

# 米氏理论下悬浮粒子对水下激光传输的影响

张莹珞<sup>1,2</sup>, 王英民<sup>1,2</sup>, 黄爱萍<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>西北工业大学深圳研究院, 广东 深圳 518057;

<sup>2</sup>西北工业大学航海学院, 陕西 西安 710072

**摘要** 针对海洋悬浮粒子引起水下激光传输信道的复杂性问题, 采用等效球形粒子米氏散射理论和蒙特卡罗数值模拟方法, 研究海洋悬浮粒子对水下光通信链路的影响。分析了悬浮粒子特性及入射光波长与光学系数的关系, 研究了粒子尺寸和复折射率对接收归一化能量、接收光强、信道传输长度、信道时延的影响。理论分析和仿真结果表明: 粒子的光学系数会随着粒子尺寸增大而增大, 使相同信道长度的接收归一化能量减小, 接收光强减弱, 信道时延增大; 粒子复折射率虚部越小, 接收的归一化能量越强, 接收光强峰值越大, 但复折射率虚部相同而实部不同时, 接收光强峰值的大小取决于反照率, 反照率越大, 接收光强越大。

**关键词** 散射; 米氏理论; 散射粒子; 光子统计

中图分类号 TN929.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0505002

## Influence of Suspended Particles Based on Mie Theory on Underwater Laser Transmission

Zhang Yingluo<sup>1,2</sup>, Wang Yingmin<sup>1,2</sup>, Huang Aiping<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Research & Development Institute of Northwestern Polytechnical University in Shenzhen, Shenzhen, Guangdong 518057, China;

<sup>2</sup>School of Marine Science and Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an, Shaanxi 710072, China

**Abstract** In view of the complexity of underwater laser transmission channel caused by oceanic suspended particles, the effect of oceanic suspended particles on the underwater optical communication link is studied based on equivalent spherical particle Mie scattering theory and Monte Carlo simulation method. The characteristics of suspended particles and the relationship between the incident wavelength and the optical coefficients are analyzed. The effects of particle size and complex refractive index on the received normalized energy, received light intensity, channel transmission length and channel delay are investigated. Theoretical analysis and simulation results indicate that optical coefficients of the particles increase with the increase of particle size, thus the received normalized energy under same channel length decreases, received light intensity decreases, and the channel time delay increases. The smaller the imaginary part of the complex refractive index of the particles is, the stronger the received normalized energy and the greater the peak intensity of the received light are. However, when the imaginary part of the complex refractive index is the same but the real part is different, the magnitude of the received intensity peak depends on the albedo. The larger the albedo is, the stronger the received intensity is.

**Key words** scattering; Mie theory; scattering particles; photon statistics

**OCIS codes** 290.4020; 290.5850; 030.5290; 010.4458

收稿日期: 2017-09-30; 收到修改稿日期: 2017-12-01

基金项目: 国家自然科学基金(61404362)、深圳市基础研究基金(JCYJ20170306152455554)、中央高校基础研究基金(3102016ZY005)

作者简介: 张莹珞(1991—), 女, 博士研究生, 主要从事水下激光探测领域方面的研究。E-mail: zyingluo@163.com

导师简介: 王英民(1963—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事水下信号及信息处理方面的研究。

E-mail: ywang@nwpu.edu.cn(通信联系人)

# 1 引 言

水下激光通信具有频率高、指向性强、通信容量大、抗干扰性好的特点,适用于水下大数据传输,且不易受海水温度和盐度的影响,成为水下无线通信领域研究的热点<sup>[1-2]</sup>。水下激光通信信道的模型和特性对水下无线光通信的应用产生影响,其中水体中不同悬浮颗粒物的特征对水下激光通信信道的特性具有直接影响<sup>[3]</sup>,因此对复杂海水信道的研究具有非常重要<sup>[1]</sup>。

国内外很多学者采用米氏散射理论对引起光散射的重要因素进行了全面的分析。Hansen 等<sup>[4]</sup>论述了米氏散射理论在空气中光散射的应用,论证了单次散射对散射体的物理特性以及多次散射对反射光的影响,Cochenour 等<sup>[5]</sup>给出了散射反照率对光接收功率的影响以及水下激光通信链路中前向散射光退偏振的程度。但 Hansen 和 Cochenour 等仅分析了光的散射特性,没有结合水下光子的运动分析信道特性对光传输的影响。Cox<sup>[6]</sup>基于蒙特卡罗方法模拟了光子在水下传输的过程,采用 Petzold 测量的光学系数<sup>[7]</sup>模拟了不同信道下的离轴接收功率、接收端的散射直方图和每个通信链路的时间带宽。Sahu 等<sup>[8]</sup>提出了一种与 Petzold 的相函数测量值相匹配的 Sahu and Shanmugam (SS) 散射相位函数。Huang 等<sup>[9]</sup>基于蒙特卡罗模拟论述了水下无线光通信的信道特征。Liu 等<sup>[10]</sup>提出一种经验路径损耗模型,并通过对不同类型水的模拟验证了模型的有效性。但上述文献均未考虑水体悬浮粒子对水下光传输的影响。

本文将米氏散射理论与蒙特卡罗法相结合模拟水下光子传输过程,在米氏散射理论的基础上,建立激光在含有悬浮粒子的信道中传输的信道模型,全面分析水体中具有不同的悬浮颗粒的水下激光传输信道特性,仿真分析悬浮粒子特性对光学系数、激光接收端的归一化能量、水下激光传输距离、接收光强以及信道时延的影响。

