

水下无线光通信接收光功率的计算研究

魏巍 张晓晖 饶炯辉 吴广成

(海军工程大学兵器工程系, 湖北 武汉 430033)

摘要 在水下无线光通信中,以往计算接收光功率的方法大多没有考虑水体散射对光束发散角和光功率分布的影响。采用汉克尔变换的光束传输函数研究了在水下三维空间的光功率分布,在此分布基础上考虑接收机尺寸、空间位置、接收平面角度等因素产生的几何损耗,求得接收光功率,并进行了实验,结果表明本方法比以往方法更接近实验数据。

关键词 光通信;光功率;汉克尔变换;水下;空间分布

中图分类号 TN929.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201138.0905002

Study on Computing the Receiving Optical Power in Underwater Optical Wireless Communication

Wei Wei Zhang Xiaohui Rao Jionghui Wu Guangcheng

(Department of Weaponry Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan, Hubei 430033, China)

Abstract In underwater optical wireless communication (OWC), the impacts of water scattering on divergence angle and distribution of optical power are usually out of consideration in previous studies of receiving optical power. A three-dimensional distributing model for optical power is studied using the Hankel transform of the beam spread function (BSF). Considering the geometrical wastage induced by receiver size, spatial position and receiving angle, the receiving optical power is obtained based on the distribution. Experimentation is implemented, which verifies that the method shows a better agreement with experimental data than previous methods.

Key words optical communications; optical power; Hankel transform; underwater; spatial distribution

OCIS codes 010.4450; 060.4510; 290.0290

1 引言

与传统的水下声通信相比,水下无线光通信的通信带宽更大^[1]。计算接收光功率是水下无线光通信系统进行光功率预算的前提,是分析通信距离、信噪比、误码率等指标的基础^[2]。但以往研究^[3~6]大多基于光束传输的指数衰减模型,在此模型上对接收光功率的计算以下述两种假设之一或同时满足两项假设为基础:1)光束在水中传输时的发散角是不变的,即不考虑水体散射对光束的空间扩展;2)接收平面的光功率分布是均匀的。当水质较清澈并且传输距离较短时,水体对光的散射作用不明显,光束以

非散射光为主,基本按照发射时的发散角传输,这时第一项假设成立;但此时接收平面的光功率分布并不一定是均匀的,其主要由发射光源光功率分布决定,如果发射光源本身光功率是非均匀分布的,如高斯光源或朗伯光源,则第二项假设不成立。但是,当水质较浑浊并且传输距离较长时,光的传输以散射光为主,这时可以将接收平面的光功率分布近似视为均匀的,第二项假设成立,但是由于水体对光的散射作用非常明显,光束的发散角比光源发射时的发散角大一些,这时第一项假设不成立。可见假设一和假设二的成立条件在某种程度上相互对立,在此

收稿日期: 2011-03-31; **收到修改稿日期**: 2011-05-10

基金项目: 军队“十一五”预研项目和海军工程大学基金资助课题。

作者简介: 魏巍(1983—),男,博士研究生,主要从事光纤通信、无线光通信等方面的研究。

E-mail: haijungong@qq.com

导师简介: 张晓晖(1965—),女,教授,博士生导师,主要从事激光技术、红外技术等方面的研究。

E-mail: zhangxiaohui@vip.sina.com

基础上对接收光功率的分析自然不够准确或者合理。本文将考虑水体吸收和散射对光束传输的空间影响,给出一种无需满足上述两项假设的接收光功率计算方法,相对于以往的计算方法,该方法能够提供更加精确的接收光功率。

本文先给出以往的研究方法,接着研究光在水下三维空间的光功率分布模型,并考虑接收机尺寸、空间位置、接收平面角度等因素产生的几何损耗,计算出接收光功率,最后进行水池实验进行比较分析。引入下列近似:1)不考虑水体散射引起光脉冲的时间域的展宽,因为在通信距离不长时,这种时域展宽的量非常小^[7,8];2)忽略天气条件、季节和一日时间因素对通信系统和水质条件的影响;3)假设水体是各向同性的均匀介质;4)所有水质参数都是对单色光而言。

