15$ 时, g 随着 x 的增大逐渐稳定并趋近 0.8。由文献[21]可知, 在米氏散射范围内, g 受复折射率等光学常数变化的影响较小, 因此粒子尺寸是影响 g 的主要因素。当粒子尺寸过大时, 一般认为当 $x > 50$ 时即粒子直径远大于入射光波长, 传统的 HG 散射相函数不再适用, 将产生大量的后向散射, 此时不对称因子 g 的取值变化将变得不规则。

3 蒙特卡罗仿真流程

随着计算机计算能力的大幅提升, 蒙特卡罗法已经被广泛应用于模拟海水中光子的多次散射问题, 在仿真过程中通过跟踪大量随机光子的散射路径, 统计水下激光从发射端到接收端的光子状态^[22]。仿真过程主要包括四个部分, 光子初始化、光子在海水中随机传输(包括吸收和散射)、光子坐标与权重修正以及光子信息的解析接收。具体算法流程如图 3 所示。

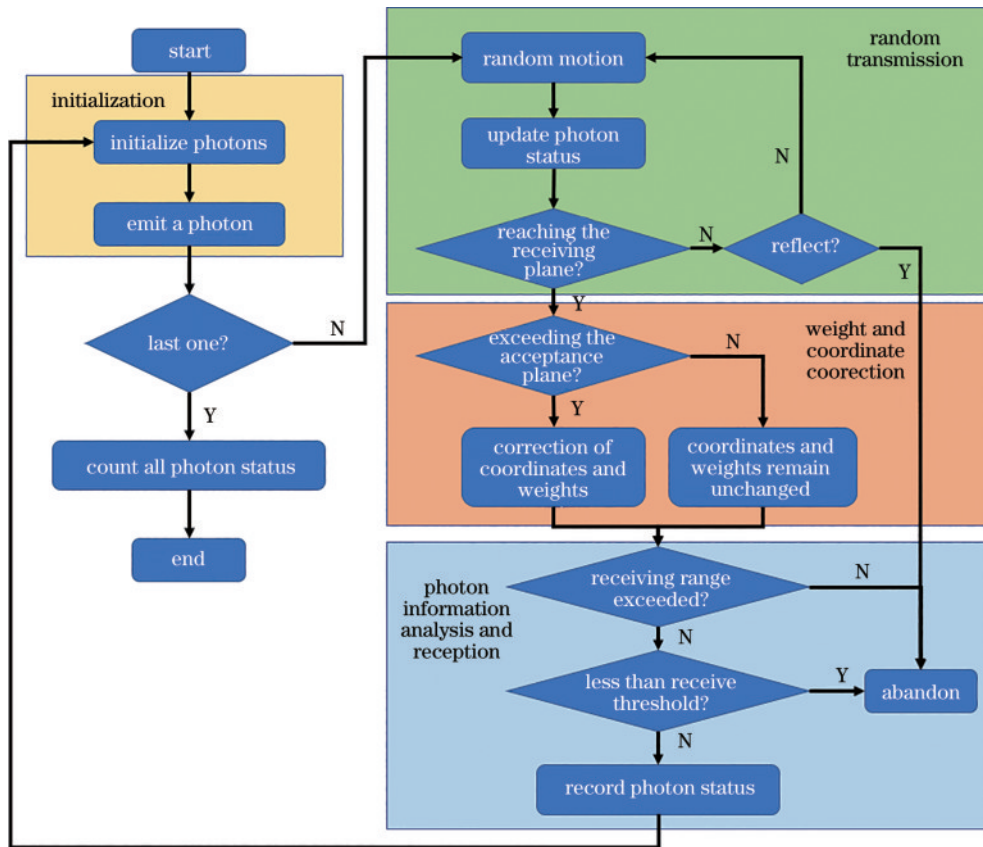


图 3 蒙特卡罗仿真流程图

Fig. 3 Monte Carlo simulation flowchart

3.1 光子初始化

如图 4 所示, 发射端产生初始光子权重 $w_1 = 1$ 、发散半角为 θ 、束腰半径为 ω_0 的高斯光束从笛卡儿坐标系的 XOY 面出射。

$$\text{根据高斯光束的光强分布 } I = \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right)$$

