文章编号:1001-5078(2023)11-1732-11

·光纤传感及光通讯技术 ·

# 基于微气泡散射的水下无线光通信复合信道建模

贺锋涛<sup>1</sup>,杨航宇<sup>1</sup>,李碧丽<sup>2</sup>,寇琳琳<sup>1</sup>,张建磊<sup>1</sup>,聂 欢<sup>1</sup>,南艺璇<sup>1</sup> (1. 西安邮电大学电子工程学院,陕西西安710121; 2. 中国船舶集团公司第705 研究所水下信息与控制重点实验室,陕西西安710077)

**摘**要:海浪、船舶尾流以及海洋生物游动与呼吸等原因会导致海水中存在大量的气泡,气泡 群带来的散射效应对光信号的水下传输具有重要影响,但典型的水下无线光通信信道模型一 般不考虑气泡群带来的负面效应。为了进一步完善传统的水下无线光通信信道模型,本文利 用 Mie 散射理论分析海水中的微气泡及微气泡群光散射特性,基于蒙特卡洛法建立包含气泡 散射的复合海水信道模型,分析不同海水水质、气泡密度、链路距离等参数条件下接收端的光 学特性和信号特性。结果表明:当链路距离为5m时,随着气泡密度的增大,接收端光斑的弥 散程度加剧,其面积可增至初始大小的3~5倍,中心能量也显著降低,最多可降至最大值的 0.5%;当链路距离为10~40m时,气泡群的存在以及链路距离的增长会导致接收端第一次 接收到光子的时间延长约10~200 ns,且使脉冲展宽值增大;当链路距离为2~10m时,气泡 群密度的增大最多可使归一化接收功率降低至初始值的0.004%,但随着水质的恶化,其他粒 子含量提高,气泡群对接收功率的影响逐渐减小。该研究可以为水下无线光通信系统的设计 和理论分析提供参考。

关键词:水下无线光通信;Mie 散射;微气泡;蒙特卡洛法;信道建模 中图分类号:0436;TN929.1 文献标识码:A DOI:10.3969/j.issn.1001-5078.2023.11.017

# Composite channel modelling for underwater wireless optical communication based on microbubbles scattering

HE Feng-tao<sup>1</sup>, YANG Hang-yu<sup>1</sup>, LI Bi-li<sup>2</sup>, KOU Lin-lin<sup>1</sup>, ZHANG Jian-lei<sup>1</sup>, NIE Huan<sup>1</sup>, NAN Yi-xuan<sup>1</sup>
(1. School of Electronic Engineering, Xi'an University of Posts and Telecommunications, Xi'an 710121, China;
2. Key Laboratory of Underwater Information and Control, China Shipbuilding Industry
Corporation 705 Research Institute, Xi'an 710077, China)

**Abstract**: Waves, ship wakes, marine life swimming and breathing lead to a large number of microbubbles in seawater and the scattering effect caused by the bubble group has an important impact on the underwater transmission of optical signals. However, the typical channel model of underwater wireless optical communication generally does not take the negative effect of bubble groups in account. To further improve the traditional channel model of underwater wireless optical communication, the light scattering characteristics of little microbubbles or microbubbles groups in sea are analyzed using Mie scattering theory. Based on the Monte Carlo method, a composite communication channel mode of sea

**作者简介:**贺锋涛(1974-),男,博士研究生,副教授,硕士生导师,主要从事水下无线光通信、激光高分辨成像及激光散 斑传感检测等方面的研究。E-mail:hefengtao@ xupt. edu. cn

**通讯作者:**杨航宇(1997-),男,硕士研究生,主要从事水下无线光通信方面的研究。E-mail:y18502973573@163.com **收稿日期:**2022-12-11

**基金项目:**装备预研教育部联合基金项目(No. 8091B032130)、国防基础科研计划实验室稳定支持专题项目(No. JCKY2020207CD02)、陕西省技术创新引导专项基金项目(No. 2020TG-001)资助。

water is established, and the optical characteristics and signal characteristics of the receiver under parameters or conditions of different qualities of sea water, bubble densities and link distance are analyzed. The results show that when the link distance is 5 meters, with the increase of bubble density, the dispersion of the light spot at the receiving end is intensified, and its area can be increased to  $3 \sim 5$  times of the initial size. The central energy is also significantly reduced to 0.5 % of the maximum value. When the link distance is 10 to 40 m, the existence of the bubble group and the increase of the link distance will cause the receiving end to extend the time of receiving the first photon by about  $10 \sim 200$  ns, and the pulse broadening value will increase. At a link distance of  $2 \sim 10$  m, the increase of bubble densi-

ty reduces the normalized receiving power to at most the 0.004 % of the initial value. However, as the water quality deteriorates and the content of other particles increases, the influence of the bubble group on the receiving power gradually decreases. This study can provide a reference for the design and theoretical analysis of underwater wireless optical communication systems.