2 理论计算

2.1 传统方法

以往对水下无线光通信的功率预算方法都直接借用大气无线光通信中指数衰减模型,不考虑水体对接收功率的空间影响,并把几何因素造成的损耗简单地用有效接收面积和光斑面积的比值来表示(见图 1),这类方法计算的接收光功率为

$$P_{r_exponential} = P_s \exp(-cz_r) \times \left[\frac{(d/2)^2}{(z_r \tan \alpha + w)^2} \right] \eta_s \eta_r \Omega_r \cos \phi, \quad (1)$$

式中 P_s 为平均发射光功率, c 为衰减系数,该模型中 $c = a + b^{[6]}$, a 和 b 分别是水体的吸收系数和散射系数, z_r 为发射光源到接收平面的距离, $\exp(-cz_r)$ 为水体对光的衰减。 Ω_r 为接收视场角,接收透镜平面和光斑平面夹角为 ϕ ,发射损耗和接收损耗分别为 η_s 、 η_r 。 d 为接收机直径, α 为发射机的发散半角, w 为发射机的近场光斑直径, $z_r \tan \alpha + w$ 就是接收平面的光斑半径,这类方法认为该光斑内的光功率分布是均匀的,光斑外的光功率为 0,因此如果接收机落在光斑外,则接收光功率为 0。

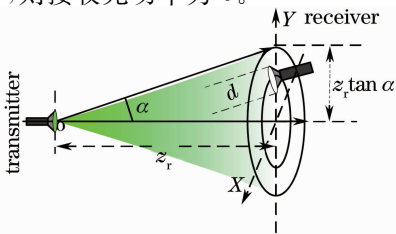


图 1 指数衰减模型的几何示意图

Fig. 1 Geometrical structure of exponential attenuation model

2.2 光源在水下三维空间的功率分布

研究水体对接收光功率的空间影响就要先研究光在水下三维空间的功率分布,即光源在自由空间中的光功率分布经过水体的吸收和散射作用后的分布,该领域通常用 Monte Carlo 仿真^[9]和求解光的辐射传输方程的方法来研究。Monte Carlo 仿真能获得较精确的结果,但它高度依赖于各种参数的选择,而且仿真的光子数量通常以数亿计,计算量巨大,对一种实验场景的仿真需要消耗大量运算能力和时间,无法应对复杂多变的实际水下环境。而辐射传输方程能够提供精确的解,如文献^[10]利用光波在平板介质中辐射传输的理论分析了光在水下传输的空间特性,但对方程的数值化计算同样非常复杂,因此大部分的研究集中在如何简化方程的解,即光束传输函数(BSF)。Turchin 等^[11]采用连续近似法求解光在水中的辐射传输方程,但该方法要求前向散射角 θ 满足 $1 \gg \langle \theta^2 \rangle \gg \langle \theta^4 \rangle \dots$ 连续近似假设; Van de Hulst 等^[12,13]采用二维 Fourier-Laplace 变换的方法求得了光在随机散射介质中的空间扩散方程,他们的分析方法要求满足小角度弥散射近似,即要求散射角很小,同时散射长度较大。Wells^[14]在研究水下光成像时对水下环境作圆对称假设,通过把二维 Fourier-Laplace 变换转化成汉克尔变换,将水中光功率的空间分布通过汉克尔变换转换到空间的频域来研究 BSF。同时随着近几年快速汉克尔变换(FHT)算法的迅速发展^[15],利用汉克尔变换对 BSF 进行简化可以较方便地研究水体散射对接收平面光功率的影响,且无需满足小角度近似,对散射长度也没有限制。

设变量 r 是距离为 z_r 的接收平面上任意一点到传输光轴的径向距离(见图 2),从严格意义上来讲,接收平面的光斑半径是无限大的,所以 $0 \leq r \leq +\infty$, S 是 r 对应的空间域频率。假设一定距离内的水体是各向同性的均匀介质,这样利用光束的圆对称性,可将某光源的自由空间光功率分布表示为 $f_0(r, z_r)$,其汉克尔变换为 $F_0(S, z_r)$,二者满足关系

$$F_0(S, z_r) = 2\pi \int_0^{\infty} f_0(r, z_r) J_0(2\pi r S) r dr, \quad (2)$$

$$f_0(r, z_r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} F_0(S, z_r) J_0(2\pi r S) S dS. \quad (3)$$