(功率 P 设置为 1), 为确定每一个光子的初始位置

(r_0, α_0) , 采用“接收-拒绝采样法”对 r_0 进行抽样:

1) 生成一个均匀分布在 $[0, 1]$ 上的随机数 q_1 , 使得 $r_0 = \omega_0 \times q_1$;

2) 生成一个均匀分布在 $[0, 1]$ 上的随机数 q_2 , 当 $0 \leq r \leq \omega$ 时, 如果满足 $r_0 I / \max(r_0 I) \geq q_2$, 则接收 1) 中的 r_0 。

同时 α_0 很容易由 $[0, 2\pi]$ 上的均匀分布生成, 则光

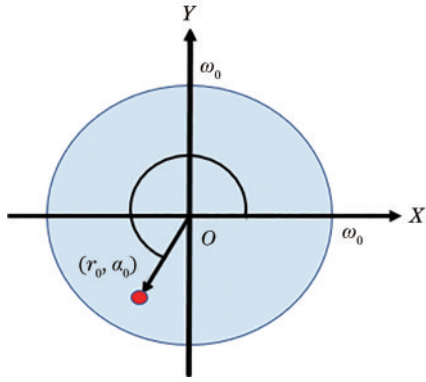


图 4 光子初始位置示意图

Fig. 4 Schematic diagram of the initial position of photons

子的初始位置坐标可表示为

$$\begin{cases} x_1 = r_0 \cos \alpha_0 \\ y_1 = r_0 \sin \alpha_0 \\ z_1 = 0 \end{cases} \quad (8)$$

如图 5 所示,光子从 $z=0$ 的平面沿 Z 轴方向传播,发散仰角 θ_0 在 $[-\theta, \theta]$ 上均匀分布,传播方位角 φ_0 在 $[0, 2\pi]$ 上均匀分布。因此,光子初始发射方向余弦 $(\mu_{x1}, \mu_{y1}, \mu_{z1})$ 可表示为

$$\begin{cases} \mu_{x1} = \sin \theta_0 \cos \varphi_0 \\ \mu_{y1} = \sin \theta_0 \sin \varphi_0 \\ \mu_{z1} = \cos \theta_0 \end{cases} \quad (9)$$

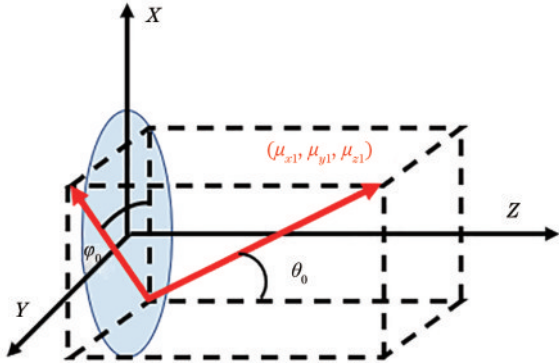


图 5 光子初始方向示意图

Fig. 5 Schematic diagram of initial photon direction

3.2 光子水下传输

光子离开发射端后在海水中运动的自由步长 s 可由朗伯比尔定律^[23]抽样确定,

$$s = \frac{-1}{c} \ln(q_3), \quad (10)$$

式中: c 是水体的衰减系数; q_3 在 $[0, 1]$ 范围内均匀分布。此时更新光子权重及坐标得到

$$w_2 = w_1 \cdot w_{th}, \quad (11)$$

$$\begin{cases} x_2 = x_1 + \mu_{x1} \cdot s \\ y_2 = y_1 + \mu_{y1} \cdot s \\ z_2 = z_1 + \mu_{z1} \cdot s \end{cases} \quad (12)$$