## 2 基本原理

### 2.1 米氏散射理论

水下的光学散射可以分为小分子的瑞利散射和大分子、水中悬浮颗粒的米氏散射。由于水中的等效球形颗粒的半径均大于入射光的波长,因此可将海水中的散射模型等效为米氏散射模型。在分析中,将水下杂质颗粒假设为球形粒子,当平面波入射到单个球

形粒子时,在单次散射理论的基础上,对于各向同性均匀球形的特殊情况,垂直和平行于散射面的入射波电场分量分别为  $E_r^i, E_\parallel^i$ , 在距离粒子中心  $R$  处的垂直和平行于散射辐射面的电场分量可表示为<sup>[11]</sup>

$$\begin{bmatrix} E_r^s \\ E_\parallel^s \end{bmatrix} = \frac{\exp(-ikR + ikz)}{ikR} \begin{bmatrix} S_1(\alpha, \theta) & 0 \\ 0 & S_2(\alpha, \theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_r^i \\ E_\parallel^i \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中:  $z$  为传输方向;  $k = 2\pi/\lambda$  为波数,  $\lambda$  为入射波波长;  $S_1, S_2$  为粒子尺寸参数  $\alpha$  和散射角  $\theta$  的散射函数,  $\alpha = 2\pi r/\lambda$ ,  $r$  为粒子半径。  $S_1, S_2$  的表达式为

$$\begin{cases} S_1(\alpha, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n) \\ S_2(\alpha, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (b_n \pi_n + a_n \tau_n) \end{cases}, \quad (2)$$

式中:  $\pi_n, \tau_n$  为散射角系数,是散射角  $\theta$  的函数,分别表示为

$$\begin{aligned} \pi_n(\theta) &= \frac{P_n^{(1)}(\cos \theta)}{\sin \theta} = \frac{dP_n(\cos \theta)}{d(\cos \theta)}, \\ \tau_n(\theta) &= \frac{dP_n^{(1)}(\cos \theta)}{d(\cos \theta)}, \end{aligned} \quad (3)$$

$a_n, b_n$  为 Mie 散射系数,可表示为

$$\begin{cases} a_n = \frac{\psi_n(\alpha) \psi_n'(m\alpha) - m \psi_n'(\alpha) \psi_n(m\alpha)}{\xi_n(\alpha) \psi_n'(m\alpha) - m \xi_n'(\alpha) \psi_n(m\alpha)} \\ b_n = \frac{m \psi_n(\alpha) \psi_n'(m\alpha) - \psi_n'(\alpha) \psi_n(m\alpha)}{m \xi_n(\alpha) \psi_n'(m\alpha) - \xi_n'(\alpha) \psi_n(m\alpha)} \end{cases}, \quad (4)$$

其中:  $P_n^{(1)}(x)$  为第 1 类 Legendre 函数;  $m$  为粒子的复折射率,  $m = m_1 + im_2$ ,  $m_1, m_2$  分别为实部和虚部,实部表示粒子对光的散射,虚部表示粒子对光的吸收,当虚部为 0 时,表示颗粒对光没有吸收作用;

$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} J_{n+\frac{1}{2}}(x)$ ,  $\xi_n(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} H_{n+\frac{1}{2}}(x)$ , 其中  $J_{n+\frac{1}{2}}(x)$  和  $H_{n+\frac{1}{2}}(x)$  分别为第 1 类半整数阶的 Bessel 函数和第 2 类半整数阶的 Hankel 函数;  $\psi_n'(x), \xi_n'(x)$  分别为  $\psi_n(x)$  和  $\xi_n(x)$  的导数。

散射截面和消光截面分别表示为

$$\begin{cases} \sigma_{\text{sca}} = \frac{1}{k^2} \int_{4\pi} \frac{1}{2} (S_1 S_1^* + S_2 S_2^*) d\Omega = \\ \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \\ \sigma_{\text{ext}} = \frac{4\pi}{k^2} \text{Re}[S_1(\theta)] = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n) \end{cases}. \quad (5)$$

散射效率因子和消光效率因子分别为散射截面

和消光截面与球形粒子几何截面的比值,则散射效率因子和消光效率因子分别表示为

$$\begin{cases} Q_{\text{sca}} = \frac{\sigma_{\text{sca}}}{\pi r^2} = \frac{2}{\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \\ Q_{\text{ext}} = \frac{\sigma_{\text{ext}}}{\pi r^2} = \frac{2}{\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n) \end{cases} \quad (6)$$

球形粒子的散射相位函数  $p(\theta)$  代表入射光经粒子散射后能量的角度分布,是一个归一化的无量纲量,  $p(\theta)$  可表示为

$$p(\theta) = \frac{4\pi}{k^2 Q_{\text{sca}} \pi r^2} \frac{1}{2} (S_1 S_1^* + S_2 S_2^*) \quad (7)$$

在分析仿真粒子对水下激光传输特性的影响时,粒子的散射系数和消光系数起着不可或缺的作用。根据球形粒子的米氏散射理论,可得散射系数和消光系数分别为

$$\begin{cases} \beta_{\text{sca}}(\lambda) = \pi \int_{r_1}^{r_2} r^2 Q_{\text{sca}} f(r) dr \\ \beta_{\text{ext}}(\lambda) = \pi \int_{r_1}^{r_2} r^2 Q_{\text{ext}} f(r) dr \end{cases} \quad (8)$$