Keywords: underwater wireless optical communication; Mie scattering; microbubble; Monte Carlo method; channel modeling

#### 1 引 言

水下无线光通信具有高传输带宽,高数据速率, 高安全性及低成本等诸多优点,是海洋探索过程中 的一项重要技术手段。然而,由于光在水下传输时 容易受到水体中存在的各种微粒、湍流以及气泡的 影响,导致光信号衰落或接收端处的光斑闪烁,从而 降低 UWOC 系统的性能<sup>[1]</sup>。目前已有许多国内外 学者<sup>[2-6]</sup>从理论或实验入手研究了上述因素对 UWOC 系统性能的影响,但对气泡散射效应带来的 性能恶化考虑不足。

海浪、船舶尾流以及海洋生物游动与呼吸等 原因会导致海水中存在大量的气泡,大气泡可使 用几何光学分析,微小气泡则可以近似为粒子散 射<sup>[7]</sup>。微气泡的光散射特性研究已有一定的理论 基础:Arnott等人<sup>[8]</sup>研究了单气泡临界角附近的光 散射情况,并发现对于半径小于150 μm 的气泡, 可使用 Mie 散射理论分析;Zhang<sup>[9]</sup>等人提出海水 中气泡的散射可从总体散射函数中推断出来,解 决了海洋气泡群引起的体积散射不能直接测量的 问题;Lee 等人<sup>[10]</sup>使用体积散射仪测量了气泡群 的体积散射函数,进一步证明了临界角处的散射 增强。

近年来,有科研人员开始关注水体中气泡对 UWOC系统性能的影响,但研究存在一定的局限 性。例如,Jamali等人<sup>[11]</sup>通过实验研究了有气泡存 在时温度或盐度随机变化的 UWOC 接收强度波动 的统计分布,并建立了这三种信道场景下的模型,提 出采用发射波束扩展器 - 准直器和接收孔径平均透 镜来降低链路对光束散射的敏感性;Zedini 等人<sup>[12]</sup> 结合实验数据,提出了一种由指数分布和伽马分布 加权表示的统计模型,可表征存在气泡和温度梯度 时的辐照度波动,但研究过程中使用空气流量来表 征气泡水平,不能直观的表达气泡的尺寸、密度等参 数对辐照度的影响;Oubei等人<sup>[13]</sup>将接收强度作为 指标,通过实验分析了不同大小、密度的气泡种群下 UWOC系统的接收性能,给出了不同流量下气泡的 尺寸分布,并提出使用光束展宽技术来降低气泡对 UWOC通信性能的影响;SHIN等人<sup>[14]</sup>提出了单个 气泡的产生、大小和水平分布的统计模型以模拟真 实的水下气泡,在此基础上研究了随机气泡对光束 传播的阻碍,建立了气泡存在时归一化接收功率的 统计模型。以上研究虽然具有重要的参考价值,但 存在链路距离较短和海水环境模拟困难等局限,从 而影响了模型的准确性和有效性。

基于此,本文提出一种耦合微气泡群散射和粒 子吸收散射的复合信道模型,能够综合考虑粒子吸 收散射及微气泡散射对海水信道的影响,可为水下 无线光通信系统的设计和性能分析提供理论参考。 首先基于 Mie 散射理论分析海水中半径为10~150 µm 之间的单个微气泡的散射光特性,利用 Junge 谱<sup>[15]</sup>对气泡尺寸抽样,推导了微气泡群的体散射函 数及散射相函数;结合 HG 散射相函数<sup>[16]</sup>,得到了 包含气泡散射的复合信道的光散射特性参数;利用 蒙特卡洛方法建立包含粒子吸收散射与气泡散射的 UWOC 复合信道模型。通过对到达接收面的信号 特性进行统计,分析不同水质参数、气泡密度、链路 距离等条件下的光斑弥散情况和空间能量分布、时 域扩展特性以及归一化接收功率。

## 2 海水信道微气泡的光散射特性研究

2.1 海水单气泡的光散射特性研究

本文的研究对象为半径 10~150  $\mu$ m 之间的微 气泡,此类气泡不易变形且可以在水中存活较长时 间<sup>[17]</sup>。由于此类气泡的尺寸远大于入射光波长,因 此 Mie 理论是计算其光散射特性的有效方法。根据 Mie 散射理论<sup>[18-19]</sup>,当波长为 $\lambda$ ,初始光强为  $I_0$  的 自然光平行照射至单个气泡时,在散射角为 $\theta$ 且距 离散射体 R 处的散射光强  $I_s$  可表示为式(1)<sup>[19]</sup>:

$$I_{s} = \frac{\lambda^{2} I_{0}}{8\pi^{2} R^{2}} (i_{1} + i_{2})$$
(1)

式中,*i*<sub>1</sub>是散射光在垂直方向的强度函数,称为散射 光强度函数的垂直分量;*i*<sub>2</sub>是散射光在平行方向的 强度函数,称为散射光强度函数的平行分量;*S*<sub>1</sub>是 散射光复振幅函数的垂直分量,*S*<sub>2</sub>是散射光复振幅 函数的平行分量。

式中, *m* 为气泡与海水的相对折射率, 通常取 0.75; *x* 为粒子的尺度因子, *x* =  $2\pi r/\lambda$ , 其中 *r* 为气泡的 半径,  $\lambda$  为入射光波长。

 $S_1$ 和 $S_2$ 由下式定义<sup>[19]</sup>:

$$\begin{cases} S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \Pi_n + b_n T_n) \\ S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n T_n + b_n \Pi_n) \end{cases}$$
(3)