式中: $w_{th} = b/c$ 为散射系数 b 与衰减系数 c 的比值,即散射反照率^[24]。假定光子探测器位于 $z=S$ 平面,若 $z_2 < S$ 则光子继续进行随机运动。同时光子在随机运动 s 距离后发生碰撞^[25],碰撞后光子新的方向余弦更新为

$$\begin{bmatrix} \mu_{x2} \\ \mu_{y2} \\ \mu_{z2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\mu_{x1}\mu_{z1}}{\sqrt{1-\mu_{z1}^2}} & \frac{-\mu_{y1}}{\sqrt{1-\mu_{z1}^2}} & \mu_{x1} \\ \frac{\mu_{y1}\mu_{z1}}{\sqrt{1-\mu_{z1}^2}} & \frac{-\mu_{x1}}{\sqrt{1-\mu_{z1}^2}} & \mu_{y1} \\ -\sqrt{1-\mu_{z1}^2} & 0 & \mu_{z1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin \theta_s \cos \phi \\ \sin \theta_s \sin \phi \\ \cos \theta_s \end{bmatrix}, \quad |\mu_{z1}| \leq 0.999, \quad (13)$$

$$\begin{bmatrix} \mu_{x2} \\ \mu_{y2} \\ \mu_{z2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \theta_s \cos \phi \\ \sin \theta_s \sin \phi \\ \text{sign}(\mu_{z1}) \cos \theta_s \end{bmatrix}, \quad |\mu_{z1}| > 0.999, \quad (14)$$

式中: ϕ 和 θ_s 分别是方位角和散射角。 ϕ 在 $[0, 2\pi]$ 中均匀分布, θ_s 由式(6)的 HG 散射相函数确定,其表达式为

$$\theta_s = \arccos \left\{ \frac{1}{2g} \left[1 + g^2 - \left(\frac{1-g^2}{1-g+2gq_4} \right)^2 \right] \right\}, \quad (15)$$

式中: q_4 是 $[0, 1]$ 内的随机数。循环式(11)~(15)直至光子抵达或超过探测器接收平面。

3.3 光子坐标与权重修正

光子在海水中经过多次吸收散射后,需要判断光子 Z 轴坐标 z_i 与光子发射端面到探测器接收面之间距离 S 的关系。如果 $z_i = S$ 则无需修正光子状态,如果 $z_i > S$ 则需要修正光子坐标使其恰好位于探测器接收平面上。由式(12)可得,若要使 $z_i = S$,则光子最后一次自由运动步长应改为

$$s' = \frac{S - z_{i-1}}{\mu_{z(i-1)}}, \quad (16)$$

则修正后的光子坐标为

$$\begin{cases} x_i = x_{i-1} + \mu_{x(i-1)} \times s' \\ y_i = y_{i-1} + \mu_{y(i-1)} \times s' \\ z_i = S \end{cases} \quad (17)$$

假定当光子自由运动 s 距离后与海水中的悬浮泥沙粒子相互作用,部分能量被吸收或散射掉,但当最后一次运动步长修正后,将认为光子只是运动了 s' 距离而没有能量的衰减。因此修正光子坐标后需要对光子权重进行修正,即

$$w_i = w_i / w_{th} \quad (18)$$

3.4 光子信息解析接收

光子的蒙特卡罗法水下传输是具有终止条件的循环过程,当满足下列条件之一光子传输过程停止:

1) 光子反射至发射端面;

- 2) 光子到达靶平面但未击中靶区;
- 3) 光子能量小于阈值即低于光子探测器接收灵敏度。

初始化后的光子依次参与模块的计算,一旦满足终止条件,则中断跟踪并发射下一个光子,最终统计所有被探测到的光子状态。

4 仿真结果与分析

设置仿真基本参数如下:入射光子总数为 10^6 ;高斯激光束束腰半径 $\omega_0=5$ mm;探测器靶面尺寸为 50 mm \times 50 mm。

4.1 不同海水环境对水下激光传输特性的影响

在平静海域的陆源悬浮泥沙粒子的直径 D 一般为

$0.1\sim 10.0$ μm ^[26],通过对不同海域中悬浮泥沙粒子数量进行测量,发现单位体积海水中的粒子数量 N 为 $10^9\sim 10^{12}$ ^[16]。参考文献[27]中所提供的海水水分子光谱的吸收数据以及由 Smith 和 Bake 等提供的海水光谱散射数据,选取不同直径和密度的球形陆源悬浮泥沙,根据第 2 节中的米氏散射算法对波长为 520 nm 高斯激光束在海水中的光学参数进行计算,具体数据如表 2 和表 3 所示。

