

海洋弱湍流条件下光孤子脉冲通信性能

王阳^{1,2}, 张鹏^{1,2}, 李晓燕^{1,2}, 王超^{1,2}, 王大帅¹, 佟首峰^{1,2}

¹长春理工大学空间光电技术国家与地方联合工程研究中心, 吉林 长春 130022;

²长春理工大学光电工程学院, 长春 吉林 130022

摘要 为降低海洋湍流对水下光通信系统链路性能的影响, 将光孤子脉冲应用于水下通信。假定水下通信系统采用开关键控调制, 信道采用描述海洋弱湍流的 Lognormal 模型, 推导出了海洋闪烁系数的具体表达式和含形状因子和闪烁系数的通信误码率表达式, 仿真分析了不同湍流强度、海洋湍流参数下光孤子、矩形、高斯脉冲光束的通信误码率, 最后从脉冲时域角度对比研究三种脉冲光束。结果表明: 随着湍流强度的变化, 信噪比为 5 dB 时, 光孤子脉冲的误码率比高斯型和矩形脉冲的误码率低至少 3 个数量级。接收孔径和温度与盐度波动对海洋光学湍流贡献的比值是对水下通信误码率影响较灵敏的因素; 随着海洋湍流影响因素的变化, 光孤子脉冲抵抗外界环境的能力强于其他脉冲, 其误码率始终小于高斯和矩形误码率。光孤子时域展宽比高斯、矩形展宽小, 但随着距离的增加, 三种脉冲展宽趋于一致。仿真结果验证了光孤子脉冲用于水下通信的优势, 可为下一步研究提供理论参考。

关键词 光通信; 光孤子; 闪烁系数; 误码率; 脉冲展宽; 海洋湍流

中图分类号 TN929.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0506004

Optical Communication Performance of Solitonic Pulses in Weak Oceanic Turbulence

Wang Yang^{1,2}, Zhang Peng^{1,2}, Li Xiaoyan^{1,2}, Wang Chao^{1,2}, Wang Dashuai¹, Tong Shoufeng^{1,2}

¹National and Local Joint Engineering Research Center of Space Optoelectronics Technology, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China;

²School of Optoelectronic Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China

Abstract In order to reduce the influence of oceanic turbulence on link performance of underwater optical communication system, an optical soliton is used to underwater optical communication. On-off key modulation is used in the underwater communication system. We use the Lognormal channel model that describes the weak oceanic turbulence to deduce the specific expression of the oceanic scintillation and the communication bit error rate expression containing the form shape factor and scintillation, analyze and compare communication bit error rates of solitonic, rectangular, Gaussian pulses under different turbulence intensities and oceanic turbulence parameters in pulse time domain. The results show that the bit error rate of the solitonic pulses is lower than that of the Gaussian and rectangular pulses at least 3 orders of magnitude with the change of the turbulence intensity when the signal-to-noise ratio is 5 dB. The aperture diameter and the ratio of oceanic turbulences induced by temperature and salinity are sensitive factors in the underwater communication. Under different influencing factors of oceanic turbulence, the soliton pulses have better anti-interference ability and lower bit error rate than Gaussian and rectangular pulses. The broadening of the soliton pulses is smaller than that of the Gaussian and the rectangular pulses, but as the distance increases, three pulses broadening tends to be consistent. The simulation results verify the advantages of the

收稿日期: 2017-11-06; 收到修改稿日期: 2017-12-30

基金项目: 国家自然科学基金(61705019, 91438204)、吉林省青年人才托举工程项目(2017—2018)、吉林省优秀青年人才基金(20170520161JH)、吉林省自然科学基金项目(20180101338JC)

作者简介: 王阳(1993—), 女, 硕士研究生, 主要从事空间激光通信方面的研究。E-mail: 2808803613@qq.com

导师简介: 张鹏(1985—), 男, 副研究员, 博士, 主要从事空间激光通信及光纤激光器技术方面的研究。

E-mail: zhangpeng@cust.edu.cn(通信联系人)

solitonic pulse for underwater communication, and could provide the theoretical reference for further research.

Key words optical communications; optical soliton; scintillation index; bit error rate; pulse broadening; oceanic turbulence

OCIS codes 010.4455; 290.5930; 010.7060

1 引 言

随着水下激光雷达、水下光通信、水下成像和水下传感等应用的兴起,研究海洋湍流如何影响光通信性能具有重要意义^[1-2]。水下通信的方式可分为水声通信、水下激光通信和水下射频通信。由于水声通信和水下射频通信的带宽窄,几十千赫兹的带宽已远远不能满足要求^[3],而水下激光通信却可以克服水声通信的带宽窄、受环境影响大、适用于载波频率低和传输时延大等不足,具有抗干扰能力强、传输速率高、成本低和系统体积小等优点。水下激光通信作为水下通信的新宠,被广泛用于水下航行器之间、空中飞行器与水下移动平台间的通信^[4]。

激光脉冲在水下传输时,会受到水体散射、吸收及海洋湍流的影响。近年来,国内外学者对水下激光通信进行了较多研究,特别是有关海洋湍流下激光传输特性的研究^[5]。2000年,Nikishov等^[6]综合考虑海水温度及盐度波动对海洋湍流的共同影响,提出一种新的折射率起伏空间功率谱来描述海洋湍流。2010年,Hanson等^[7]分析了水下湍流对激光传输的影响,认为海水的吸收和散射使光学设备的可用范围大多数集中在100 m之内。2011、2012年美国迈阿密大学教授 Korotkova^[8-9]先后研究了激光光强、相干特性和偏振特性受海洋湍流的影响。研究表明,海洋光学湍流对激光强度的影响更显著。2014年,陆璐等^[10]首次推导出平面波与球面波在海洋湍流传输的波结构函数及空间相干函数的解析表达式,为后续研究提供了理论基础和解析方法。2015年,Baykal^[11]研究了多模激光束在海水介质中的光强起伏,并基于部分相干拉盖尔高斯(Laguerre-Gaussian)光束,研究了光强分布和偏振度通过海洋湍流的变化情况。从已有报道可知,研究多采用数值模拟方法,采用解析法的报道比较少见。2016年,Wang等^[12]研究了超短高斯脉冲在海洋弱到强湍流的脉冲展宽,推导了平面波的闪烁系数解析表达式,但未包含接收孔径因素。而在实际应用时,孔径对闪烁系数的影响不容忽视。