式中:  $f(r)$  为粒子的半径分布函数,如双曲线分布、气溶胶粒子常用的对数分布等;  $r_1$  为最小的粒子半径;  $r_2$  为最大的粒子半径;  $\int_{r_1}^{r_2} f(r) dr$  为水中单位体积的粒子数量。则吸收系数为  $\beta_{\text{abs}} = \beta_{\text{ext}} - \beta_{\text{sca}}$ 。

单次反照率也是分析激光传输特性的一个重要参量,定义为散射损失占总衰减损失的百分比,即  $\omega = \frac{\beta_{\text{sca}}}{\beta_{\text{ext}}}$ 。

### 2.2 蒙特卡罗方法仿真水下光子运动过程

研究和分析光在海水中的传输特性和海水信道的散射效应时,常使用蒙特卡罗数值模拟法。该方法可以对大量光子在任何介质中传输的整个物理过程进行模拟,并得到有效的统计结果。将米氏散射理论与蒙特卡罗法相结合模拟水下光子运动,流程如图 1 所示。

具体的算法过程如下:

1) 假设光子在直角坐标系的原点  $(0, 0, 0)$  位置,  $z$  轴向右的正方向为光子传输的方向。假设发射的激光为高斯激光束,  $\omega_{\text{width}}$  为高斯激光的波束

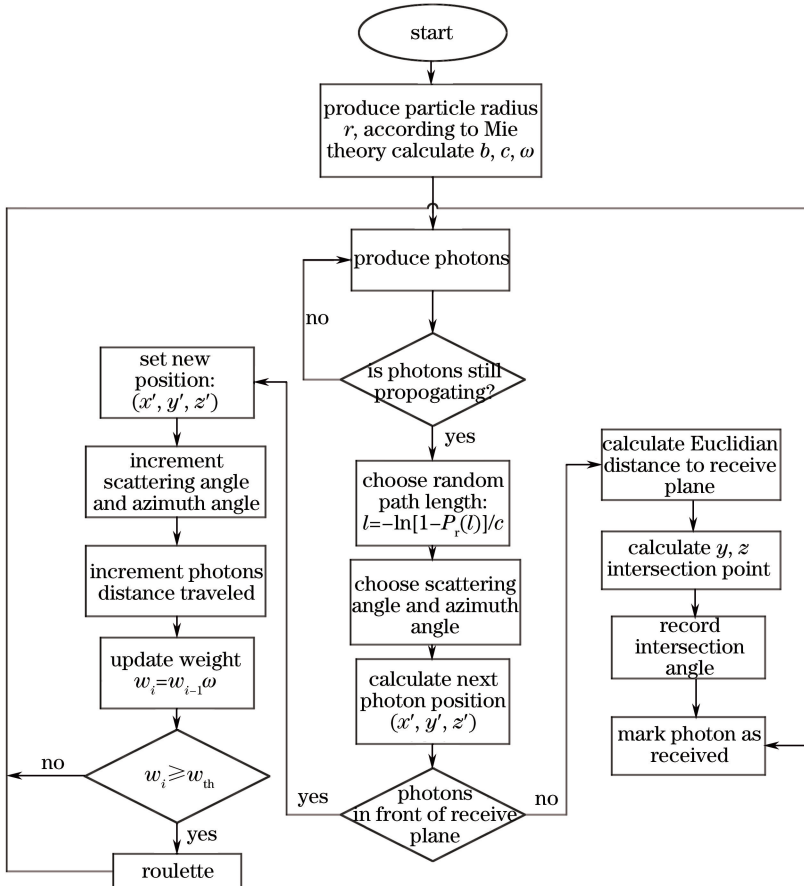


图 1 蒙特卡罗方法模拟光子运动流程图

Fig. 1 Flow chart of photon motion simulated by Monte Carlo method

宽度,  $\phi_{\text{div}}$  为激光束的发散半角, 波束的焦距为  $f_1 = -\omega_{\text{width}}/\phi_{\text{div}}$ 。光子最初的散射角  $\theta_0$  根据激光束的初始条件而定,  $\theta_0 = -r_0/f_1$ , 其中  $r_0 = \omega_{\text{width}}\sqrt{-\ln(1-\xi)}$  为波束半径的采样值,  $\xi$  为  $0\sim 1$  均匀分布的随机数。光子的初始方位角为  $\phi_0 = 2\pi\xi$ 。因此在发射平面上光子的初始横坐标和纵坐标分别为

$$\begin{cases} x_0 = r_0 \cos \phi_0 \\ y_0 = r_0 \sin \phi_0 \end{cases}, \text{则光子的初始传播方向余弦表达式}$$

$$\text{为} \begin{cases} \mu_x = \sin \theta_0 \cos \phi_0 \\ \mu_y = \sin \theta_0 \sin \phi_0 \\ \mu_z = \cos \theta_0 \end{cases}.$$

2) 光子在水中移动, 碰到水中悬浮粒子, 发生散射, 针对某种海洋环境中常见的悬浮粒子, 给定入射波长  $\lambda$  和粒子半径  $r$ , 根据米氏散射理论的(8)式, 计算出相应的衰减系数  $c$ , 散射系数  $b$ , 以及单次反照率  $\omega = b/c$ 。