根据表 2 和表 3 的计算结果,采用第 3 节中的蒙特卡罗算法对波长为 520 nm、初始发散角为 1 mrad 的高斯激光束在含不同参数球形陆源悬浮泥沙粒子群的海水中传输 0~10 m 的归一化接收功率进行计算仿真,结果如图 6 所示。

表 2 含不同直径粒子(粒子数量 $N=10^{10}$)海水的光学参数

Table 2 Optical parameters of seawater containing particles with different diameters (number of particles $N=10^{10}$)

Particle diameter $D / \mu\text{m}$	Absorption coefficient a/m^{-1}	Scattering coefficient b/m^{-1}	Attenuation coefficient c/m^{-1}	Asymmetric factor g
1	0.01902	0.02205	0.04107	0.60000
3	0.01966	0.16770	0.18736	0.71060
4	0.02032	0.27441	0.29473	0.78524

表 3 含不同密度粒子(粒子直径 $D=3$ μm)海水的光学参数

Table 3 Optical parameters of seawater containing particles with different densities (particle diameter $D=3$ μm)

Number of particles per unit volume N	Absorption coefficient a/m^{-1}	Scattering coefficient b/m^{-1}	Attenuation coefficient c/m^{-1}	Asymmetric factor g
10^{10}	0.01966	0.16770	0.18736	
5×10^{10}	0.02230	0.82867	0.85097	0.7106
10^{11}	0.02560	1.65490	1.68050	

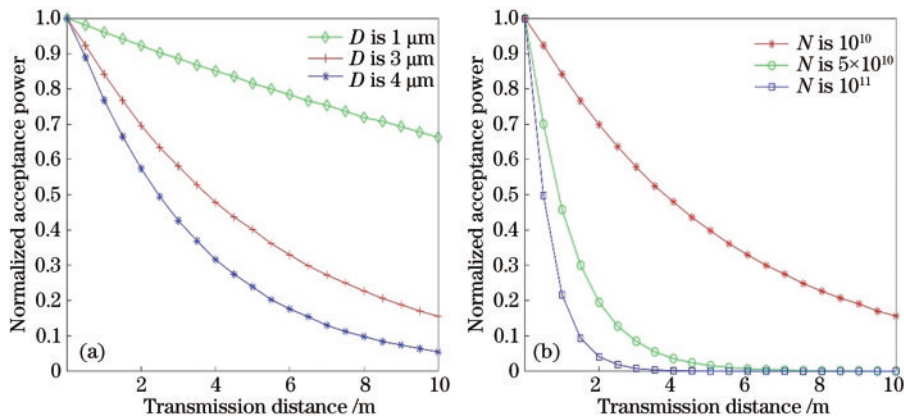


图 6 高斯激光束归一化接收功率随传输距离的变化。(a)海水中泥沙粒子直径不同;(b)海水中泥沙粒子密度不同

Fig. 6 Normalized receiving power of Gaussian laser beam varies with transmission distance. (a) Diameter of sediment particles in seawater is different; (b) density of sediment particles in seawater is different

由图 6 可知,高斯激光束的归一化接收功率随传输距离的递增呈现指数级减小,海水中悬浮泥沙粒子的直径或者密度增加,消光系数 c 随之增大,这使得蒙特卡罗仿真中光子的平均自由运动距离 $l_{\text{average}} = \left\langle \sum \frac{-1}{c} \ln(q_3) \right\rangle$ 减小,即光子在海水中的散射次数增加造成光子能量的多次衰减。并且由图 6 所示的曲线趋势可以看出,随着传输距离的增加,悬浮泥沙粒子直