Wells^[14]将光源和接收平面之间的水体视为多层无穷薄的平行板散射介质,得到水体的 BSF

$$F(S, z_r) = \exp\left\{-\int_0^{z_r} \{c - bP[S(z_r - z)]\} dz\right\}, \quad (4)$$

$$P(S) = \int_0^\pi p(\theta) J_0(\theta S) 2\pi\theta d\theta, \quad (5)$$

式中 $P(S)$ 是水体散射相函数 (SPF) $p(\theta)$ 的汉克尔变换形式, $J_0(\theta S)$ 是第一类贝塞尔函数。可见 Wells 的 BSF 和水体固有的光学属性 $c, b, p(\theta)$ 有关。和其他几种 SPF 相比, 高斯型 SPF 被广泛用于描述水体的前向小角度峰值散射特性^[16,17]

$$p(\theta) = (A\pi\theta_0^2)^{-1} \exp(-\theta^2/\theta_0^2), \quad (6)$$

式中 $A = 2\pi \int_0^\pi (\pi\theta_0^2)^{-1} \exp(-\theta^2/\theta_0^2) \sin\theta d\theta$ 是归一化因子, θ_0 是特征散射角, 由 Petzold^[18] 实验测得。由 (5) 式可得

$$P(S) = \frac{2}{A} \exp\left[-\left(\frac{1}{2}\theta_0 S\right)^2\right], \quad (7)$$

将 (7) 式代入 (4) 式可得

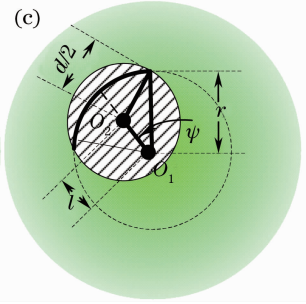
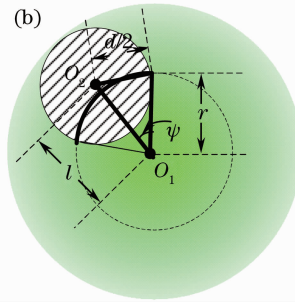
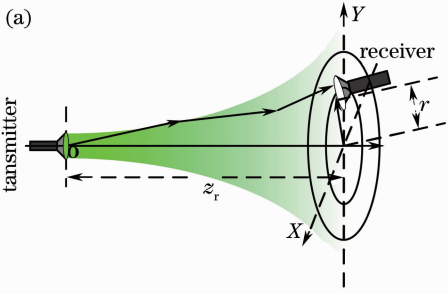


图 2 水下接收平面的几何解析图

Fig. 2 Geometrical system of receiver plane underwater

接收机的接收透镜 O_2 [图 2(b) 和 (c) 中的斜纹圆] 是直径为 d 的圆面, 接收透镜中心和光斑中心的距离为 l 。由于接收光功率是圆对称分布的, 接收透镜 O_2 和半径为 r 的光斑圆 O_1 的相交弧 [图 2(b) 和 (c) 中的粗线圆弧] 上的光功率分布密度相同, 该相交弧对应的圆周半角 ψ 可分别对图 2(b) 和 (c) 中的粗线三角形用余弦定理计算求得

$$\psi = \arccos[l^2 + r^2 - (d/2)^2]/(2lr), \quad (10)$$

则该相交弧上的光功率占整个半径为 r 的光斑圆 O_1 的光功率比值为 ψ/π 。而半径为 r 的光斑圆 O_1 上的光功率占整个接收光平面光功率的比值就是接收光平面光功率分布函数 $f(r, z_r)$, 因此相交弧上的光功率占整个接收光平面光功率的比值就是 $\frac{\psi}{\pi} f(r, z_r)$ 。由积分的原理知接收透镜 O_2 的有效光敏面由无数个这样的相交弧组成, 其所获得的光功率就是无数这样的相交弧上的光功率之和, 所以对

$$F(S, z_r) = \exp[-(a+b)z_r] \times \exp\left[2b \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{1}{2}\theta_0 S z_r\right) \sqrt{\pi}/(A\theta_0 S)\right], \quad (8)$$