3) 光子在水中每发射一次, 散射后所移动的步长可由光子自由程的概率分布确定,  $P_r(l) = 1 - \exp(-d)$ , 这里  $P_r(l)$  为光子移动了步长  $d$  的概率, 光子步长又可定义为  $d = cl$ ,  $l$  为散射前后光子位置的几何距离,  $d = -\ln[1 - P_r(l)]$ 。则  $l = -\ln[1 - P_r(l)]/c$ ,  $P_r(l)$  取  $0\sim 1$  均匀分布的随机数。

$$\text{光子传播距离 } l \text{ 后的新位置为} \begin{cases} x' = l\mu_x \\ y' = l\mu_y \\ z' = l\mu_z \end{cases}, \text{光子}$$

与水中粒子发生碰撞, 方向发生改变, 散射角被重新选择, 散射角和散射相函数满足归一化条件  $1 = 2\pi \int_0^\pi p(\lambda, \theta) \sin \theta d\theta$ , 通过米氏散射理论得到的散射相函数的  $P(\lambda, \theta)$  的解析式比较复杂, 在计算中不易求解, 而根据文献[12]可知 Henyey-Greenstein (HG) 函数可作为海水散射相位函数的最佳近似公式, HG 函数表达式如下:

$$p_{\text{HG}}(\theta) = \frac{1}{4\pi} (1 - g^2) (1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{-\frac{3}{2}}, \quad (9)$$

当不对称因子  $g = 0.924$  时, HG 函数的拟合度最高。

记新的散射角为  $\theta'$ , 则散射角的选择满足  $\xi = \int_0^{\theta'} p(\theta) \sin \theta d\theta$ ,  $p(\theta)$  为散射相函数, 因此可以通过这个数值统计的方法得到新散射角  $\theta'$ , 此外, 新的方位角可由  $\phi = 2\pi\xi$  选择。光子经散射后的方向余弦可表示为

$$\begin{cases} \mu'_x = \frac{\sin \theta'}{\sqrt{1 - \mu_z^2}} (\mu_x \mu_z \cos \phi - \mu_y \sin \phi) + \mu_x \cos \theta' \\ \mu'_y = \frac{\sin \theta'}{\sqrt{1 - \mu_z^2}} (\mu_y \mu_z \cos \phi + \mu_x \sin \phi) + \mu_y \cos \theta' \\ \mu'_z = -\sin \theta' \cos \phi \sqrt{1 - \mu_z^2} + \mu_z \cos \theta' \end{cases} \quad (10)$$

当  $|\mu_z| > 0.9999$  时, (10) 式可简化为

$$\begin{cases} \mu'_x = \sin \theta' \cos \phi \\ \mu'_y = \sin \theta' \sin \phi \\ \mu'_z = \sin \mu_z \cos \theta' \end{cases}, \text{其中} \sin \mu_z = \begin{cases} 1, & \mu_z > 0 \\ -1, & \mu_z < 0 \end{cases}.$$

4) 光子每发生一次碰撞, 能量就损失一次, 假设所有光子初始能量  $\omega_0$  均为 1, 发生散射的能量损失系数为反照率  $\omega$ , 则发生  $i$  次散射后的权值  $\omega_i$  与  $i-1$  次散射后权值  $\omega_{i-1}$  满足  $\omega_i = \omega_{i-1}\omega$ 。当光子发生多次散射后, 能量衰减到很小时, 就默认光子已经消亡, 不再统计。因此需设定一个最小能量的阈值, 在发生每一次散射之后, 将计算出的光子权值与设定阈值比较, 若低于阈值则认为光子消亡, 不再统计。

5) 判断最终到达接收面的光子所在位置是否在接收器接收面的范围内, 并且接收角度是否小于接收机的视场角 (FOV), 若均满足, 标记该光子被接受, 反之判定未接收, 停止统计。

### 3 实验结果与分析

#### 3.1 水中悬浮粒子对光学系数影响的仿真实验结果

根据米氏散射定理, 由(8)式可知, 散射系数与粒子半径大小、粒子尺寸分布函数、散射效率因子有关, 由(6)式可知, 散射效率因子与粒子半径大小、入射波波长及粒子的复折射率有关。本文主要分析粒子的尺寸大小对激光在水中传输特性的影响, 故只考虑单一粒径分布, 则(8)式可简化为:  $\beta_{\text{sca}} = N\pi r^2 Q_{\text{sca}}, \beta_{\text{ext}} = N\pi r^2 Q_{\text{ext}}$ , 其中  $N$  为单位体积粒子数量。

在仿真实验中, 选取粒子半径的范围为  $1\sim 20 \mu\text{m}$  之间, 单位体积粒子数量  $N$  为  $10^9$ 。由于水下蓝绿激光的衰减小于其他可见光, 为了对比蓝光和绿光的区别, 选取  $450 \text{ nm}$  的蓝光和  $532 \text{ nm}$  的绿光这两种入射波波长进行对比。根据文献[13]可知海水中主要的悬浮粒子是藻类浮游生物和泥沙, 藻类粒子复折射率的实部范围在  $1.15\sim 1.18$  之间, 虚部范围在  $0.045\sim 0.07$  之间, 而泥沙类粒子复折射率实部范围在  $1.50\sim 1.53$  之间, 虚部为  $10^{-4}\sim 10^{-3}$  之间, 因此仿真选取 4 种复折射率:  $m = 1.18 -$