式中,  $a_n$ 和  $b_n$ 为 Mie 散射系数;  $\Pi_n$ 和  $T_n$ 称为角系数。 $a_n$ 和  $b_n$ 由下式定义<sup>[18]</sup>:

$$\begin{cases} a_{n} = \frac{m\psi_{n}(mx)\psi'_{n}(x) - \psi(x)\psi'_{n}(mx)}{m\psi_{n}(mx)\xi'_{n}(x) - \xi_{n}(x)\psi'_{n}(mx)} \\ b_{n} = \frac{\psi_{n}(mx)\psi'_{n}(x) - m\psi(x)\psi'_{n}(mx)}{\psi_{n}(mx)\xi'_{n}(x) - m\xi_{n}(x)\psi'_{n}(mx)} \end{cases}$$
(4)

式中, $\psi_n(z)$ 和 $\xi_n(z)$ 分别为贝塞尔函数和汉克尔 函数,使用向下递推法计算。角系数  $\Pi_n$ 和  $T_n$ 由下 式定义<sup>[19]</sup>:

$$\begin{cases} \Pi_n = P_n^{(1)}(\cos\theta) / \sin\theta = \frac{dP_n(\cos\theta)}{d(\cos\theta)} \\ T_n = \frac{dP_n^{(1)}(\cos\theta)}{d\theta} \end{cases}$$
(5)

式中,  $P_n(\cos\theta)$  为一阶勒让德函数。

根据 Mie 散射系数 a<sub>n</sub> 和 b<sub>n</sub> 可以计算散射效率

因子  $Q_{sea}$ 、衰减效率因子  $Q_{ext}$  和吸收效率因子  $Q_{abs}$ , 其公式为<sup>[19]</sup>:

$$\begin{cases} Q_{\text{sca}} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{n_{\text{stop}}} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \\ Q_{\text{ext}} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{n_{\text{stop}}} (2n+1) \operatorname{Re} \{a_n + b_n\} \\ Q_{\text{abs}} = Q_{\text{ext}} - Q_{\text{sca}} \end{cases}$$
(6)

式中,Re代表求实部。

结合 Mie 散射系数  $a_n$  和  $b_n$  以及散射效率因子  $Q_{sca}$ ,可得单气泡的散射光强度函数  $F(\theta)$  和散射相 函数  $P(\theta)$ 。 $F(\theta)$  用于描述不同方向散射光强度的 大小,  $P(\theta)$  为归一化的散射光强度函数。其计算 公式如下<sup>[20]</sup>:

$$F(\theta) = \frac{1}{2}(i_1(\theta) + i_2(\theta))$$
(7)

$$P(\theta) = \frac{1}{k\pi r^2 Q_{\rm sca}} F(\theta)$$
(8)

根据式(8),相对折射率 m = 0.75,波长  $\lambda =$  532 nm 时不同尺寸气泡的散射强度分布曲线如图 1 所示。从中可看出半径越大的气泡对光的散射作用 越强,散射光强的振荡频率越高。且 0 度附近存在 峰值,该峰值会随气泡半径的增大而增大,同时后向 散射也有所增强,但总体上前向散射仍明显强于后 向散射。此外,由于气泡的折射率  $n_{\rm bub}$  小于水的折 射率  $n_{\rm water}$ ,当入射角大于临界角  $\arcsin(n_{\rm bub}/n_{\rm water})$ 时,从水中入射气泡的光线会发生全反射,因此气泡 的散射强度分布曲线在临界角处会产生突变,此现 象可用于区分气泡散射和其它粒子散射。



Fig. 1 Scattering intensity distribution curve of bubbles with radii r of 10  $\mu m, 50$   $\mu m, 100$   $\mu m, 150$   $\mu m$ 

#### 2.2 海水微气泡群的光散射特性研究

气泡群光散射特性的研究基于气泡尺寸分布模型和单个气泡的散射特性。当气泡群中的各个气泡是独立的散射体时,气泡间的散射光互不相关,则气泡群的光散射特性可认为是单气泡散射特性的线性叠加,同样使用 Mie 散射理论分析计算。气泡群的光散射特性仿真模型研究包括三个方面:气泡的尺度分布、气泡群的体散射函数以及气泡群的散射相函数。 2.2.1 气泡的尺度分布

气泡尺度分布模型是分析气泡群光散射特性的 基础,本文使用 Junge 谱<sup>[14]</sup>来表征气泡尺寸分布, 如下式:

$$\frac{dN(r)}{d\log(r)} = Ar^{-v} \tag{9}$$

式中,A代表与粒子总质量及物理特性相关的常数; v代表半径分布曲率的斜率,称为Junge 指数,可表 示大小粒子的比例。v越大,大尺寸粒子所占比例越 大;反之,小尺寸所占比例越大。

Wu 等人定义了一个更广义的 Junge 谱分布,其 表达式为<sup>[21]</sup>:

$$p(r) = \begin{cases} c_1 r^4 & 0 \leq r \leq r_a \\ c_2 & r_a \leq r \leq r_b \\ c_2 r^{-1} & r_b \leq r \end{cases}$$
(10)