在水下激光通信中,激光束受海洋湍流的影响,信号波形会发生改变并产生时隙的串扰,降低信噪比,造成接收端误码率(BER)的升高^[13],为此在研

究激光传输特性的基础上有必要进一步研究激光束变化给通信性能带来的影响。目前,有关海洋湍流下激光通信性能的研究已成为研究热点之一,但尚无将光孤子脉冲应用到水下通信的研究,也无关于光孤子脉冲在海洋湍流中通信性能的研究。由于孤子在光纤和大气湍流中具有抗干扰的特性^[14],故将光孤子脉冲应用于水下通信将有利于提高光束质量和通信误码率。

本文将光孤子脉冲用于水下通信,给出基于Lognormal海洋弱湍流信道模型和平面波闪烁系数计算公式,引入了珀赫哈默尔符号,用超几何函数推导了含接收孔径因素的海洋湍流闪烁系数的具体表达式。并在开关键控(OOK)的调制模式下,基于峰值比平均值,提取了形状因子,利用Lognormal概率函数和条件误码率,结合高斯-厄米正交化规则,推导了光孤子、高斯、矩形脉冲含形状因子和闪烁系数的通信误码率关系式。基于上述推导结果,利用数值模拟的方法对比研究了光孤子、矩形、高斯脉冲激光束水下通信时,不同占空比、不同湍流强度下通信误码率随信噪比(SNR)的变化,同时研究了不同海洋湍流因素下三种脉冲的海洋通信误码率随距离的变化。另外,基于小角度分析法和高斯型粒子散射相函数,研究了上述三种脉冲水下通信的脉冲时域展宽。仿真结果验证了光孤子脉冲用于水下通信的优势,为下一步研究提供理论参考。

2 信道模型

海洋湍流致使光束在传输过程中信号衰落,在弱湍流情况下,光强 I 随机起伏符合 Lognormal 分布^[15],其概率密度为

$$p_I(I) = \frac{1}{m\sqrt{2\pi}I} \exp\left[-0.5m^{-2}\left(\ln I + \frac{1}{2}m^2\right)^2\right], \quad (1)$$

式中: m^2 为对数强度分布方差,即描述光在随机介质传输时轴上光强抖动情况的闪烁系数。由文献^[16]的第6章可知,平面波闪烁系数为

$$m^2 = 8\pi^2 k^2 L \int_0^1 \int_0^\infty \kappa \Phi_n(\kappa) \exp\left(-\frac{D^2 \kappa^2}{16}\right) \times \left[1 - \cos\left(\frac{L\kappa^2 \xi}{k}\right)\right] d\kappa d\xi, \quad (2)$$

式中: $\Phi_n(\kappa)$ 为海洋功率谱; κ 为空间电磁量; $k=2\pi/\lambda$, λ 为光波长; $\xi=1-z/L$, L 为发射平面到接收平面的距离, z 为传输距离变量; D 为接收孔径。

当热扩散系数和盐扩散系数相等时,各向同性均匀湍流的海洋功率谱为^[17]

$$\Phi_n(\kappa) = 0.388 \times 10^{-8} \epsilon^{-1/3} \kappa^{-11/3} [1 + 2.35 (\kappa\eta)^{2/3}] \frac{\chi_T}{\omega^2} \times [\omega^2 \exp(-A_T \gamma) + \exp(-A_S \gamma) - 2\omega \exp(-A_{TS} \gamma)], \quad (3)$$

式中: ϵ 为单位质量海水湍流动能耗散率,是湍流在分子黏性的作用下,通过内摩擦,将其动能转化为分子热运动动能的速率,为 $10^{-10} \sim 10^{-1} \text{ m}^2/\text{s}^3$,在深海区域,动能耗散率接近 $10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}^3$,而在碎浪区等湍流活跃的区域动能耗散率接近 $10^{-1} \text{ m}^2/\text{s}^3$; χ_T 为温度方差耗散率,为 $10^{-10} \sim 10^{-4} \text{ K}^2/\text{s}^3$,深海区域温度方差耗散率接近 $10^{-10} \text{ K}^2/\text{s}^3$,浅海区域接近

$10^{-4} \text{ K}^2/\text{s}^3$; η 为Kolmogorov微尺度, η 取 $[6 \times 10^{-15}, 0.01] \text{ m}$,在深海中,Kolmogorov微尺度接近 0.01 m ; $A_T = 1.863 \times 10^{-2}$; $A_S = 1.9 \times 10^{-4}$; $A_{TS} = 9.41 \times 10^{-3}$; $\gamma = 8.284(\kappa\eta)^{4/3} + (\kappa\eta)^2$; ω 为温度和盐度波动对海洋光学湍流贡献的比值, $\omega = -5$ 时,为完全温度主导, $\omega = 0$ 时,为完全盐度主导。 ω 表达式为 $\omega = \alpha \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) / \beta \left(\frac{\partial S}{\partial z} \right)$,当梯度为常数时, $\omega = \alpha \left(\frac{\Delta T}{\Delta z} \right) / \beta \left(\frac{\Delta S}{\Delta z} \right)$, $\alpha = 2.6 \times 10^{-4} \text{ L}/^\circ\text{C}$, $\beta = 1.75 \times 10^{-4} \text{ L}/\text{g}$ 。