$0.07i, m = 1.18 - 0.001i, m = 1.52 - 0.001i, m = 1.52 - 0.07i$ 。

图 2 为粒子不同的复折射率以及不同的入射波长对光学系数和光学反射率的影响,本文所提及和讨论的散射系数、衰减系数均为水中悬浮粒子的光学系数而非水体的光学系数。图 2(a)、(b)仿真的入射波长为 532 nm。图 2(a)为粒子不同实部的复折射率对光学系数的影响,红线为复折射率  $m = 1.52 - 0.07i$  的粒子的光学系数,蓝线为复折射率  $m = 1.18 - 0.07i$  的粒子的光学系数,“sca”为散射系数,“ext”为消光系数,光学系数均随粒子半径增大而增大。从图 2(a)中可以看出不同实部的复折射率的消光系数一样,而实部代表粒子的散射,因此  $m = 1.52 - 0.07i$  的粒子的散射系数较大。

图 2(b)为不同虚部的复折射率对散射系数和消光系数的影响,红线复折射率为  $m = 1.18 - 0.001i$ ,蓝线复折射率为  $m = 1.18 - 0.07i$ ,其光学系数均随粒子半径增大而增大。不同复折射率虚部的粒子的消光系数一样,而粒子复折射率的虚部表示粒子的吸收,虚部越小表明粒子的吸收越少,散射分量越大。因此

$m = 1.18 - 0.001i$  的粒子的散射系数较大。

图 2(c)为 450 nm 的蓝光和 532 nm 的绿光对粒子光学系数的影响,仿真均采用复折射率  $m = 1.18 - 0.07i$ 。从图 2(c)中可以看出,在一定的波长范围内,选择水下吸收最小的蓝光波段和绿光波段,不同的入射波波长对粒子的光学系数影响不大。这是因为,当散射颗粒尺寸远小于入射波波长时为瑞利散射,粒子的光学系数与入射波波长的 4 次方成反比,而当本文讨论的水中散射颗粒的尺寸可比拟或远大于入射波长时为米氏散射,粒子的光学系数与波长关系不大,该结论与文献[14]一致。

图 2(d)为粒子不同复折射率、不同尺寸和不同入射波长对反射率的影响。图 2(d)中粒子半径小于  $2 \mu\text{m}$  的粒子时,大实部粒子的反射率小于小实部粒子,这是因为本文探讨的是米氏散射,与用于研究颗粒尺寸较小的粒子的瑞利散射结论不相符。因此在粒子半径满足米氏散射的尺寸范围,可以看出入射波长不同对反射率影响不大,相同尺寸粒子的复折射率虚部越小,或者实部越大,散射分量越大,故而反射率越大。

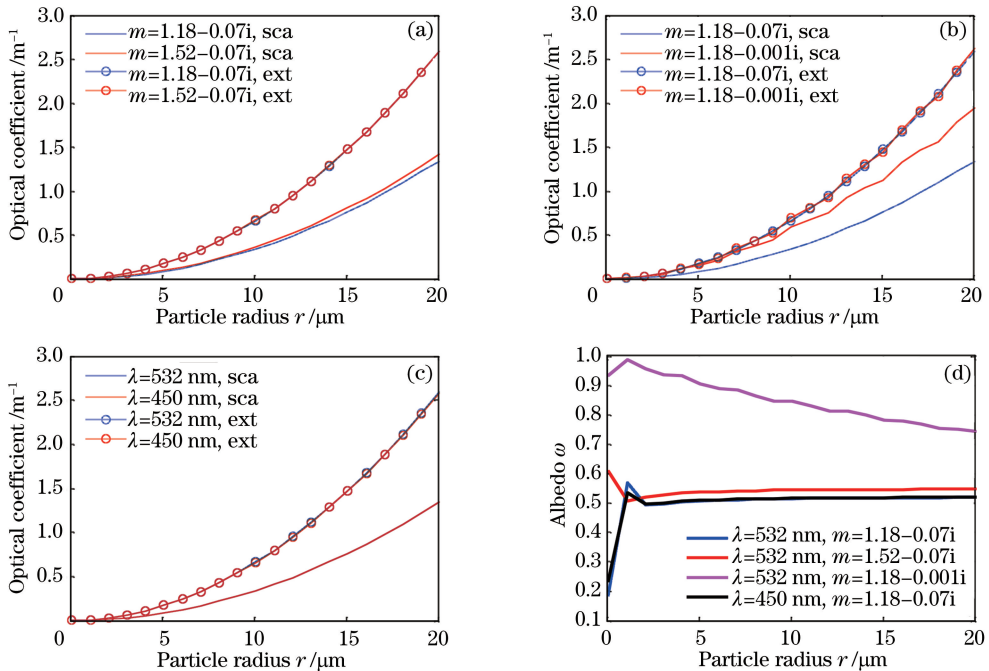


图 2 (a)复折射率实部对光学系数的影响;(b)复折射率虚部对光学系数的影响;  
(c)入射光波长对光学系数的影响;(d)复折射率及入射波长对反射率的影响

Fig. 2 (a) Influence of real part of the complex refractive index of particles on the optical coefficient; (b) influence of imaginary part of complex refractive index of particles on optical coefficient; (c) influence of incident light wavelength on optical coefficient; (d) influence of complex refractive index and incident wavelength on albedo

### 3.2 水下悬浮粒子对水下激光传输特性影响的仿真实验

不同的粒子尺寸、复折射率都对应不同的衰减系数和散射系数,这些光学系数的不同将严重影响水下激光传输的特性。用蒙特卡罗数值模拟方法模拟光子在水下的运动,仿真实验条件如下:假设激光器发射高斯激光束,激光束发射半角  $\phi_{div} = 0.75$  mrad,激光波束宽度  $\omega_{width} = 1$  mm,入射光波长为 532 nm,激光器和接收器之间的激光信道长度为 20 m,接收器的接收光学孔径为 1 ft(0.3048 m),接收器接收的 FOV 为  $90^\circ$ ,仿真模拟光子数为  $10^6$ ,水里单位体积内悬浮粒子个数为  $10^9$ 。后面的仿真实验均采用这些参数。