其中,系数 $c_1$ 、 $c_2$ 和 $c_3$ 由粒子尺寸的上 $r_b$ 和下限 $r_a$ 决定,其取值见表1。

根据式(10)及表1中数据,绘制了气泡尺寸分 布的概率密度函数曲线,如图2所示。

表1 Junge 分布仿真参数

Tab. 1 Jun	ge distributi	ion simulation	parameters
------------	---------------	----------------	------------

Parameters	$c_1$	$c_2$	$c_3$	$r_a / \mu m$	$r_b  /  \mu \mathrm{m}$	r∕µm
Value	6. 25 × 10 <sup>-10</sup>	0.015	1. 5 × 10 $^{-10}$	70	100	10 ~ 300





2.2.2 气泡群的体散射函数

体散射函数 $\beta(\theta)$ 对于描述微粒散射情况具有 重要的物理意义,可表征散射光强度随散射方向的 变化。气泡群的体散射函数 $\beta_{bub}(\theta)$ 定义为<sup>[8]</sup>:

$$\boldsymbol{\beta}_{\text{bub}}(\boldsymbol{\theta}) = \int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} Q_{\boldsymbol{\beta}}(\boldsymbol{\theta}, r) \, \pi r^2 n(r) \, dr \qquad (11)$$

式中,  $[r_{\min}, r_{\max}]$  为气泡群的尺寸范围;  $Q_{\beta}(\theta, r)$  是 尺寸为r 的气泡在 $\theta$  方向上的散射效率因子, 可使 用 Mie 散射理论计算; n(r) 为气泡的尺寸分布, 如 下式:

$$n(r) = N_0 p(r) \tag{12}$$

式中, $N_0$ 为单位体积水中的总气泡数密度,单位为 $m^{-3}$ 。对于本文研究的微气泡而言,其取值可达 $10^6 \sim 10^8$ 数量级<sup>[16]</sup>。

2.2.3 气泡群的散射相函数

散射相函数可表示为体散射函数与散射系数之 比,即归一化的体散射函数<sup>[8]</sup>。气泡群的散射相函 数如下式:

$$\overline{\beta}_{\text{bub}}(\theta,\lambda) = \frac{\beta_{\text{bub}}(\theta)}{b_{\text{bub}}(\lambda)}$$
(13)

其中,  $b_{\text{bub}}(\lambda)$  为气泡群的散射系数,计算如下<sup>[22]</sup>:

$$b_{\rm bub}(\lambda) = 2\pi \int_0^{2\pi} \beta_{\rm bub}(\theta) \sin\theta d\theta \qquad (14)$$

通过式(13)、(14)可看出,气泡群的散射相 函数的分布与气泡群密度大小无关,气泡群密度 仅决定气泡群的尺寸分布。利用 Junge 谱对气泡 尺寸抽样,图 3 绘制了尺寸范围为 10~300 μm, 密度为1×10<sup>7</sup>m<sup>-3</sup>的气泡群的散射相函数。从 图 3 可看出,气泡群的散射相函数分布与单气 泡相似,同样存在前向散射远大于后向散射和 在临界角处存在突变的特点,但多个数值的叠 加使得气泡群的散射相函数曲线较单气泡更为 平滑。



#### 3 基于蒙特卡洛方法的 UWOC 复合信道模型

现有的信道仿真模型大多仅考虑粒子的吸收与 散射,为了综合考虑水体中粒子及微气泡对 UWOC 系统信号特性的影响,将粒子的吸收散射和气泡散 射对光信号的影响纳入同一个蒙特卡洛框架,对海 水信道进行建模。图4 为本文所建立的复合信道模 型,发射端 Tx plane 为具有一定的数量、位置和初始 方向的光子集合,Rx plane 为接收端,接收端可以设 置一定的位置、形状和接收角等。光子在传输过程 中会受到信道中海水以及各种粒子和气泡的吸收与 散射,从而造成能量的损耗或路径偏离。UWOC 复 合信道模型就是通过追踪光子从发射端到接收端的 散射路径以及能量损耗情况,进而模拟光子在复合 信道中的传输过程。



3.1 复合信道光学特性参数分析

3.1.1 复合信道的吸收与散射

根据海水的固有光学特性(IOPs)模型<sup>[22]</sup>,复合 信道的吸收系数 *a*(λ)可建模为各成分吸收系数之

$$a(\lambda) = a_{\rm W}(\lambda) + a_{\rm phy}(\lambda) + a_{\rm NAP}(\lambda) + a_{\rm CDOM}(\lambda)$$
(15)

式中, $\lambda$ 为光波长, $a_W(\lambda)$ , $a_{phy}(\lambda)$ , $a_{NAP}(\lambda)$ 和  $a_{CDOM}(\lambda)$ 分别为纯水、浮游植物、非藻类颗粒以及 有色溶解有机物的吸收系数。由于气泡对光的吸收 作用极弱,因此不考虑气泡引起的吸收效应对光信 号特性的影响。

复合信道的散射系数可表示为式(16)<sup>[22]</sup>:

 $b(\lambda) = b_{sus}(\lambda) + b_{phy}(\lambda) + b_{det}(\lambda) + b_{bub}(\lambda)$ (16)

式中, $b_{sus}(\lambda)$ , $b_{phy}(\lambda)$ , $b_{det}(\lambda)$ , $b_{bub}(\lambda)$ 分别表示 悬浮颗粒、浮游植物、碎屑以及气泡的散射系数。