将(3)式代入(2)式,计算过程中引入珀赫哈默尔符号(Pochhammer symbol) $(x)_n = \Gamma(x+N)/\Gamma(x)$ 和超几何函数的运算规则^[18],利用软件Mathematic^[19]计算推导出闪烁系数表达式为

$$m^2 = \omega^2 ALB_1 + ALB_2 - 2\omega ALB_3 + \omega^2 gALC_1 + gALC_2 - 2\omega gALC_3, \quad (4)$$

其中,

$$B_i = \frac{1}{2} R_i^{5/6} \Gamma\left(-\frac{5}{6}\right) \left[{}_2F_1\left(-\frac{5}{12}, \frac{1}{12}; \frac{3}{2}; -\frac{L^2}{R_i^2 k^2}\right) \left(1 + \frac{5Q_i^3}{216R_i^2}\right) - 1 \right] - \frac{1}{2} Q_i R_i^{1/6} \Gamma\left(-\frac{1}{6}\right) \left[{}_2F_1\left(-\frac{1}{12}, \frac{5}{12}; \frac{3}{2}; -\frac{L^2}{R_i^2 k^2}\right) \left(\frac{5Q_i^3}{864R_i^2} + 1\right) - 1 \right] + \frac{1}{4} Q_i^2 R_i^{-1/2} \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) \left[{}_2F_1\left(\frac{1}{4}, \frac{3}{4}; \frac{3}{2}; -\frac{L^2}{R_i^2 k^2}\right) \left(1 - \frac{Q_i^3}{80R_i^2}\right) - 1 \right], \quad (5)$$

$$C_i = \frac{1}{2} R_i^{1/2} \Gamma\left(-\frac{1}{2}\right) \left[{}_2F_1\left(-\frac{1}{4}, \frac{1}{4}; \frac{3}{2}; -\frac{L^2}{R_i^2 k^2}\right) \left(1 + \frac{Q_i^3}{24R_i^2}\right) - 1 \right] - \frac{1}{2} Q_i R_i^{-1/6} \Gamma\left(\frac{1}{6}\right) \left[{}_2F_1\left(\frac{1}{12}, \frac{7}{12}; \frac{3}{2}; -\frac{L^2}{R_i^2 k^2}\right) \left(1 - \frac{7Q_i^3}{864R_i^2}\right) - 1 \right] + \frac{1}{4} Q_i^2 R_i^{-5/6} \Gamma\left(\frac{5}{6}\right) \left[{}_2F_1\left(\frac{5}{12}, \frac{11}{12}; \frac{3}{2}; -\frac{L^2}{R_i^2 k^2}\right) \left(1 - \frac{11Q_i^3}{432R_i^2}\right) - 1 \right], \quad (6)$$

式中: $i=1,2,3$; $Q_1=a$, $Q_2=c$, $Q_3=e$; $R_1=b$, $R_2=d$, $R_3=f$; $pF_q=(a_1, a_2 \cdots a_p; b_1, b_2 \cdots b_q; x)$ 为广义超几何函数; $\Gamma(x)$ 为Gamma函数; $A=8\pi^2 k^2 \times 0.388 \times 10^{-8} \epsilon^{-1/3} \chi_T/\omega^2$, $a=8.284A_T \eta^{4/3}$, $b=A_T \left(12.978\eta^2 + \frac{D^2}{16A_T}\right)$, $c=8.284A_S \eta^{4/3}$, $d=A_S \left(12.978\eta^2 + \frac{D^2}{16A_S}\right)$, $e=8.284A_{TS} \eta^{4/3}$, $f=A_{TS} \left(12.978\eta^2 + \frac{D^2}{16A_{TS}}\right)$, $g=2.35\eta^{2/3}$ 。

3 水下激光通信性能

3.1 含形状因子和闪烁系数的通信误码率

系统采用光强度调制-直接检测(IM/DD)、开关键控调制模式,则误码率^[14]为

$$R_{BE}(I) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{P_{\text{peak}} RI}{2\sqrt{2}\sigma_n}\right), \quad (7)$$

式中: P_{peak} 为脉冲峰值功率; σ_n^2 为加性高斯白噪声方差; R 为响应系数。

则系统的平均误码率为

$$\langle R_{BE} \rangle = \int_0^\infty R_{BE}(I) p_I(I) dI. \quad (8)$$

通信系统中传输的平均光功率 \bar{P} 表示为^[14]

$$\bar{P} = P_{\text{peak}} \times P \times p_r(S=1), \quad (9)$$

式中: $p_r(S=1)$ 为码为1时的概率; P 为脉冲在单位周期里的平均功率。若用 $p(t)$ 代表脉冲峰值归一化后的瞬时光功率,则 P 可表示为

$$P = \frac{1}{t_b} \int_0^{t_b} p(t) dt, \quad (10)$$

式中: t_b 为脉冲周期。定义变量 R_{PAOP} 为峰值与平

均值的比值,则由(9)式可得,峰值比平均值 R_{PAOP} 可表示为

$$R_{PAOP} = \frac{P_{peak}}{\bar{P}} = [p_r(S=1) \times P]^{-1}. \quad (11)$$

为了更好地体现形状对通信质量的影响,使用 R_{PAOP} 进一步构造如下变量(称为形状因子)^[14]:

$$\zeta_{R_{PAOP}} = \frac{R_{PAOP}}{R_{PAOP_{ref}}}, \quad (12)$$

式中: $R_{PAOP_{ref}}$ 为具有不归零模式的传输信号(non-return to zero, NRZ) 的峰值与平均值比值。 $R_{PAOP_{ref}}$ 表达式^[14]

$$R_{PAOP_{ref}} = \frac{1}{p_r(S=1)}. \quad (13)$$

由(11)~(13)式得形状因子表达式为

$$\zeta_{R_{PAOP}} = \frac{1}{P}. \quad (14)$$

在单位周期内,矩形、高斯、光孤子脉冲的峰值归一化瞬时光功率如图 1 所示,上述三种脉冲光功率表达式^[14]如下:

1) 对于峰值归一化的矩形脉冲光功率有

$$p(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t < \delta t_b \\ 0, & \delta t_b \leq t < t_b \end{cases}, \quad (15)$$

式中: δ 表示占空比。

2) 对于峰值归一化的高斯脉冲光功率有

$$p(t) = \exp[-(t-t_0)^2/2\sigma_p^2], \quad (16)$$

式中: $t_0 = \delta t_b/2$; $\sigma_p = \delta\sigma_0$, $\sigma_0 = t_b/M$, M 为一个周期内包含的光能量参数。当 $M \geq 6$ 时,99.8% 的传输能量都包含在周期内,所以令 $M=6$ 。

3) 对于峰值归一化的孤子脉冲光功率有

$$p(t) = \text{sech}^2\left(\frac{t-t_0}{\sigma_p}\right). \quad (17)$$

同高斯型脉冲, $M \geq 8$ 时,99.9% 的传输能量包含在周期内,所以令 $M=8$ 。

将(15)式和(17)式分别代入(10)式和(14)式,可

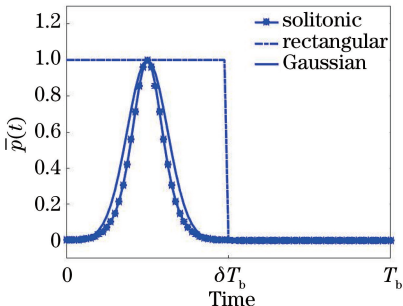


图 1 孤子、高斯和矩形脉冲形状

Fig. 1 Shapes of solitonic, Gaussian and rectangular pulses

推出矩形、高斯、光孤子脉冲的形状因子:

1) 矩形脉冲形状因子

$$\zeta_{R_{PAOP}} = \frac{1}{\delta}; \quad (18)$$

2) 高斯脉冲形状因子

$$\zeta_{R_{PAOP}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{3}{\delta} \left[\text{erf}\left(\frac{3}{\sqrt{2}\delta}\right) \right]^{-1}; \quad (19)$$

3) 光孤子脉冲形状因子

$$\zeta_{R_{PAOP}} = \frac{4}{\delta} [\tanh(4/\delta)]^{-1}. \quad (20)$$

由(11)式,可推出 $P_{peak} = \bar{P} \zeta_{R_{PAOP}} / p_r(S=1)$, 代入(7)式,得到含形状因子的条件通信误码率

$$R_{BE}(I) = \frac{1}{2} \text{erfc} \left[\frac{\bar{P} \zeta_{R_{PAOP}} / p_r(S=1) R I}{2\sqrt{2}\sigma_n} \right]. \quad (21)$$

则将(15)式和(1)式代入(8)式中,利用高斯-厄米正交化规则^[18],推导出平均误码率 R_{BE} 表达式为

$$\langle R_{BE} \rangle = \int_0^\infty R_{BE}(I) p_I(I) dI \approx \frac{0.5}{\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^K \omega_i \text{erfc} \left[\frac{\bar{P} \zeta_{R_{PAOP}} R \exp\left(\sqrt{2} m x_i - \frac{m^2}{2}\right)}{2\sqrt{2} p_r(S=1) \sigma_n} \right], \quad (22)$$

式中: $\omega_i = \frac{2^{K-1} K! \sqrt{\pi}}{K^2 [H_{K-1}(x_i)]^2}$, x_i 值由 $H_K(x_i) = 0$ 得到, K 为厄米多项式的次数, K 取值太小会导致精度不高,过大会产生龙格现象,因此,本文取 $K=16$ 。

引入归一化平均误码率的定义^[14]

$$R_{SN} = 10 \lg(\bar{P}^2 R^2 / 2\sigma_n^2). \quad (23)$$

由(22)式和(23)式,可推导出在激光水下通信系统中含形状因子和闪烁系数的平均误码率表达式

$$\langle R_{BE} \rangle = \frac{0.5}{\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^K \omega_i \times \text{erfc} \left[\frac{\zeta_{R_{PAOP}} \exp\left(\sqrt{2} m x_i - \frac{m^2}{2}\right)}{2\sqrt{2} p_r(S=1)} \times \sqrt{2 \times 10^{R_{SN}/10}} \right]. \quad (24)$$

3.2 光孤子与矩形、高斯脉冲的时域展宽波形

美国 Bucher 等^[20] 针对激光脉冲在云层传输时的脉冲展宽进行了实验研究,根据大量实验数据,拟合出接收端的光功率 $P_s(t)$, 其表达式为

$$P_s(t) = E_R \frac{t}{t_M} \exp\left(-\frac{t}{t_M}\right), \quad (25)$$

式中: E_R 为接收到的光信号单元脉冲能量; t_M 为从

信号出现至达到最大值的时间,其与传输距离、介质参数等有密切关系。因此,要模拟不同距离、不同介质参数条件下的 $P_s(t)$ 波形,关键在于取得 t_M 值。 t_M 值的计算可由小角度分析法获得^[21],表达式为