径和密度的大小对归一化接收功率的影响越来越不明显。当海水中悬浮泥沙粒子直径 $D=3$ μm 、单位体积海水中粒子数 $N=10^{11}$ 时,波长为 520 nm 的高斯激光束传输 3 m 后接收靶面的光子占总光子权重已经趋近于 0。由此可知,在含有各种微生物、浮游植物和陆源泥沙粒子的实际海水中,即使是在“透光窗口”的激光,其能量衰减现象也十分严重。

结合表 2 和表 3 分析可知,陆源悬浮泥沙粒子的复

折射率虚部 m_2 很小, 导致含不同直径和密度粒子群的海水的吸收系数变化很小, 同时不对称因子 g 即高斯激光束在海水中散射的前向选择性差异性不大。因此激光在海水中的衰减主要是由于粒子直径和密度改变造成的水体散射系数增加。

为验证仿真结果与理论上的一致性, 根据朗伯比尔定律, 利用 MATLAB 软件曲线拟合工具箱 (CFITOOL) 对 0~10 m 的仿真数据进行拟合, 表 4 是拟合数据的结果。

表 4 拟合结果

Table 4 Fitting results

Particle parameters in seawater	Fitting result
$D=1\ \mu\text{m}, N=10^{10}$	$I=1.001\exp(-0.04094x)$
$D=3\ \mu\text{m}, N=10^{10}$	$I=1.006\exp(-0.1831x)$
$D=4\ \mu\text{m}, N=10^{10}$	$I=1.009\exp(-0.2932x)$
$D=3\ \mu\text{m}, N=5\times 10^{10}$	$I=1.014\exp(-0.8065x)$
$D=3\ \mu\text{m}, N=10^{11}$	$I=0.9928\exp(-1.54x)$

从表 4 可以看出, 蒙特卡罗仿真结果得出的衰减系数较实际设置的衰减系数稍小, 这是因为光子接收靶面比其发射端面要大, 散射出去的光子在一定范围内仍然可以被探测到。且随着粒子直径和密度的增加

即水体衰减系数的增加, 拟合结果与实际情况的差异趋于扩大, 这是由于占衰减系数比例绝大部分的散射影响了光子水下传输的最终坐标, 散射增强意味着更多光子的扩散范围增大, 即光子接收靶面的大小影响增加。但此次仿真结果与实际设置参数均为一个数量级, 因此可以证明基于米氏散射模型的蒙特卡罗法用于分析高斯激光束水下传输特性的有效性。

4.2 高斯激光束初始发散角对水下激光传输特性的影响

为保证激光在水下通信或探测应用中, 既能在通过传输信道时能照射到核心区间, 又能最大限度地利用目标或接收端的能量, 仿真侧重分析了初始发散角对接收靶面功率的影响。为探究单一变量对结果的影响, 设置海水的吸收系数 a 均为 $0.02\ \text{m}^{-1}$, 散射系数 b 分别为 $0.1, 0.5, 1.0, 1.5$ 和 $2.0\ \text{m}^{-1}$, 不对称因子 g 均为 0.923 。现对初始发散角为 $1\ \text{mrad}\sim 0.1\ \text{rad}$ 的高斯激光束在不同传输距离 S 后的归一化接收功率进行仿真, 结果如图 7 所示。

由图 7 分析可知:

1) 随着散射系数的增加, 初始散射角的变化对接收端功率的影响愈发明显, 并且当散射系数增加至一定量时, 接收端功率发生不同程度的振荡;