结合以上分析,复合信道的衰减系数可表示为 下式:

$$c(\lambda) = a(\lambda) + b(\lambda)$$
  
=  $a_{W}(\lambda) + a_{phy}(\lambda) + a_{NAP}(\lambda) + a_{CDOM}(\lambda) + b_{sus}(\lambda) + b_{phy}(\lambda) + b_{det}(\lambda) + b_{bub}(\lambda)$   
(17)

由于各成分对总吸收散射的贡献难以分别计 算,本文使用表2数据<sup>[23]</sup>来量化除气泡外其他成分 所作的贡献。当入射光波长为532 nm 时,三种典型 海水水质(清澈海水、近岸海水和浑浊海水)的吸收 系数和散射系数如表2 所示,气泡群的散射系数由 式(14)计算。

根据式(17),表3给出了三种海水水质下存在 不同密度气泡群的复合信道的衰减系数。

表 2 三种海水水质的吸收和散射系数[23]

Tab. 2 Absorption and scattering coefficients

for three water types<sup>[23]</sup>

Water Type	$a(\lambda)/\mathrm{m}^{-1}$	$b(\lambda)/m^{-1}$	$c(\lambda)/m^{-1}$
Clear ocean	0.114	0.037	0. 151
Coastal ocean	0. 179	0. 220	0. 399
Turbid harbor	0. 366	1. 829	2. 195

3.1.2 复合信道的体散射函数与散射相函数

结合 3.1.1 中的分析,复合信道的体散射函数 可表示为各成分体散射函数之和,如下式所示:

$$\begin{split} \beta(\theta,\lambda) &= \beta_{sus}(\theta,\lambda) + \beta_{phy}(\theta,\lambda) + \beta_{det}(\theta,\lambda) + \\ \beta_{bub}(\theta,\lambda) &= \beta_{other}(\lambda) + \beta_{bub}(\theta,\lambda) \quad (18) \\ & \text{通过式}(13), \text{式}(18) 可转化为: \end{split}$$

表3 三种海水水质下包含不同密度气泡群的复合信道的衰减系数

Tab. 3 Attenuation coefficient of composite channels containing bubble groups of different

densities under three seawater qualities

Bubble density	The attenuation coefficient	The attenuation coefficient of the composite channel $b/(m^{-1})$		
$N_0 / (m^{-3})$	of the bubble group $b_{\rm bub}/($ m $^{-1})$	Clear ocean	Coastal ocean	Turbid harbor
$4.5 \times 10^{7}$	0. 056	0. 207	0. 455	2. 251
$2 \times 10^8$	0. 250	0. 401	0. 649	2. 445
$1 \times 10^{9}$	1. 256	1.407	1.655	3. 451

$$\overline{\beta}(\theta,\lambda) = \frac{b_{\text{bub}}(\lambda) \cdot \beta_{\text{bub}}(\theta,\lambda) + b_{\text{other}}(\lambda) \cdot \beta_{\text{other}}(\theta,\lambda)}{b(\lambda)}$$

(19)

式中, $\beta(\theta,\lambda)$ 为复合信道的散射相函数, $\beta_{bub}(\theta,\lambda)$ 和 $\beta_{other}(\theta,\lambda)$ 分别表示气泡和其他成分的散射 相函数; $b(\lambda)$ 为复合信道的散射系数, $b_{bub}(\lambda)$ 和 $b_{other}(\lambda)$ 分别表示气泡和其他各成分的散射系数。

气泡群的散射相函数已在 2.2 节中给出,除气 泡外其他成分的散射相函数 $\bar{\beta}_{other}(\theta, \lambda)$ 使用 HG 散 射相函数代替。其公式如下<sup>[16]</sup>:

$$P_{\rm HG}(\theta,g) = \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g\cos\theta)^{3/2}}$$
(20)

式中, g 为非对称因子, 即散射角余弦的平均值  $\cos\theta$ ,不同环境海水 g 的取值不同。g 越接近 – 1,后 向散射概率高于前向散射; g 越接近于 0,介质的散 射越接近各向同性; 而 g 越接近 1,介质的前向散射 越强, 仿真时 g 取 0.924。

图 5 为气泡密度为 2 × 10<sup>8</sup> m<sup>-3</sup> 时, 三种海水水 质下包含气泡群的复合信道的散射相函数。结果表 明,水体衰减系数的增加会导致复合信道散射相函



channel under three seawater quality at  $N_0 = 2 \times 10^8 \,\mathrm{m}^{-3}$ 

数在临界角处的突变程度降低,这是由于水体中粒 子成分含量增加导致气泡对总散射的贡献占比降低,此外也说明水体越浑浊,气泡散射对光信号在水 中传输的相对影响较小。

3.2 基于蒙特卡洛法的 UWOC 复合信道建模

蒙特卡洛方法<sup>[24]</sup>广泛应用于光束传输特性的 仿真研究,可模拟并计算大量光子在水下信道传输 的过程。蒙特卡洛法建模所需参数已在前文中进行 了理论分析与计算,为了进一步阐明文中包含气泡 群的复合海洋信道的建模过程,对关键步骤给出如 下说明:

#### A. 确定光子的初始状态

由于波长为450~530 μm 的蓝绿激光在水下的 衰减最小,可作为窗口波段应用于水下通信,因此仿 真时采用波长为532 nm 的高斯光源。光子的初始位 置由光束的初始半径 r<sub>0</sub> 和初始径向角 φ<sub>0</sub> 表示<sup>[24]</sup>:

$$\begin{cases} x_0 = r_0 \cos \phi_0 \\ y_0 = r_0 \sin \phi_0 \\ z_0 = 0 \end{cases}$$
(21)

式中,  $\phi_0 = 2 \pi \varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_1$ 为(0,1) 之间的随机数。

光子的初始散射角为:

$$\theta_0 = \frac{2\lambda \sqrt{-\ln(1-\varepsilon_1)}}{\pi w_0}$$
(22)

式中, $w_0$ 为光束的束腰半径,本文选取 $w_0 = 0.075$  rad。

光子的初始方向矢量为<sup>[24]</sup>:

$$\begin{cases}
\mu_{x0} = \sin \theta_0 \cos \phi_0 \\
\mu_{y0} = \sin \theta_0 \sin \phi_0 \\
\mu_{x0} = \cos \theta_0
\end{cases}$$
(23)

B. 计算光子步长

光子在两次散射之间的步长通过累计概率分布 计算。由于光子在水体中运动时会受到水体及水体 中各种成分的衰减作用,因此光子在海洋信道中两 次散射之间的实际步长为<sup>[24]</sup>:

$$s = \frac{-\ln(\varepsilon_2)}{c(\lambda)}$$
(24)

式中, $\varepsilon_2$ 为(0,1)之间的随机数; $c(\lambda)$ 为包含气泡 群散射的复合信道的衰减系数。

C. 确定光子运动方向

光子发生碰撞后的方向由散射角 $\theta$ 和方位角 $\phi$ 决定,其方向矢量如式(25)<sup>[24]</sup>所示:

$$\begin{cases} \mu_x = \sin \theta \cos \phi \\ \mu_y = \sin \theta \sin \phi \\ \mu_z = \cos \theta \end{cases}$$
(25)

方位角 $\phi$ 为[0,2 $\pi$ ]范围内的随机值,散射角 $\theta$ 由散射相函数抽样获得。由于复合信道的散射相函 数形式复杂,无法用数学公式表达,不能直接用于对 散射角抽样,因此本文使用拒绝抽样法<sup>[25]</sup>,利用 HG 散射相函数作为辅助对散射角 $\theta$ 抽样,抽样结果如 图 6 中 Sample data 所示。抽样点大多集中在前向 角度,在后向角度处分布较少,与光子散射强度的分 布趋势相符。





结合光子的方向余弦和步长函数,可确定光子 每次散射后的坐标<sup>[24]</sup>:

$$\begin{cases} x' = x + \mu_x \cdot s \\ x' = y + \mu_y \cdot s \\ z' = z + \mu_z \cdot s \end{cases}$$
(26)

D. 光子的单次散射率

光子在复合信道中经过碰撞后,一部分能量被 吸收,另一部分能量散射后继续传输。为了量化碰 撞后光子的能量,定义ω。为介质的单次散射率,即 散射部分的能量与总衰减能量的比值,如下式所示:

$$\omega_{0} = \frac{b(\lambda)}{c(\lambda)} = \frac{b_{\text{bub}}(\lambda) + b_{\text{other}}(\lambda)}{a(\lambda) + b_{\text{bub}}(\lambda) + b_{\text{other}}(\lambda)}$$
(27)

根据式(27),在表4中给出了三种海水水质下 不同密度气泡群的复合信道的单次散射率。

表4 三种海水水质下不同密度气泡群的

复合信道的单次散射率

Tab. 4 Albedo of composite channels with bubble groups of different densities in three typical waters

Bubble	Albedo $\omega_0$			
density $N_0/{\rm m}^{-3}$	Clear ocean	Coastal ocean	Turbid harbor	
4. 5 × $10^7$	0. 449	0. 607	0. 837	
$2 \times 10^8$	0. 716	0. 724	0.850	
$1 \times 10^{9}$	0. 919	0. 892	0. 894	

## 4 仿真结果与分析

4.1 接收端光斑弥散情况及空间能量分布

图 7 为波长为 532 nm,光子数为 10<sup>6</sup>,链路距离为 5 m时三类海水中不同气泡密度下的接收端光斑,其中 (a)、(b)、(c)为清澈海水,(d)、(e)、(f)为近岸海水, (g)、(h)、(i)为浑浊港口。

由图7可看出,气泡密度的增加和水体衰减系 数的增加均会导致光斑的弥散程度增强,光斑的中 心能量降低。由于气泡和粒子数目的增多导致光子 在信道中发生的散射事件增加、碰撞次数增多、吸收 效应增强。光子经历散射后,新的传播方向由散射 相函数和随机方位角决定,因此导致光斑发生弥散。 并且,由于每次发射的总光子数固定,所以落在外围 和未能到达接收面的光子越多,中心能量就越低。 从图 7(a),(b),(d),(e),(g),(h)可看出,当气泡 密度较小,即 N<sub>0</sub> = 4.5×10<sup>7</sup>m<sup>-3</sup>或 2×10<sup>8</sup>m<sup>-3</sup>时,三 种水质下接收面处的光斑弥散现象均较弱,光斑半 径约为6~10 cm,但中心能量显著降低,最低可降 至最大值的6%;当气泡密度足够大,如图7(c), (f),(i)所示,光斑会产生严重的弥散,接收面处接 收到的光子数量大幅减少,位置分布也更加分散,光 斑中心能量最低可降至最大值的 0.5 %。