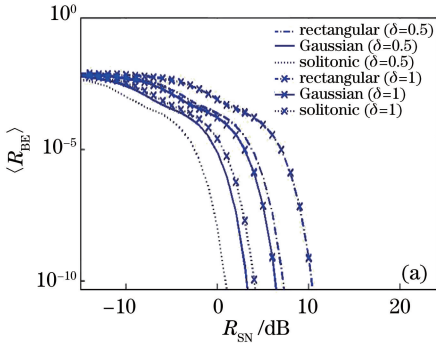
$$t_M = \frac{Ln}{c} \left\{ \frac{0.3}{\omega_0 \tau \theta_0^2} \left[\left(1 + \frac{9}{4} \omega_0 \tau \theta_0^2 \right)^{\frac{3}{2}} - 1 \right] - 1 \right\}, \quad (26)$$

式中: n 为水体的折射率,一般取 $n = 1.33$; c 为光速; $\tau = k_{\text{ext}}L$ 为散射介质的光学厚度,表示水下传输距离 L 所包含的标准衰减长度的个数; θ_0 表示单次散射角 $\theta_i (i = 1, 2, 3 \dots)$ 的方均根, θ_i 服从水体体积标量散射相函数 $p(\theta)$ 分布; $\omega_0 = k_{\text{sca}}/k_{\text{ext}}$,表示单次散射反照率, k_{sca} 为水体体积散射系数,不同水体散射系数相异性较大, k_{ext} 为水体体积衰减系数,其值为 $0 \sim 0.6 \text{ m}^{-1}$ 。由实验可知,蒸馏水的水体体积衰减系数为 0.037 m^{-1} ,清洁海水衰减系数为 0.05 m^{-1} , k_{sca} 和 k_{ext} 与水体中悬浮粒子的直径及其光学特性密切相关,随水质的变化而变化,可反映水质情况的重要参数。针对深穿透的脉冲展宽问题,已证明高斯型粒子散射相函数与实验数据有良好的吻合性^[22]。

采用高斯型水体散射相函数来模拟计算 θ_0 :

$$\theta_0 = \left[\int_0^\pi \theta^2 p(\theta) d\theta \right]^{1/2}, \quad (27)$$

式中:高斯型水体散射相函数 $p(\theta)$ 的表达式为



$$p(\theta) = \frac{Uk_{\text{sca}}}{\pi} \exp(-U\theta^2), U = 2.66 (D_0/\lambda)^2, \quad (28)$$

式中: D_0 为粒子直径。将(28)式代入(27)式,可计算出 θ_0 ,将 θ_0 代入(26)式,得到 t_M 值,代入(25)式中,得到接收端光信号功率 $P_s(t)$ 的波形。由于只考虑波形的展宽情况,所以可以把 $P_s(t)$ 看成改变了初始时间的系统冲击响应^[22],激光经过距离 L 后脉冲展宽波形 $I(t)$ 可由激光脉冲的输入信号 $i(t)$ 和 $P_s(t)$ 卷积得到

$$I(t) = i(t) \otimes P_s(t). \quad (29)$$

4 数值仿真与分析

4.1 不同弱湍流强度下占空比 δ 为 0.5、1 的光孤子、矩形、高斯型光束通信误码率与信噪比的关系

仿真中使用的参数如下:传输信号为 1 的概率 $p_r(S=1) = 1/2$,弱湍流中,闪烁系数 m^2 小于 $1^{[9]}$,故取 $m^2 = 0.1, 0.2, 0.5, 0.8$,利用(24)式,矩形、高斯型、光孤子形脉冲在不同海洋弱湍流中误码率-信噪比的仿真结果如图 2 所示。

图 2(a)~(d) 分别给出闪烁系数 m^2 为 0.1, 0.2, 0.5, 0.8 时,不同占空比的矩形、高斯型、孤子型脉冲的平均误码率随信噪比变化的曲线图。随着信噪比的增强,光孤子的 $\langle R_{\text{BE}} \rangle$ 小于高斯和矩形,高斯的 $\langle R_{\text{BE}} \rangle$ 比矩形小,但在 R_{SN} 过小或过大的范围内,

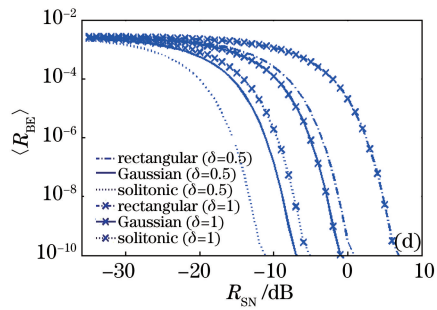
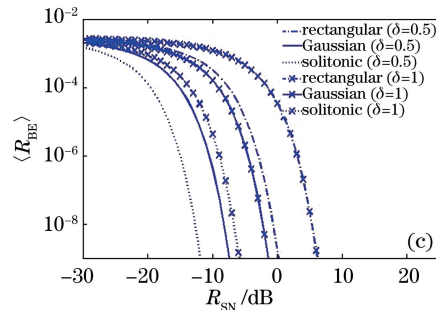
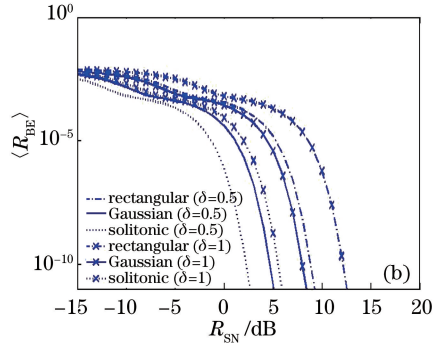