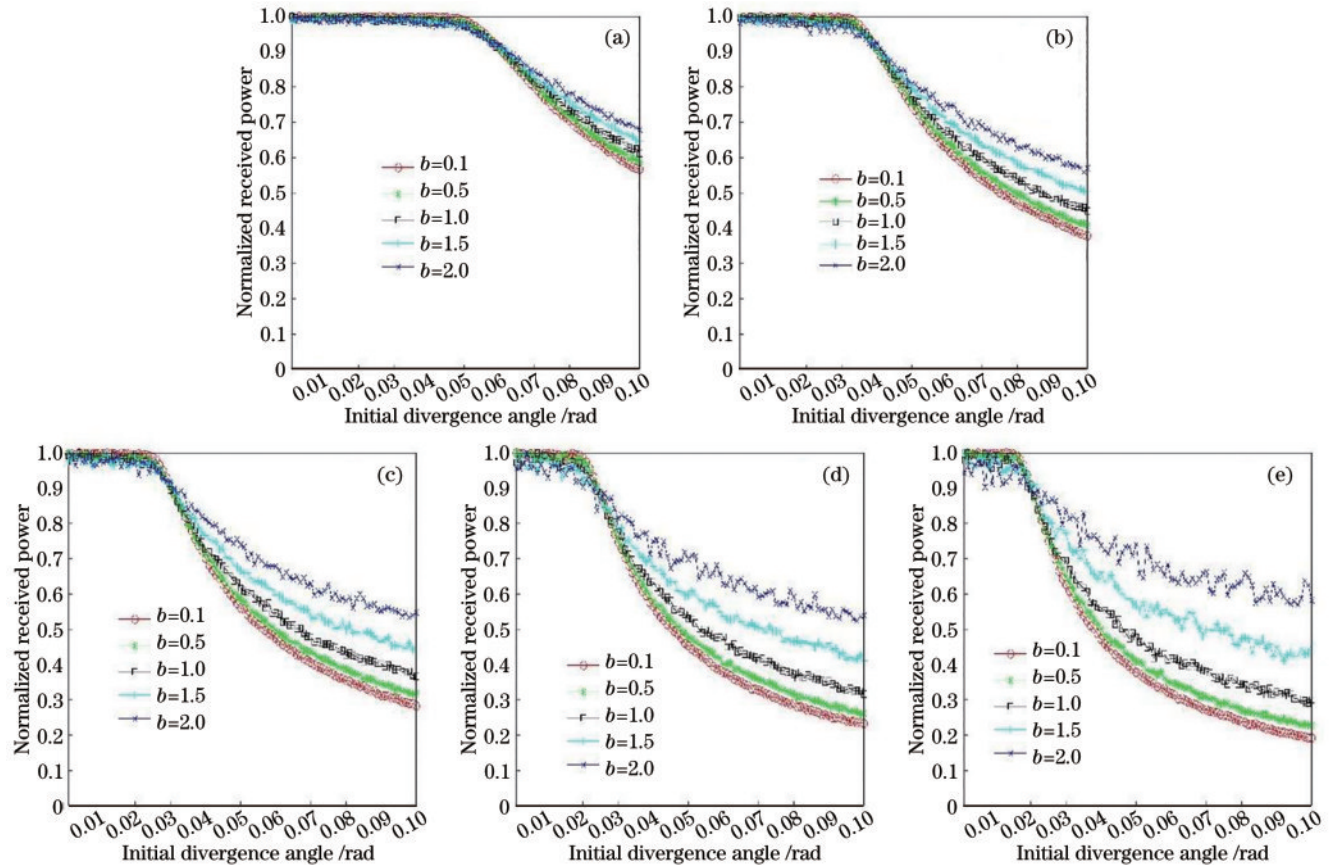


图 7 不同初始发散角的高斯激光束传输不同距离 S 后的归一化接收功率。(a) $S=1.0\ \text{m}$; (b) $S=1.5\ \text{m}$; (c) $S=2.0\ \text{m}$; (d) $S=2.5\ \text{m}$; (e) $S=3.0\ \text{m}$

Fig. 7 Normalized received power of Gaussian laser beams with different initial divergence angles transmitted at different distances S . (a) $S=1.0\ \text{m}$; (b) $S=1.5\ \text{m}$; (c) $S=2.0\ \text{m}$; (d) $S=2.5\ \text{m}$; (e) $S=3.0\ \text{m}$

2) 随着传输距离的递增,初始发散角的增大将对接收端的功率产生更加剧烈的影响,且当散射系数较大时,功率振荡程度随传输距离递增;