式中 $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$ 。对于初始分布为 $f_0(r, z_r)$ 的光源, 其水下光功率分布为

$$f(r, z_r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty F_0(S, z_r) F(S, z_r) J_0(Sr) S dS, \quad (9)$$

对 (9) 式利用 FHT 的方法进行数值积分可求出接收平面的光功率分布。

2.3 接收光功率

由于接收平面的光功率分布不再均匀, 且发散角也变大, 基于第一部分中提到的两项假设来求几何损耗的方法不再适用。本文利用圆弧积分的方法来求接收机能够接收到的光功率, 图 2 为光束在水中传输的几何解析图。

r 积分求得 $\int \frac{\psi}{\pi} f(r, z_r) dr$ 。由于光斑中心点在接收透镜上 [见图 2(c)] 和不在接收透镜上 [见图 2(b)] 时 r 的积分域不一样, 给出在传输距离为 z_r 的接收平面上偏离光斑中心距离为 l 的接收机的平均接收光功率为

$$P_r(l, z_r) = \begin{cases} P_s \int_{l-d/2}^{l+d/2} \frac{\psi}{\pi} \Omega_r f(r, z_r) \eta_s \eta_r \cos \varphi dr, & l > \frac{d}{2} \\ P_s \left[\int_{d/2-l}^{l+d/2} \frac{\psi}{\pi} \Omega_r f(r, z_r) \eta_s \eta_r \cos \varphi dr + \int_0^{d/2-l} \Omega_r f(r, z_r) \eta_s \eta_r \cos \varphi dr \right], & l \leq \frac{d}{2} \end{cases} \quad (11)$$

若接收透镜中心偏离光斑中心很远, 即 $d \ll l$, 则 $l \approx r$, (11) 式可化简为

$$P_r(l, z_r) \approx P_s \frac{d^2}{2\pi l} \Omega_r f(l, z_r) \eta_s \eta_r \cos \varphi, \quad (12)$$

若接收透镜中心和发射端基本对准,即 $d \gg l$, 则 $l \rightarrow 0$, 此时

$$P_r(l, z_r) \approx P_s \int_0^{d/2} \Omega_r f(r, z_r) \eta_s \eta_r dr \cos \varphi. \quad (13)$$

3 实验和分析

在室内水池(长宽深为 20 m×5 m×1.2 m)中对不同通信距离 z_r 、不同偏离光斑中心距离 l 的接收光生电压 $V(l, z_r)$ 进行了测量,测得了 $(l, z_r) = (0, 10)$ 、 $(1.2, 10)$ 、 $(1.6, 10)$ 、 $(0, 12)$ 、 $(0.5, 12)$ 、 $(1.2, 12)$ 6 组数据(见图 3)。实验中选用 Big Sky Laser 公司的 Nd:YAG 单模脉冲激光器作为光源,它的主要技术参数如下:工作波长为 532 nm,近场光斑直径 w 为 6.503 mm,光脉冲半峰全宽(FWHM)为 6.35 ns,

远场发散角 2α 为 0.787 mrad,最大重复频率 10 Hz,最大单脉冲能量 160 mJ。实验中选择激光脉冲重复频率为 5 Hz,脉冲能量为最大能量的 80%,即 128 mJ。选用滨松(Hamamatsu)S5973 PIN 管作为探测元件,主要技术参数:光敏面积 0.12 mm², $\lambda = 532$ nm 时,响应度 0.28 A·W⁻¹。设计了视场角为 $\theta_{\text{FOV}} = 5.59$ mrad(半角)、光敏面直径 $d = 0.4$ mm 的接收光学系统,透射率 30%。光学系统里采用卓立汉光 JSL-25 窄带干涉滤光片滤除其他波段的环境噪声光:中心波长 540 nm,FWHM 15 nm,峰值透射率 0.4612。 $\cos \varphi = 1$, 测得衰减系数 $c = 0.3$ m⁻¹, $b = 0.27$ m⁻¹。激光器放置在水箱中,水箱的玻璃窗口透射率为 0.4,发射损耗 η_s 以 0.8 计,接收损耗 η_r 为 30%×0.4612。测量的负载电阻为 40 kΩ。10 和 12 m 探测器完全对准时的测量值是在接收端加入了一个衰减值为 10⁻³ 的光衰减片,否