图 2 不同占空比、不同波形下信噪比与误码率关系图。(a) $m^2 = 0.1$; (b) $m^2 = 0.2$; (c) $m^2 = 0.5$; (d) $m^2 = 0.8$

Fig. 2 R_{SN} versus $\langle R_{\text{BE}} \rangle$ in various duty cycles and waveforms. (a) $m^2 = 0.1$; (b) $m^2 = 0.2$; (c) $m^2 = 0.5$; (d) $m^2 = 0.8$

三种脉冲的误码率差异较小。对于同一脉冲,占空比越大,平均误码率越大。随着湍流强度增加,孤子的优势更明显。当 $m^2=0.5$ 、 $R_{SN}=-15$ dB、占空比为 1 时,孤子的 $\langle R_{BE} \rangle$ 为 10^{-6} 数量级,高斯的 $\langle R_{BE} \rangle$ 约为 10^{-4} 数量级,矩形的 $\langle R_{BE} \rangle$ 约为 10^{-3} 数量级,孤子脉冲的误码率比高斯和矩形低至少 2 个数量级,高斯的 $\langle R_{BE} \rangle$ 比矩形的低 1 个数量级。

4.2 不同海洋湍流因素下光孤子、矩形、高斯型光束海洋通信误码率与距离的关系

由于水对蓝绿波段的激光束的衰减和吸收是最

小的,并能够使大部分的光学设备通信范围在百米之内^[7],故仿真中,令波长 λ 为 500 nm,传输距离 L 为 0~150 m,在较弱的湍流区间内盐度变化对湍流强弱的影响大于温度^[23]。令温度与盐度波动对光学湍流贡献的比值 ω 为 -0.02、-0.04、-0.06,表示盐度主导湍流。如无特殊说明,使用的其他参数如表 1。

结合(4)式和(24)式,根据表 1 中的参数取值,仿真模拟了海洋湍流各因素对激光束水下通信的误码率,结果如图 3 所示。

表 1 仿真参数

Table 1 Simulation parameters

Parameter	Value
Wavelength λ /nm	500
Receiver aperture diameter D /cm	0.5;1;2
Turbulent kinetic energy per unit mass of seawater ϵ /($m^2 \cdot s^{-3}$)	1×10^{-3} ; 1×10^{-5} ; 1×10^{-7}
Kolmogorov microscale η /mm	1;2;4
Link distance L /m	0~150;
Ratio of oceanic turbulences induced by temperature and salinity ω	-0.02; -0.04; -0.06
Signal to noise ratio R_{SN} /dB	5
Dissipation of the mean squared temperature χ_T /($K^2 \cdot s^{-3}$)	1×10^{-7} ; 1×10^{-8} ; 1×10^{-9}

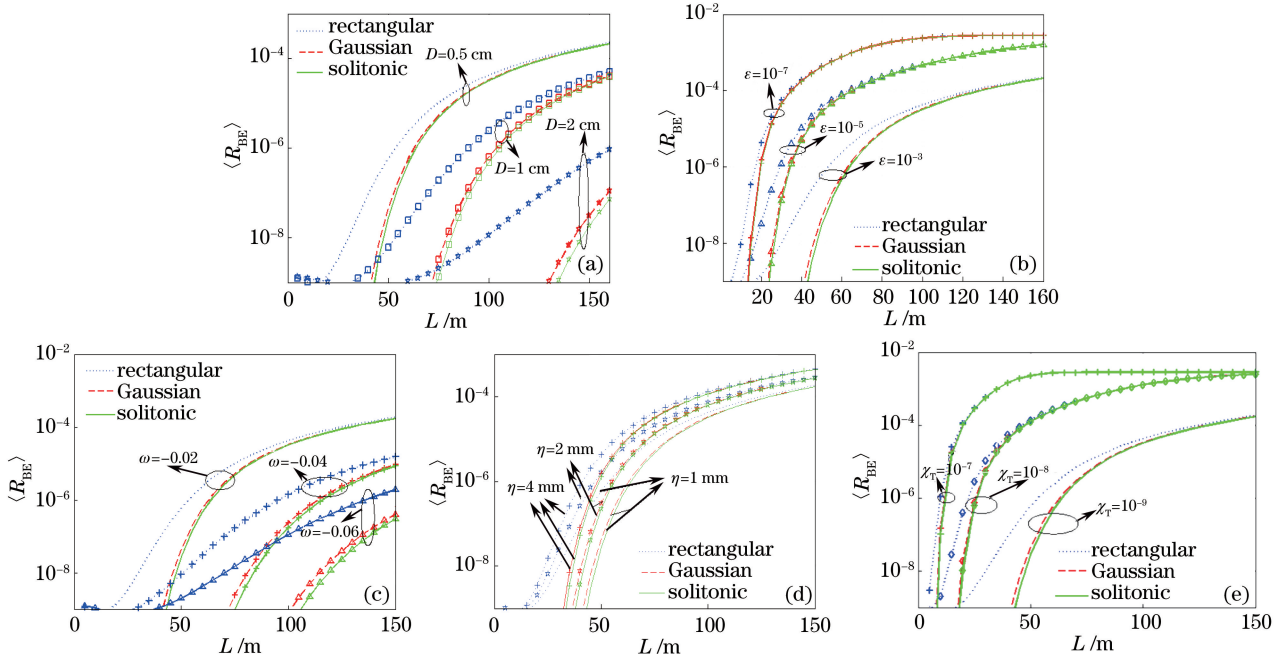


图 3 不同条件下海洋弱湍流信道中光孤子、高斯、矩形通信误码率的曲线图。(a)接收孔径 D ;

(b)动能耗散率 ϵ ; (c)温度和盐度波动对海洋光学湍流贡献的比值 ω ; (d)Kolmogorov 微尺度 η ; (e)温度耗散率的平方根 χ_T

Fig. 3 Bit error rate curves of solitonic, Gaussian, and rectangular pulses in weak oceanic turbulence.