4.2 脉冲展宽

图 8 为波长为 532 nm,光子数为 10<sup>6</sup>,气泡密度 为 2 × 10<sup>8</sup> m<sup>-3</sup>,链路距离为 10 ~ 40 m 时近岸海水中 接收端的信道脉冲响应曲线。



图7 链接距离为5m, 气泡密度为4.5×10<sup>7</sup>、2×10<sup>8</sup>、1×10<sup>9</sup>m<sup>-3</sup>, 三种海水水质条件下的接收光斑

Fig. 7 The light spots at the receiving end of three typical waters when the link distance is 5m and the bubble density is  $4.5 \times 10^7$ ,  $2 \times 10^8$  and  $1 \times 10^9$ m<sup>-3</sup>





Fig. 8 Channel impulse response and time domain expansion of coastal ocean

从图 8(a)可看出,随着链路距离的增加,接收 端在第一次接收到光子的时间增加,当海水信道为 10 m 时,光子第一次接收到光子的时间约为 44 ns, 当海水信道为 40 m 时,接收端第一次接收到光子 的时间约为180 ns。此外,在同一链路距离下,有气 泡群存在时的脉冲响应毛刺明显增多且拖尾增长, 更容易发生码间串扰。从图8(b)可看出,在气泡群 密度一致的情况下,脉冲响应的展宽随着链路距离 的增长而增大,更易发生信号失真。这是由于链路 距离的增长使得光子被气泡散射的次数增加,进而 导致光子的传输路径增长,因此接收端接收到光子 的时间不断波动并产生了不同程度的延迟。

4.3 归一化接收功率

图 9 为波长为 532 nm,光子数为 10<sup>6</sup>,链路距离 为 2 ~ 10 m 时三类水质中不同气泡密度下的归一化 接收功率曲线。

由图9可看出,链路距离越长、水质越差、气泡 密度越高,归一化接收功率衰减越大,最多可降至初 始值的0.004%,意味着接收端几乎无法接收到光 信号。这是由于链路距离越长、水质越差、气泡密度 越高,水体中的粒子及气泡含量越多,使得光子被吸 收的能量增多且更容易被散射,能够到达接收端的 光子越少,且剩余能量越低。具体来说,从图9(a) ~(c)可以看出:对于清澈海水和近岸海水,气泡密







度增加带来的功率损耗较为明显。这是由于这两种 水质中其他粒子含量相对较少,因此微气泡群的散 射效应对功率衰减的影响相对较高。而对于浑浊港 口水域而言,其他粒子的吸收与散射已经占据了主 导地位,微气泡群造成的功率损耗不再明显,这一趋 势也与图5中相同气泡密度、不同水质下复合信道 的散射相函数的变化趋势相符。

# 5 结 论

本文主要研究了海水中微气泡散射对水下无线 光通信系统性能的影响,提出了一种耦合微气泡群 散射和粒子吸收散射的复合信道模型。利用本模型 仿真分析了不同气泡密度、不同链路距离、不同水质 等参数条件下,水下无线光通信系统的接收端光斑 和能量空间分布、脉冲展宽以及归一化接收功率。 结果表明:对于接收端光斑,气泡群密度越大,其中 心能量越低,光斑弥散现象越强烈;影响脉冲展宽的 主要因素是链路距离,随着链路距离的增长,接收端 接收到光子的时间会显著延长,脉冲展宽加剧,气泡 群的存在也会导致光子到达接收端的时间产生剧烈 波动;对于归一化接收功率而言,链路距离越远、气 泡群越大,功率损耗越多。同时,随着水质的恶化, 其他粒子含量提高,气泡群对接收功率的影响不再 显著。

# 参考文献:

munication [ J ]. IEEE Access, 2016, 4:1518 - 1547.

[2] Ji Xiuyang, Yin Hongxi, Jing Lianyou, et al. Performance analysis of underwater wireless optical communication system with strong turbulence channels based on strong fluctuation theory[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(18):9 – 16. (in Chinese)
季秀阳,殷洪玺,景连友,等. 基于强波动理论的强湍

流信道水下无线光通信系统性能分析[J].光学学报, 2022,42(18):9-16.

- [3] Kumar S, Prince S, Venkata Aravind J, et al. Analysis on the effect of salinity in underwater wireless optical communication [J]. Marine Georesources & Geotechnology, 2020,38(3):291-301.
- [4] Yang Wei, Liu Yan, Wang Yilong, et al. GMSK wireless optical communication system[J]. Infrared and Laser Engineering, 2022, 51(6):410-420. (in Chinese) 杨祎, 刘妍, 王艺龙, 等. 水下复合信道对 GMSK 无线光通信系统性能的影响[J]. 红外与激光工程, 2022, 51(6):410-420.
- [5] Liu Xuchao, Li Huagui, SUN Shilun, et al. Bit error analysis and optimization of optical quantum communication system under turbulent channel [J]. Acta Optica Sinica, 2022,42(3):246-251. (in Chinese) 刘旭超,李华贵,孙时伦,等. 湍流信道下光量子通信系统误码分析及优化[J]. 光学学报,2022,42(3):246-251.
- [6] Fu Yuqing, Duan Qi, Zhou Lin. Performance of underwater wireless optical communication systemin Gamma Gamma strong oceanic turbulence with pointing error[J]. Infrared and Laser Engineering, 2020, 49(2):110 – 117. (in Chinese)

傅玉青,段琦,周林. Gamma Gamma 强海洋湍流和瞄准 误差下水下无线光通信系统的性能研究[J]. 红外与 激光工程,2020,49(2):110-117.