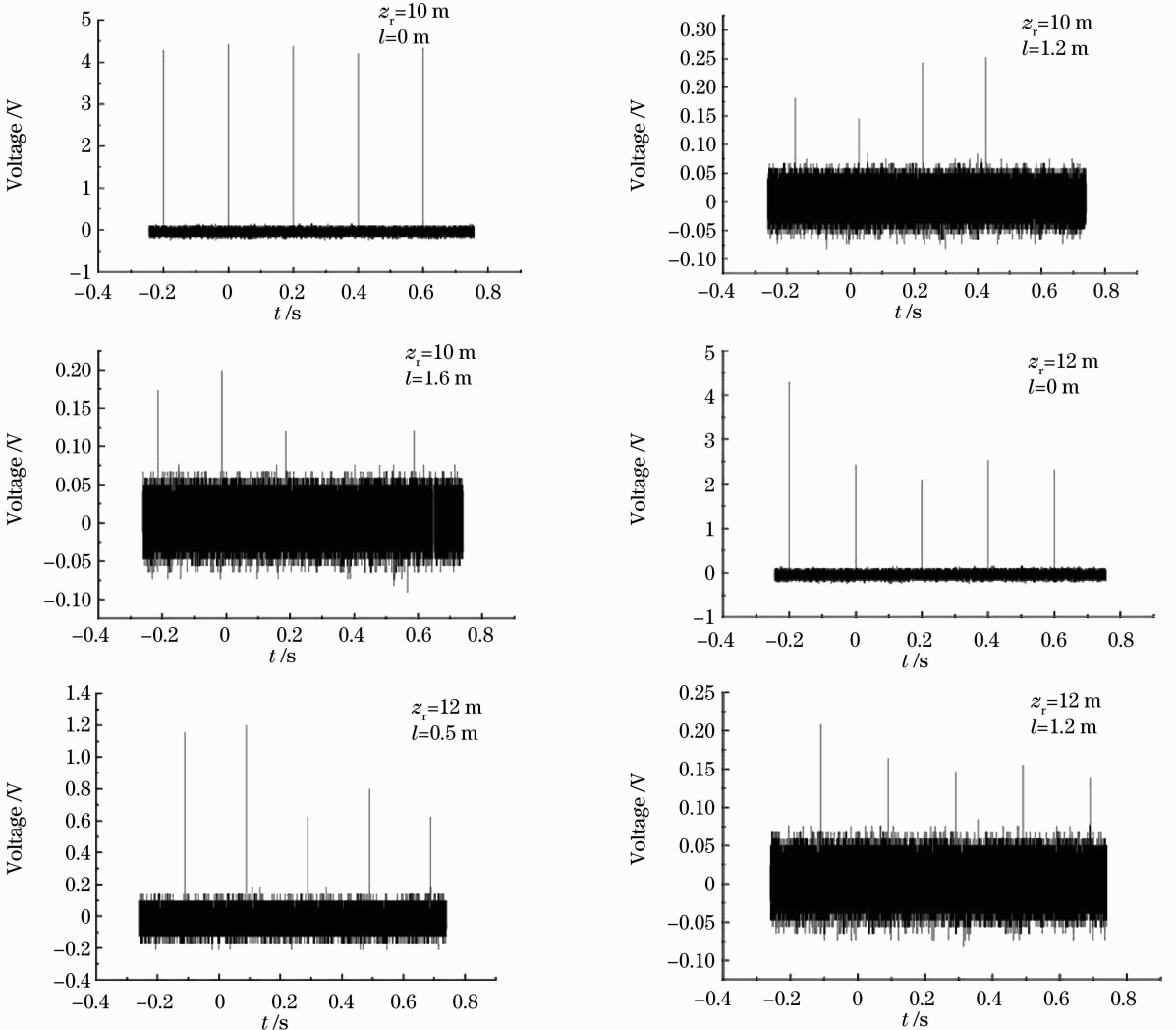


图 3 不同 (l, z_r) 处的光生电压

Fig. 3 Photoproduction voltages at different (l, z_r)