(a) Receiver aperture diameter D ; (b) turbulent kinetic energy per unit mass of seawater ϵ ; (c) ratio of oceanic turbulences induced by temperature and salinity ω ; (d) Kolmogorov microscale η ; (e) dissipation of the mean squared temperature χ_T

不同海洋湍流因素下,激光束水下通信误码率如图 3 所示。随着接收孔径、温度与盐度波动对海

洋光学湍流贡献的比值及动能耗散率的增加,矩形、高斯、光孤子通信误码率均减小,随着 Kolmogorov

尺寸和温度耗散率平方根的增加,通信误码率越高。相同条件下,孤子的误码率小于高斯,高斯误码率小于矩形。在各海洋湍流参数中,三种波形在图 3(a)和图 3(c)中的误码率有明显差异,故接收孔径 D 和温度与盐度波动对海洋光学湍流贡献的比值 ω 是对水下通信误码率影响较灵敏的因素。由于信噪比及参数已设定,上述三种激光束的 $\langle R_{BE} \rangle$ 随着传输距离的增加,均增加并收敛于 10^{-3} 左右。

4.3 矩形、高斯型和孤子形脉冲的脉冲展宽

一般水质条件下,水体体积散射系数 $k_{ext}=0.3$,取激光单位脉冲 $E_R=25$ mJ,由文献[24-25],当 $k_{ext}=0.3$ 时,一般取单次散射反照率 $\omega_0=0.9$, $k_{sca}=\omega_0 \times k_{ext}=0.27$,又常取粒子直径和波长的比值 $D/\lambda \approx 1.6$,实验采用占空比为 50%,传输速率为 125 Mb/s 的脉冲,由(29)式可得仿真结果如图 4、5 所示。

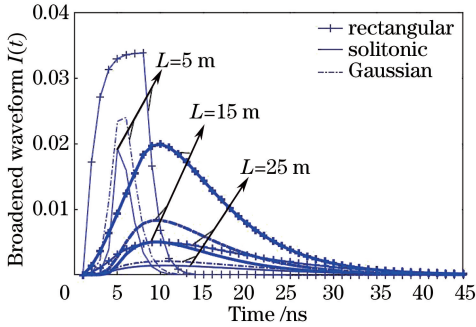


图 4 三种脉冲在水中传输 5,15,25 m 后的脉冲展宽波形
Fig. 4 Waveforms of three pulses after propagating 5, 15, 25 m underwater

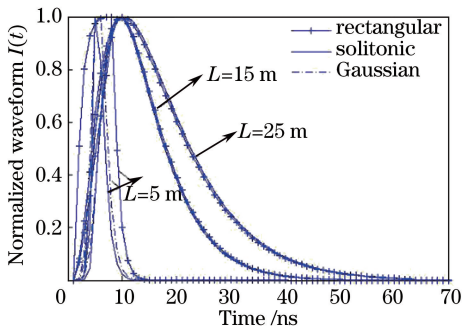


图 5 三种脉冲水下传输 5,15,25 m 后的归一化脉冲展宽波形
Fig. 5 Normalized waveforms of three pulses after propagating 5, 15, 25 m underwater

图 4 为三种脉冲在水下传输 5、15、25 m 后的脉冲时域展宽波形。为了比较各脉冲的形状对脉冲展宽影响,将信号峰值归一化处理,得到如图 5 所示的波形。根据图 5 中展宽后的波形,计算出半峰值脉

宽,进而计算出脉冲时域展宽结果如下:孤子、高斯、矩形在水下传输 5 m 时,脉冲展宽分别为 3.34, 4.15, 8.01 ns。传输 15 m 时,分别为 10.10, 10.18, 11.16 ns;传输 25 m 时,分别为 17.88, 17.89, 17.85 ns。结果表明,近距离传输时光孤子脉冲时域展宽量比高斯小,而高斯比矩形小。但随着距离的增加,三种脉冲展宽情况基本相同。

5 结 论

以 Lognormal 分布为海洋弱湍流信道模型,对比研究了光孤子水下通信性能。推导出了含有接收孔径的闪烁系数表达式和含形状因子、闪烁系数的通信误码率表达式,仿真分析了不同闪烁系数、不同湍流参数下,矩形、高斯、孤子形水下通信误码率和脉冲波形展宽。仿真结果如下:不同湍流强度下,光孤子水下通信误码率比高斯和矩形的低至少 3 个数量级。接收孔径和温度与盐度波动对海洋光学湍流贡献的比值是对水下通信误码率影响较灵敏的因素;随着海洋湍流影响因素的变化,孤子抵抗外界环境能力强于其他脉冲,其误码率始终小于高斯和矩形误码率。近距离(小于 25 m)传输时,光孤子的脉冲展宽比矩形、高斯脉冲小,但是随着距离的增加,三种波形的展宽趋于一致。由仿真结果可知,光孤子脉冲应用到水下通信将有利于提高光束质量和通信误码率,推导和仿真结果为下一步研究提供参考。

致谢 感谢长春理工大学计算机科学与技术学院的陈纯毅教授在数值仿真方面提供帮助和指导。

参 考 文 献

- [1] Tang M M, Zhao D M. Propagation of radially polarized beams in the oceanic turbulence[J]. Applied Physics B, 2013, 111(4): 665-670.
- [2] Hou W, Woods S, Jarosz E, et al. Optical turbulence on underwater image degradation in natural environments[J]. Applied Optics, 2012, 51(14): 2678.
- [3] Shen C, Guo Y, Oubei H M, et al. 20-meter underwater wireless optical communication link with 1.5 Gbps data rate[J]. Optics Express, 2016, 24(22): 25502.
- [4] Hu S Q, Zhou T H, Chen W B. Performance analysis and simulation of maximum ratio combining in underwater laser communication [J]. Chinese Journal of Lasers, 2016, 43(12): 1206003.