- [7] Song Qiang, Sun Xiaobing, Liu Xiao, et al. Exploring target imaging in underwater bubble group environment based on polarization information [J]. Acta Physica Sinica, 2021, 70(14):210-225. (in Chinese) 宋强,孙晓兵,刘晓,等. 基于偏振信息探究水下环境 气泡群对目标成像的影响[J].物理学报, 2021, 70 (14):210-225.
- [8] Arnott W P, Marston P L. Optical glory of small freely rising gas bubbles in water: observed and computed crosspolarized backscattering patterns [J]. JOSA A, 1988, 5 (4):496-506.
- [9] Zhang X, Lewis M, Lee M, et al. The volume scattering

function of natural bubble populations [J]. Limnology and Oceanography, 2002, 47(5):1273 – 1282.

- [10] Lee M E, Lewis M R. A new method for the measurement of the optical volume scattering function in the upper ocean[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 2003, 20(4):563-571.
- [11] Jamali M V, Mirani A, Parsay A, et al. Statistical studies of fading in underwater wireless optical channels in the presence of air bubble, temperature, and salinity random variations [J]. IEEE Transactions on Communications, 2018,66(10):4706-4723.
- [12] Zedini E, Oubei H M, Kammoun A, et al. A new simple model for underwater wireless optical channels in the presence of air bubbles [C]//GLOBECOM 2017 2017 IEEE Global Communications Conference. Piscataway, NJ, IEEE, 2017:1-6.
- [13] Oubei H M, Elafandy R T, Park K H, et al. Performance evaluation of underwater wireless optical communications links in the presence of different air bubble populations
   [J]. IEEE Photonics Journal, 2017,9(2):1-9.
- [14] Hin M, Park K H, Alouini M S. Statistical modeling of the impact of underwater bubbles on an optical wireless channel[J]. IEEE Open Journal of the Communications Society, 2020, 1:808 - 818.
- [15] Xu Yan. Analysis of the characteristics and potential sources of aerosol physical optics in Beijing[D]. Jilin: Jilin University, 2021:42-43. (in Chinese)
  徐言.北京市气溶胶物理光学特征及潜在来源分析
  [D].吉林:吉林大学, 2021:42-43.
- [16] Liu Shanshan, Li Yueheng, Huang Pign, et al. Influence of scattering phase function on detection performanceof underwater wireless optical communication system[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(21):344 – 355. (in Chinese)

刘陕陕,李岳衡,黄平,等.散射相函数对水下无线光 通信系统检测性能的影响[J].激光与光电子学进展, 2021,58(21):344-355.

- [17] G Chua, M Chitre, G B Deane. Long-lived bubbles and their impact on underwater acoustic communication [J].
   IEEE Journal of Oceanic Engineering, 2021, 46 (3): 1008 - 1023.
- [18] Mishchenko M I, Yang P. Far-field Lorenz-Mie scattering in an absorbing host medium: theoretical formalism and FORTRAN program[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2018, 205:241-252.

- [19] Zhang Xiuzai, Zhou Lijuan, Zhai Mengsi, et al. Influence of marine non-pigment agglomerated particles on performance of underwater quantum communication[J]. Acta Optics Sinica, 2023, 43(12):8 16. (in Chinese) 张秀再,周丽娟,翟梦思,等. 海洋非色素团聚颗粒对水下量子通信性能的影响[J]. 光学学报, 2023, 43 (12):8-16.
- [20] Sun Chunsheng. Investigation into the forward light scattered by ship wakes and its detecting techology [D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2008:16-17. (in Chinese)
  孙春生. 舰船气泡尾流的前向光散射特性及探测技术研究[D]. 长沙:国防科技大学,2008:16-17.
- [21] Wu J. Bubble flux and marine aerosol spectra under various wind velocities [J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 1992,97(C2):2327-2333.

- [22] Morel A, Gentili B, Chami M, et al. Bio-optical properties of high chlorophyll case 1 waters and of yellow-substancedominated case 2 waters [J]. Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers, 2006, 53 (9): 1439 – 1459.
- [23] Zhu S, Chen X, Liu X, et al. Recent progress in and perspectives of underwater wireless optical communication
   [J]. Progress in Quantum Electronics, 2020, 73:100274.
- [24] Wu Qiong, Wang Bo, Wang Tao, et al. Analysis of underwater Monte Carl wireless optical transmission characteristics based on monte carlo method[J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(4):30-39. (in Chinese)
  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):30-39.
- [25] Robert C, Casella G. Monte carlo statistical methods [M]. New York: Springer Science & Business Media, 2013.