3) 在一定初始发散角范围内接收端功率变化不明显,但随着传输距离的增加,不影响接收端功率的发散角范围逐渐减小,如在 $S=1\text{ m}$ 时这种发散角范围为 $0\sim 0.05\text{ rad}$,而当 $S=2\text{ m}$ 时其下降至 $0\sim 0.025\text{ rad}$ 。

5 结 论

相比于传统的激光水下传输仿真,所提方法结合米氏散射解析模型利用蒙特卡罗法对波长为 520 nm 的高斯激光束的水下传输特性进行研究,计算了不同海水的光学参数,实现了在含不同粒径和密度的球形陆源悬浮泥沙海水中的激光传输仿真,总结了不同水体参数下的归一化接收功率与传输距离的关系。分析了激光器初始发散角对接收功率的影响,发现在一定范围内,其接收功率随发散角变化不大,并且这种范围随着传输距离和散射系数的增加而减小。在理论方面提出了光子初始化阶段的“接收-拒绝采样法”对高斯光束进行采样以及在水下传输阶段的光子坐标与权重修正,一定程度上提高了仿真的准确性。这些工作对激光水下通信与探测系统的设计和具有参考价值。同时本文只假定海水中存在单一球形陆源悬浮泥沙粒子,并且将水分子的瑞利散射简化为系统总体的衰减,而在分析实际海水中的激光传输特性时,需要考虑海水中多种粒子群(浮游藻类生物粒子、悬浮气泡)所产生的复杂系统米氏散射以及水分子带来的瑞利散射。因此为进一步提高仿真与实际情况的贴合性,未来需要结合瑞利散射和米氏散射对激光传输模型进行优化。

参 考 文 献

- [1] Das B, Subudhi B, Pati B B. Cooperative formation control of autonomous underwater vehicles: an overview [J]. *International Journal of Automation and Computing*, 2016, 13(3): 199-225.
- [2] Shimada S, Takeyama Y, Kogaki T, et al. Investigation of the fetch effect using onshore and offshore vertical LiDAR devices[J]. *Remote Sensing*, 2018, 10(9): 1408.
- [3] Nguyen B, Hopkin D, Yip H. Considering mine countermeasures exploratory operations conducted by autonomous underwater vehicles. Chichester: John Wiley & Sons, Ltd, 2016: 59-79.
- [4] Arnush D. Underwater light-beam propagation in the small-angle-scattering approximation[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1972, 62(9): 1109-1111.
- [5] Lutomirski R F. An analytic model for optical beam propagation through the marine boundary layer[J]. *Proceedings of SPIE*, 1978, 0160: 110-122.
- [6] Schippnick P F. Phenomenological model of beam spreading in ocean water[J]. *Proceedings of SPIE*, 1990,

1302: 13-37.

- [7] Ma L, Duan F J, Song G C, et al. A concentration measurement model of suspended solids in oilfield reinjection water based on underwater scattering[J]. *Measurement*, 2018, 117: 125-132.
- [8] Jasman F, Green R J. Monte Carlo simulation for underwater optical wireless communications[C]//2013 2nd International Workshop on Optical Wireless Communications (IWOW), October 21, 2013, Newcastle Upon Tyne, UK. New York: IEEE Press, 2014: 113-117.
- [9] Liu D, Xu P T, Zhou Y D, et al. Lidar remote sensing of seawater optical properties: experiment and Monte Carlo simulation[J]. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2019, 57(11): 9489-9498.
- [10] Qadar R, Kasi M K, Ayub S, 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): e3527.
- [11] 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.
- [12] 黄爱萍, 张莹璐, 陶林伟. 蒙特卡罗仿真的水下激光通信信道特性[J]. *红外与激光工程*, 2017, 46(4): 0422004. Huang A P, Zhang Y L, Tao L W. Monte Carlo simulation on channel characteristics of underwater laser communications[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2017, 46(4): 0422004.
- [13] 张建磊, 寇琳琳, 王洁, 等. 水下无线光信道并行仿真方法研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2022, 59(19): 1901001. Zhang J L, Kou L L, Wang J, et al. Research on parallel simulation method of underwater wireless optical channel [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2022, 59(19): 1901001.
- [14] 韩笑天, 廖佩璇, 李鹏, 等. 蒙特卡罗法仿真激光在水下信道中的传输特性[J]. *光通信研究*, 2023(4): 53-59. Han X T, Liao P X, Li P, et al. Monte Carlo simulation of laser transmission characteristics in underwater channels [J]. *Optical Communication Research*, 2023(4): 53-59.
- [15] 任彦儒, 宗思光, 梁善永, 等. 水下激光通信系统接收机倾角及位置对接收光功率的影响研究[J]. *半导体光电*, 2022, 43(6): 1184-1189. Ren Y R, Zong S G, Liang S Y, et al. Study on the influence of receiver inclination and position on received optical power in underwater laser communication system [J]. *Semiconductor Optoelectronics*, 2022, 43(6): 1184-1189.
- [16] 安博. 基于米氏散射模型的蓝绿激光在海水中传输衰减特性的研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2019. An B. Study on propagation attenuation characteristics of blue-green laser in seawater based on Michaelis scattering model[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2019.
- [17] Guo S C, He Y, Chen Y Q, et al. Monte Carlo simulation with experimental research about underwater