则接收器过载饱和。

对指数衰减模型和本文的方法分别进行了数值计算,并和实验结果的均值进行了比较。考虑到脉冲能量不稳定、接收机的抖动、水体的波动等因素,本文求算术均值时对实验数据进行了筛选,结果如表1所示。需要指出的是,因为示波器的扫描起始时间不相同,图3中的激光脉冲的各个横轴时间坐标并不反映真实时间。理论和实验都表明随着传输距离的增加,接收光功率变小,随着偏移量的增加,接收光功率也变小。在完全对准时,实验结果略小于本文的计算值,但远远大于指数衰减模型的计算值,可能由于指数衰减模型夸大了水体散射对光的衰减作用,这和 Jagdishlal 的实验结论相一致^[19]。在偏离距离较大时,接收机完全位于按发散角计算的光斑范围之外,因此指数衰减模型的计算值为0。池底和池壁的反射对接收光功率有影响,但影响有限,因为:1)接收光学系统的视场角非常小,对于来自池底和池壁的反射光接收得非常少。当接收机视场少许偏离光轴时,接收信号就已淹没在噪声中(实验中曾出现过这种情况,所以接收机接收平面和光轴的横截面夹角为0,被滑动支撑杆完全固定)。2)池底和池壁主要反射散射光,没有反射光功率更大的直射光。由于激光器的远场发散角很小,不论是

在距离10 m还是12 m,激光器的直射光都没有照到池底和池壁(激光器发射窗口距离池底0.5 m),而由实验数据可以知道反射光功率和散射光功率相差大约3个数量级(因为完全对准时接收的光功率以直射光为主,这时加了一个衰减片,而在偏离距离为1.2或1.5 m处,接收的光功率以散射光为主)。如果考虑散射光在反射传输过程中还要再度经历水体衰减,这种影响可能还要小。相对于指数衰减模型,本文的理论计算值更加接近实验数据。本文模型计算和实验结果表明,即使接收机位于按发散角计算的光斑范围之外,接收机仍然能从噪声中分辨出信号光,这说明水下无线光通信的对准问题不如空气中的光通信那么重要,这为非对准水下无线光通信提供了基础。还可以注意到两个现象:1)图3中所有测得的平均噪声功率基本不变,这表明通信距离和偏移量对平均噪声功率的影响不大;2)对(1.2,10)和(1.2,12)的实验数据比较发现,在偏移量都为1.2 m时,(1.2,12)处的光功率约为(1.2,10)处的0.8倍,衰减程度比指数模型小,可能因为当散射长度较大时,光的弥散射将占主要地位,而在一定距离内,弥散射一定程度上延缓了水体衰减,这在 Monte Carlo 仿真中也得到了证明^[9]。

表1 实验均值、指数衰减模型和本文方法的计算结果

Table 1 Means of experimental data, numerical values of exponential attenuation model and our method

(l, z_r)	(0,10)	(1.2,10)	(1.6,10)	(0,12)	(0.5,12)	(1.2,12)
Exponential attenuation model	1.432	0	0	0.602	0	0
Our method	4.645	0.190	0.041	2.533	0.686	0.133
Experimental data	4.43	0.205	0.145	2.10	0.886	0.166

4 结 论

给出了一种水下无线光通信中计算接收光功率的方法,并进行了水池实验。相比以往文献中大量使用的指数衰减模型,本文的方法与实验结果更为接近,而且在偏移量较大的情况下能较好地描述接收光功率。由于池底和池壁对光的反射增强了接收光功率,需要进一步实验以消除这种影响。而理论和实验结果均表明,水体散射使接收范围扩大,困扰大气光通信的对准问题在水下光通信中不是首要问题,甚至可以通过控制发射角的大小来获得动态的非对准通信范围,这将是下一步有待研究的问题。