图 3(a)给出了接收器接收到的归一化能量与水中悬浮粒子半径的关系,可以看出,由于随着粒子半径的增大,水衰减系数和散射系数也在增大,水体变得浑浊,接收到的归一化能量减少。图 3(a)中 4 条曲线分别是 4 种不同复折射率的粒子所对应的能量衰减曲线,可以看出激光在含有复折射率为  $m = 1.18 - 0.001i$  和  $m = 1.52 - 0.001i$  的粒子的水环境中接收到的归一化能量明显高于在含有复折射率为  $m = 1.18 - 0.07i$  和  $m = 1.52 - 0.07i$  的粒子的水环境中接收到的归一化能量,并且,随着水中粒子半径的增大,激光在含有复折射率为  $m = 1.18 -$

$0.001i$  和  $m = 1.52 - 0.001i$  的粒子的水环境中接收到的归一化能量衰减得较慢。这是由于复折射率为  $m = 1.18 - 0.001i$  和  $m = 1.52 - 0.001i$  的粒子的吸收小,总衰减相对小一些。水中粒子半径为  $1 \mu\text{m}$  时,激光在含有复折射率为  $m = 1.18 - 0.001i$  和  $m = 1.52 - 0.001i$  的粒子的水环境中接收到的归一化能量是在含有复折射率为  $m = 1.18 - 0.07i$  和  $m = 1.52 - 0.07i$  的粒子的水环境中接收到的归一化能量的 2 倍。

图 3(b)给出了在含有 4 种不同复折射率的悬浮粒子的水里,激光传输 20 m 后接收到的单光子的平均散射次数和悬浮粒子半径的关系,可以看出随着半径的增大,由于消光系数增大,接收到的光子的平均散射次数增加,而且光子在含有复折射率为  $m = 1.18 - 0.001i$  和  $m = 1.52 - 0.001i$  的粒子的水环境中,由于吸收小,光子的平均散射次数略高于光子在含有复折射率为  $m = 1.18 - 0.07i$  和  $m = 1.52 - 0.07i$  的粒子的水环境中的次数。虽然半径相同而复折射率不同的粒子的散射系数不同,但光子在水中经历的平均散射次数主要与粒子的消光系数有关。不同复折射率的粒子半径相同时,其消光系数值近似,因此从图中可以看出,不同的复折射率对单光子的运动所经历的散射次数影响不大。

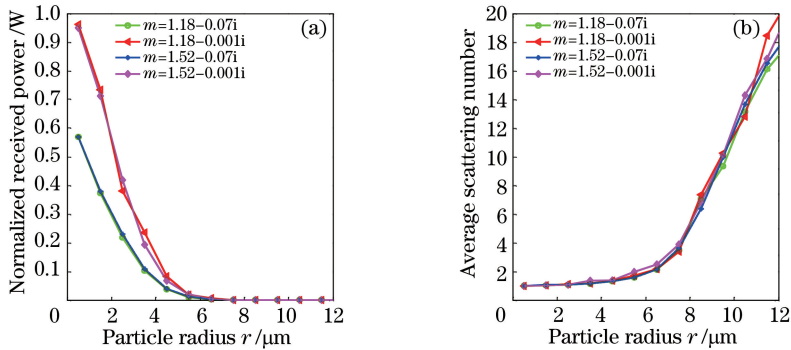


图 3 (a)粒子尺寸对接收归一化能量的影响;(b)粒子尺寸对接收的光子的平均散射次数的影响

Fig. 3 (a) Influence of particle size on received normalized power; (b) influence of particle size on the average scattering times of the received photons

为了进一步研究水中悬浮粒子的半径尺寸对激光在水下传输距离的影响,图 4 给出了不同粒子半径下,激光传输距离与接收到的归一化能量的关系。仿真条件:入射光波长为 532 nm,粒子的复折射率为  $m = 1.18 - 0.001i$ 。图 4(a)为 6 个不同的粒子半径下接收到的激光归一化能量衰减图,随着传输距离的增大,接收到的能量减小,并且随着粒子半径增大,接收到的能量衰减速度变快。从图 4(a)中可以

看出,水中粒子半径在  $10 \mu\text{m}$  以上时,传输距离不超过 10 m;水中粒子半径在  $5 \mu\text{m}$  时,传输距离可以达到 30 m。从图 4(a)可见,粒子半径  $1 \mu\text{m}$  时,传输距离明显大于 50 m,因此图 4(b)给出粒子半径分别为 1,2,3,4  $\mu\text{m}$  时的能量衰减图,可以看到在悬浮粒子半径为  $4 \mu\text{m}$  的水中,激光可以传输约 60 m,在粒子半径为  $3 \mu\text{m}$  的水中,可以传输约 80 m,在粒子半径  $2 \mu\text{m}$  以内的水中,传输距离大于 100 m。