- transmission and imaging of laser[J]. *Applied Sciences*, 2022, 12(18): 8959.
- [18] Jonasz M, Fournier G. Light scattering by particles in water: theoretical and experimental foundations[M]. Amsterdam: Elsevier/Academic Press, 2007.
- [19] 胡鑫, 张祥金. 不同信道环境的激光水下传输仿真[J]. *兵器装备工程学报*, 2016, 37(12): 140-144.
Hu X, Zhang X J. Lasers' underwater transmission simulations in various channel environments[J]. *Journal of Ordnance Equipment Engineering*, 2016, 37(12): 140-144.
- [20] 胡鑫. 蓝绿激光水下传输特性仿真及实验研究[D]. 南京: 南京理工大学, 2016.
Hu X. Simulation and experimental study on underwater transmission characteristics of blue-green laser[D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2016.
- [21] 陈明, 田岩, 彭复员, 等. HG 散射相函数中非对称因子研究[J]. *华中科技大学学报(自然科学版)*, 2009, 37(9): 25-28.
Chen M, Tian Y, Peng F Y, et al. Study of asymmetric factor in HG scattering phase function[J]. *Journal of Huazhong University of Science and Technology (Nature Science Edition)*, 2009, 37(9): 25-28.
- [22] He Y T, Liu Y J, Liu C, et al. Analysis of transmission depth and photon number in Monte Carlo simulation for underwater laser transmission[J]. *Remote Sensing*, 2022, 14(11): 2565.
- [23] 胡芬. 水体特征参数对高斯光束水下传输特性影响的理论研究[D]. 南昌: 南昌航空大学, 2021.
Hu F. Theoretical study on the influence of water body characteristic parameters on underwater propagation characteristics of Gaussian beams[D]. Nanchang: Nanchang Hangkong University, 2021.
- [24] Dobson P J. Absorption and scattering of light by small particles[J]. *Physics Bulletin*, 1984, 35(3): 104.
- [25] 韩彪. 面向深海应用的水下双向无线光通信研究[D]. 西安: 中国科学院西安光学精密机械研究所, 2018.
Biao H. Study on the bi-directional underwater wireless optical communication for deep sea application[D]. Xi'an: Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2018.
- [26] 王明军, 王主玉, 黄朝军. 海洋混合悬浮颗粒对蓝绿激光的散射特性研究[J]. *光谱学与光谱分析*, 2022, 42(6): 1749-1754.
Wang M J, Wang Z Y, Huang C J. Study on scattering characteristics of blue-green laser light by marine mixed suspended particles[J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2022, 42(6): 1749-1754.
- [27] 林宏. 海洋悬浮粒子的米氏散射特性及布里渊散射特性研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2007.
Lin H. Study on Mie scattering characteristics and Brillouin scattering characteristics of marine suspended particles[D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2007.