参 考 文 献

1 He Yan, Shang Jianhua, Liu Dan *et al.*. Heterodyne laser Doppler vibrometer for underwater acousto-optic communication

[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(1): 189~192

贺岩,尚建华,刘丹等.用于水下声光通信的外差式激光多普勒振动计[J].*中国激光*,2009,**36**(1):189~192

2 Fu Xinghu, Chen Zhenyi, Guo Qiang *et al.*. Influence of vibration on optical receiving power in rectilinear mobile wireless optical communication[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(9): 2368~2373

付兴虎,陈振宜,郭强等.直线运动型无线光通信中振动对光接收功率的影响分析[J].*光学学报*,2009,**29**(9):2368~2373

3 Heather Brundage. Designing a Wireless Underwater Optical Communication System[D]. Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, 2010. 20

4 Chancey Alan. Short Range Underwater Optical Communication Links[D]. Raleigh: North Carolina State University, 2005. 30~31

5 I. Vasilescu, K. Kotay, D. Rus *et al.*. Data collection, storage, and retrieval with an underwater sensor network[C]. San Diego: Proceedings of the 3rd International Conference on Embedded Networked Sensor Systems, 2005. 154~165

6 J. W. Giles, I. N. Bankman. Underwater optical communications systems. Part 2: basic design considerations[C].

- Atlantic City; Military Communications Conference, 2005. 1700~1705
- 7 Wei Wei, Xiaohui Zhang, Jionghui Rao *et al.*. Time domain dispersion of underwater optical wireless communication [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2011, **9**(3): 030101
- 8 Zhou Yamin, Liu Qizhong, Zhang Xiaohui *et al.*. An efficient method for simulating time-domain broadening of laser pulse propagating underwater[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(1): 143~147
- 周亚民, 刘启忠, 张晓晖 等. 一种激光脉冲水下传输时域展宽模拟计算方法[J]. *中国激光*, 2009, **36**(1): 143~147
- 9 J. S. Jaffe. Monte Carlo modeling of underwater-image formation; validity of the linear and small-angle approximations [J]. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(24): 5413~5421
- 10 S. Jaruwatanadilok. Underwater wireless optical communication channel modeling and performance evaluation using vector radiative transfer theory[J]. *IEEE J. Selected Areas Commun.*, 2008, **26**(9): 1620~1627
- 11 I. V. Turchin, E. A. Sergeeva, L. S. Dolin *et al.*. Estimation of biotissue scattering properties from OCT images using a small-angle approximation of transport theory[J]. *Laser Phys.*, 2003, **13**(12): 1524~1529
- 12 H. C. Van de Hulst, G. Kattawar. Exact spread function for pulsed collimated beam in a medium with small-angle scattering [J]. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(24): 5820~5829
- 13 J. W. McLean, J. D. Freeman, R. E. Walker. Beam spread function with time dispersion[J]. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(21): 4701~4711
- 14 W. H. Wells. Loss of resolution in water as a result of multiple small-angle scattering[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1969, **59**(6): 686~691
- 15 M. G. Sicairos, J. C. Gutierrez-Vega. Computation of quasi-discrete Hankel transforms of integer order for propagating optical wave fields[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2004, **21**(1): 53~58
- 16 E. W. Eloranta. Practical model for the calculation of multiply scattered lidar returns [J]. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(12): 2464~2472
- 17 A. Zardecki, A. Deepak. Forward multiple scattering corrections as a function of detector field of view[J]. *Appl. Opt.*, 1983, **22**(19): 2970~2976
- 18 T. J. Petzold. Volume Scattering Functions for Selected Ocean Waters[M]. San Diego: Scripps Institution of Oceanography, 1972. 46
- 19 G. Y. Jagdishlal. Underwater Free Space Optics[D]. Raleigh: North Carolina State University, 2006. 41~57