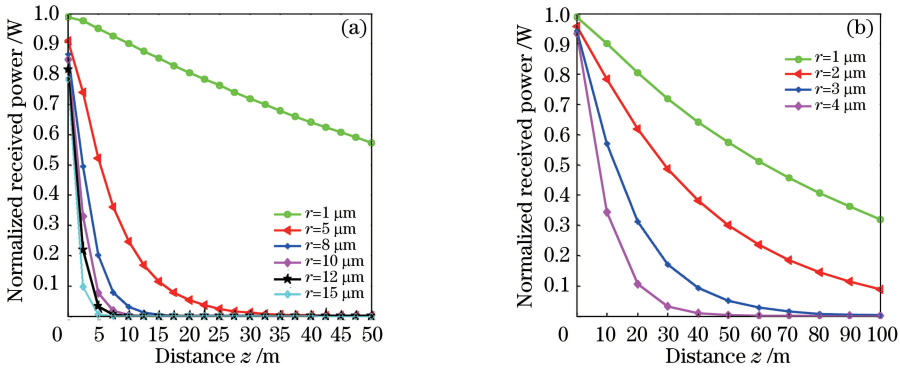


图 4 (a)不同粒子半径对水下激光传输距离的影响;(b)半径为 4  $\mu\text{m}$  以内的粒子对水下激光传输距离的影响

Fig. 4 (a) Influence of different particle radii on underwater laser transmission distance;  
(b) influence of particle radius within 4  $\mu\text{m}$  on underwater laser transmission distance

### 3.3 水下悬浮粒子对水下激光传输信道响应特性的仿真实验

本部分研究水下激光传输速度为 0.225 m/ns 时水下悬浮粒子对激光传输信道响应的影响。图 5 给出了水下不同悬浮粒子对信道时延与接收光强的

影响。信道时延  $\tau = t - t_0$ ,  $t$  为光子从出发到被接收所走路程用的时间,  $t_0$  为光子从激光器到接收孔径中心经过的准直距离所用的时间。接收的光强  $I$  为接收面上的单位面积接收光功率, 单位为  $\text{W}/\text{m}^2$ 。

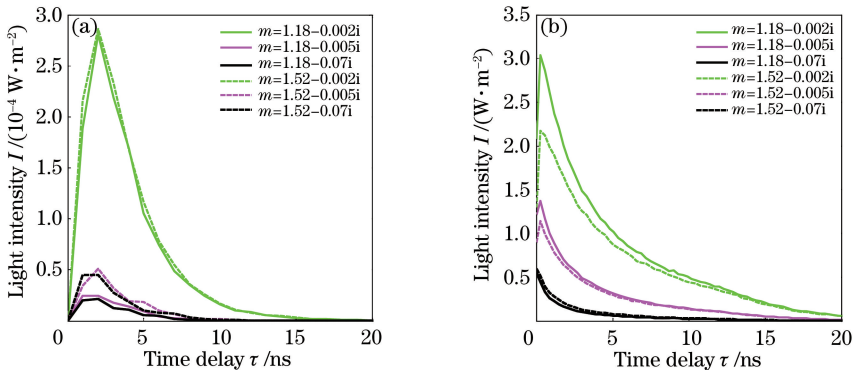


图 5 (a)半径 20  $\mu\text{m}$  的粒子时的信道时延和接收光强;(b)半径 5  $\mu\text{m}$  的粒子时的信道时延和接收光强

Fig. 5 (a) Channel delay and received light intensity of particles with radius of 20  $\mu\text{m}$ ;  
(b) channel delay and received light intensity of particles with radius of 5  $\mu\text{m}$

图 5(a)为水中粒子半径为 20  $\mu\text{m}$ , 传输距离为 10 m 不同复折射率的粒子的信道时延与接收光强的关系, 图 5(b)为水中粒子半径为 5  $\mu\text{m}$ , 传输距离为 40 m 的情况。对比图 5(a)和图 5(b), 可以看出粒子半径为 20  $\mu\text{m}$  的水下信道时延比粒子半径为 5  $\mu\text{m}$  的水下信道时延大。由于水下粒子半径越大, 衰减系数就越大, 水体就越浑浊, 因此信道时延增大。粒子复折射率虚部增大, 粒子对光的吸收作用变大, 因此这图 5(a)和图 5(b)的共同点是随着粒子复折射率虚部的增大, 接收到的光强峰值  $I_{\text{max}}$  减小。但是, 对比图 5(a)和图 5(b)可以看出, 粒子复折射率的实部对接收到的光强峰值的影响没有明显规律。表 1 给出了不同粒子的光学系数(散射系数  $b$ 、衰减系数  $c$ 、反照率  $\omega$ )对信道时延  $\tau$  和接收光强峰

值  $I_{\text{max}}$  的影响。

从表 1 可以看出, 散射系数和衰减系数越大, 信道时延就越大, 并且接收到的光强越小。对于相同尺寸的粒子复折射率虚部相同而实部不同的情况, 通过表 1 可以看出, 接收的光强峰值取决于反照率, 反照率越大, 粒子对光的吸收就越小, 因而光强峰值越大。

## 4 结 论

基于蒙特卡罗方法模拟水下光子运动过程, 针对悬浮粒子对水下光通信信道的影响做了全面的分析。理论分析与仿真结果表明: 不同的入射波波长对粒子的光学系数影响不大, 但粒子半径越大, 其光学系数就越大, 即水体变得浑浊, 因此对于传输距离相同的情况, 接收归一化能量会呈减小趋势,