胡思奇, 周田华, 陈卫标. 水下激光通信最大比合并

- 分集接收性能分析及仿真[J]. 中国激光, 2016, 43(12): 1206003.
- [5] Zhang Y H, Liu Y X, Chen Z Y. Light intensity characteristics of propagation partially coherent beams with spherical aberration in oceanic turbulence [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2017, 54(11): 110103.
张艳红, 刘永欣, 陈子阳. 带球差的部分相干光束在海洋湍流中传输的光强特性[J]. 激光与光电子学进展, 2017, 54(11): 110103.
- [6] Nikishov V V, Nikishov V I. Spectrum of turbulent fluctuations of the sea-water refraction index [J]. International Journal of Fluid Mechanics Research, 2000, 27(1): 82-89.
- [7] Hanson F, Lasher M. Effect of underwater turbulence on laser beam propagation and coupling into single mode optical fiber [J]. Applied Optics, 2010, 49(16): 3224-3230.
- [8] Korotkova O, Farwell N. Effect of oceanic turbulence on polarization of stochastic beams [J]. Optics Communications, 2011, 2849(7): 1740-1746.
- [9] Kortkova O, Farwell N, Shechepakina E. Light scintillation in oceanic turbulence [J]. Waves in Random and Complex Media, 2012, 22(2): 260-266.
- [10] Lu L. Influence of oceanic turbulence on propagation of laser beams [D]. Chengdu: Chengdu Normal University, 2014.
陆璐. 湍流对高斯列阵激光束传输特性的影响[D]. 成都: 四川师范大学, 2014.
- [11] Baykal Y. Intensity fluctuations of multimode laser beams in underwater medium [J]. Journal Optical Society America A, 2015, 32(4): 593-598.
- [12] Wang Z Q, Lu L, Zhang P F, *et al.* Broadening of ultra-short pulses propagating through weak-to-strong oceanic turbulence [J]. Optics Communications, 2016, 367: 95-101.
- [13] Liang B, Zhu H, Chen W B. Laser communication channel simulation from atmospheric to ocean [J]. Journal of Optics, 2007, 27(7): 1166-1172.
梁波, 朱海, 陈卫标. 大气到海洋激光通信信道仿真[J]. 光学学报, 2007, 27(7): 1166-1172.
- [14] Balsells J M G, Jurado-Navas A, Castillo-Vázquez M, *et al.* Advantages of solitonic shape pulses for full-optical wireless communication links [J]. Chinese Optical Letters, 2012, 10(4): 040101.
- [15] Yousefi M, Golmohammady S, Mashal A, *et al.* Analyzing the propagation behavior of scintillation index and bit error rate of a partially coherent flat-topped laser beam in oceanic turbulence [J]. Journal Optical Society America A, 2015, 32(11): 1982-1992.
- [16] Andrews L C, Phillips R L, Hopen C Y. Laser beam scintillation with applications [M/OL]. SPIE, 2001 [2017-01-23]. <https://www.spiedigitallibrary.org/ebooks/PM/Laser-Beam-Scintillation-with-Applications/eISBN-9780819478511/10.1117/3.412858?SSO=1>.
- [17] Luo Y J, Ji X L. Characteristics of coma beams propagation through oceanic turbulence [J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(8): 0805003.
罗婧娟, 季小玲. 慧差光束通过海洋湍流的传输特性[J]. 中国激光, 2017, 44(8): 0805003.
- [18] Andrews L C. Special functions of mathematics for engineers [M]. 3rd ed. New York: SPIE Press and Oxford University Press, 1998.
- [19] The Wolfram functions site [EB/OL]. (2001-08-12) [2017-01-23]. <http://functions.wolfram.com>.
- [20] Bucher E A, Lerner R M. Experiments on light pulse communication and propagation through atmospheric clouds [J]. Applied Optics, 1973, 12(10): 2401.
- [21] Yi H, Liu Z, Liu J H, *et al.* Simulation and analysis on time-domain broadening of underwater laser pulse transmission [J]. Journal of Changchun University of Science and Technology (Natural Science Edition), 2014, 37(4): 56-59.
尹航, 刘智, 刘建华, 等. 水下激光脉冲传输时域展宽仿真分析[J]. 长春理工大学学报(自然科学版), 2014, 37(4): 56-59.
- [22] Zhou Y M, Liu Q Z, Zhang X H, *et al.* An efficient method for simulating time-domain broadening of laser pulse propagating underwater [J]. Chinese Journal of 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.
- [23] Chen F N, Chen Y R, Zhao Q, *et al.* Change of propagation quality factor of partially coherence Hermite-Gaussian beams traveling through oceanic turbulence [J]. Chinese Journal of Lasers, 2013, 40(4): 0413002.
陈斐楠, 陈延如, 赵琦, 等. 部分相干厄米高斯光束在海洋湍流中光束传输质量的变化[J]. 中国激光, 2013, 40(4): 0413002.
- [24] Schippnick P F. Phenomenological model of beam spreading into ocean water [C]. SPIE, 1990, 1302: 13-35.
- [25] Schippnick P F. Extension of model of beam spreading in seawater to include dependence on the scattering phase function [C]. SPIE, 1991, 1537: 185-193.