表 1 不同粒子的光学系数下的信道时延和接收光强峰值

Table 1 Channel delay and received light intensity peak for optical coefficients of different particles

| $r / \mu\text{m}$ | $m$         | $b / \text{m}^{-1}$ | $c / \text{m}^{-1}$ | $\omega$ | $\tau / \text{ns}$ | $I_{\text{max}} / (\text{W} \cdot \text{m}^{-2})$ |
|-------------------|-------------|---------------------|---------------------|----------|--------------------|---|
| 5                 | 1.18-0.002i | 0.1321              | 0.1584              | 0.8340   | 0.3                | 3.0409  |
| 5                 | 1.52-0.002i | 0.144               | 0.1734              | 0.8330   | 0.3                | 2.1728  |
| 5                 | 1.18-0.005i | 0.1107              | 0.1613              | 0.6866   | 0.3                | 1.3705  |
| 5                 | 1.52-0.005i | 0.1192              | 0.1744              | 0.6835   | 0.3                | 1.1410  |
| 5                 | 1.18-0.07i  | 0.0842              | 0.1663              | 0.5061   | 0.1                | 0.5542  |
| 5                 | 1.52-0.07i  | 0.0898              | 0.1671              | 0.5371   | 0.1                | 0.5967  |
| 20                | 1.18-0.002i | 1.6062              | 2.5716              | 0.6246   | 2                  | $2.806 \times 10^{-4}$                            |
| 20                | 1.52-0.002i | 1.616               | 2.5844              | 0.6255   | 2                  | $2.86 \times 10^{-4}$                             |
| 20                | 1.18-0.005i | 1.3698              | 2.5802              | 0.5309   | 2                  | $2.492 \times 10^{-5}$                            |
| 20                | 1.52-0.005i | 1.4249              | 2.5767              | 0.5530   | 2                  | $5.129 \times 10^{-5}$                            |
| 20                | 1.18-0.07i  | 1.3372              | 2.5737              | 0.5195   | 2                  | $2.118 \times 10^{-5}$                            |
| 20                | 1.52-0.07i  | 1.4107              | 2.5778              | 0.5472   | 2                  | $4.506 \times 10^{-5}$                            |

接收到的单个光子的平均散射次数会增加,信道时延会增大,接收光强峰值也会增大。当每立方米体积内的悬浮粒子为  $10^9$ ,传输距离为 20 m 时,粒子半径大于  $12 \mu\text{m}$ ,接收归一化能量趋近于 0;当粒子半径小于  $2 \mu\text{m}$  时,传输距离可大于 100 m;当粒子半径小于  $5 \mu\text{m}$ ,传输距离为 40 m 时,信道时延小于 0.3 ns,但当粒子半径大于  $20 \mu\text{m}$ ,传输距离为 10 m 时,信道时延大于 2 ns。

对于同一尺寸的粒子,其复折射率实部相同虚部减小的情况,或者虚部相同实部增大的情况,其散射系数都会增大,水下激光接收的归一化能量和接收光强都会偏大,但对于复折射率虚部相同但实部不同的粒子,接收光强不会随着实部的变化而变化,而取决于粒子的反照率,反照率越大,粒子对光的吸收作用越小,则接收光强越大。

本文的研究结果为建立含有海洋悬浮粒子的水下光通信信道模型提供了理论参考。

### 参 考 文 献

[1] Sun Z B, Huang Z, Ye W R, *et al.* Overview of the photonic communication in deep space, free space and underwater communication [J]. *Infrared & Laser Engineering*, 2012, 41(9): 2424-2431.  
孙志斌, 黄振, 叶蔚然, 等. 深空、自由空间、非可视散射和 水下激光光子通信 [J]. *红外与激光工程*, 2012, 41(9): 2424-2431.

[2] Khalighi M A, Gabriel C, Hamza T, *et al.* Underwater wireless optical communication; recent advances and remaining challenges [C]. 16<sup>th</sup> International Conference on Transparent Optical Networks, 2014: 14526297.

[3] Tang S, Dong Y, Zhang X. Impulse response

modeling for underwater wireless optical communication links [J]. *IEEE Transactions on Communications*, 2014, 62(1): 226-234.

[4] Hansen J E, Travis L D. Light scattering in planetary atmospheres [J]. *Space Science Reviews*, 1974, 16(4): 527-610.

[5] Cochenour B, Mullen L, Muth J. Effect of scattering albedo on attenuation and polarization of light underwater [J]. *Optics Letters*, 2010, 35(12): 2088-2090.

[6] Cox W C. Simulation, modeling, and design of underwater optical communication systems [J]. *Dissertations & Theses-Gradworks*, 2012, 34(9): 930-942.

[7] Petzold T J. Volume scattering functions for selected ocean waters [J]. *Scripps Institution of Oceanography*, 1972(3): 72-78.

[8] 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.

[9] 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.

[10] Liu T, Zhang H M, Song J. Monte-Carlo simulation-based characteristics of underwater scattering channel [J]. *Optical Engineering*, 2017, 56(7): 070501.

[11] Wang H H, Sun X M, Liu W Q, *et al.* Calculation of single scattering parameters in vector radiative transfer equation [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2011, 48(2): 022901.  
王海华, 孙贤明, 刘万强, 等. 辐射传输方程中的单次散射参数计算 [J]. *激光与光电子学进展*, 2011, 48(2): 022901.



- [12] Toubanc D. Henyey-Greenstein and Mie phase functions in Monte Carlo radiative transfer computations[J]. Applied Optics, 1996, 35(18): 3270-3274.
- [13] 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.  
Sang V Q, 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.
- [14] Lin H. The study on Mie scattering and Brillouin scattering of oceanic suspended particles [D]. Wuhan: Huazhong University of Science & Technology, 2007: 23-38.  
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: 23-38.