

文章编号: 0253-2239(2007)07-1166-7

大气到海洋激光通信信道仿真

梁 波^{1,2} 朱 海³ 陈卫标¹

1 中国科学院上海光学与精密机械研究所, 上海 201800
2 中国科学院研究生院 m 北京 100039
3 青岛潜艇学院, 青岛 266071

摘要: 详细分析了蓝绿激光穿过大气海洋信道的信道效应和物理特性, 利用理论分析和蒙特卡罗模拟方法完成对光信道仿真。介绍了大气海洋激光通信蒙特卡罗模拟方法及计算步骤。研究了不同厚度云层对光束投影面积的展宽, 和光脉冲穿过不同深度海水后的空间分布和时域信号波形, 讨论了其不同的展宽机理, 并对信道的噪声分布进行了分析。发现云层对光脉冲展宽作用在云层厚度 500 m 时达到饱和, 信号能量的随机起伏随海水深度的增加而增大, 但能量分布的半峰全宽并不增加, 大气海洋的综合信道效应可以用时延滤波器进行建模。

关键词: 光通信; 光束空间分布; 脉冲展宽; 蒙特卡罗模拟

中图分类号: TN929.12 文献标识码: A

Simulation of Laser Communication Channel from Atmosphere to Ocean

Liang Bo^{1,2} Zhu Hai³ Chen Weibiao¹

1 Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800
2 Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039
3 Navy Submarine College, Qingdao 266071

Abstract: The characteristics of laser pulse transmitting through atmosphere to oceanic channel is analyzed in detail. The method of Monte Carlo and theoretical analysis are adopted for modeling the laser communication channel. The method and procedure for simulation are introduced. The beam projected area spread of laser pulses transmitting through different thickness of cloud, and the pulse-energy distributions in spatial and temporal domain through different depth of sea water, and the broadening mechanism and channel noise are also studied. The conclusion is that broadening effect by cloud is saturated when the cloud thickness exceeds 500 m, and the random fluctuation of signal energy is increased for deeper water, but the full width at half width of energy distribution is not increased. The overall atmospheric and oceanic channel can be described by time-delay filter model.

Key words: optical communication; beam spatial distribution; pulse spread; Monte Carlo simulation

1 引 言

使用空间平台的大功率蓝绿激光与水下目标进行高速光通信中, 由于海水的强吸收, 一般采用高能量的脉冲激光脉冲位置调制的通信方式。激光脉冲受大气海洋信道中介质粒子的多重散射, 导致信号波形产生多径时延扩展和幅度随机衰落。因此, 对信道特性的研究, 包括光信号经过信道后的时延扩展、光场空间分布, 光信号衰落方式以及角度扩展分布等, 对通信系统的设计有实际参考价值。

在大气到海洋信道传播的激光脉冲, 分别经历了大气、云层、大气海洋界面, 海水等不同介质分层, 每一层的成分、密度随着时间、空间的不同而变化, 因此这种信道是非常复杂的随机参量信道。在传统研究方法中, 辐射传输方程是理论分析激光辐射能量脉冲在介质中传输的重要手段^[1~3]。D. Arnush^[4]研究了米氏粒子散射环境中的光辐射传输, 在小角度散射假设下, 得到海水中传输光场的近似解析解。Sherman Karp^[5]采用 D. Arnush 的解, 进行了上下

作者简介: 梁 波(1977—), 男, 广西人, 博士研究生, 主要从事蓝绿激光的水下通信方面的研究。

E-mail: kmji01@126.com

导师简介: 陈卫标(1969—), 男, 上海人, 研究员, 博士生导师, 主要从事激光遥感、遥测, 激光雷达方面的研究。

E-mail: wbchen@mail.shcnc.ac.cn

收稿日期: 2006-09-22; 收到修改稿日期: 2007-01-05

行卫星对潜通信中接收光能量的解析计算。Richard F. Lutomirski^[6]用格林函数求解辐射传输方程,给出了深度与辐射空间分布的关系。Paul F. Schippnick^[7]建立了海水中光束传播的唯象理论,把光场分成准直部分和非准直部分,得到了水下光场辐射能量分布的计算公式。但是这些理论模型都对实际的光传输情况作了近似处理。另外解辐射方程得到的是光场的稳态解,不能提供光场的瞬态分布信息,也不能体现出光场自身能量随机起伏带来的噪声影响。蒙特卡罗模拟可以应用在不同折射率,不同吸收、散射系数的多种传输介质组合的光束传输研究中,而且是一种无偏的模拟方法。Dave G. Collin 等^[8]从辐射场在大气传输应用的角度介绍蒙特卡罗方法模拟光脉冲在介质中传输的原理。Gilbert N. Plass^[9]使用蒙特卡罗方法计算了光束在云中的散射过程。G. C. Mooradian 等实验研究了光束大气传输的时间空间分布^[10~12],马东堂研究了多光束大气传输的信道模型^[13]。关于大气海洋体系的光辐射传输,Karl Idar Gjerstad 等^[14]对比了蒙特卡罗方法与离散坐标法的计算结果,证实两种模型可得到相似的结果。

本文首先提出一种时变滤波器模型,可以作为空间光信道的仿真模型,然后利用蒙特卡罗方法对光脉冲在大气和海洋中的传输过程进行模拟,得到了不同环境状态下的光信道时空特征,利用得到的大气海洋信道响应,总结了光信号空间传输的一般性规律。

2 大气海洋光信道的建模方法

假设接收到的信号为带宽为 W 的实带通信号,则其等效低通接收信号 $r_1(t)$ 可以表示为发送低通等效信号 $s_1(t)$ 和时变的信道冲激响应 $c(\tau, t)$ 的卷积,以 $1/W$ 速率采样后的离散表示为

$$r_1(t) = \frac{1}{W} \sum_{n=-\infty}^{\infty} s_1\left(t - \frac{n}{W}\right) c\left(\frac{n}{W}, t\right), \quad (1)$$

定义一组时变信道系数, $c_n(t) = \frac{1}{W} c\left(\frac{n}{W}, t\right)$, 则 $r_1(t)$ 可以表示为

$$r_1(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n(t) s_1\left(t - \frac{n}{W}\right). \quad (2)$$

这样,接收信号 $r_1(t)$ 通过的时变频率选择性信道 $c(\tau, t)$ 可以建模为具有抽头时延间隔 $1/W$ 和抽头系数 $\{c_n(t)\}$ 的抽头延时线滤波器模型。利用带宽为 $W/2$ 的低通等效信号,可在多径时延分布内获得

$1/W$ 的分辨力。若总的多径时延扩展为 T_m , 在实际应用中,信道的抽头延时线模型可截断为 $L = [T_m W] + 1$ 个抽头权值,经过多径信道的无噪声接收信号为

$$r_1(t) = \sum_{n=1}^L c_n(t) \left(t - \frac{n}{W}\right). \quad (3)$$

在光通信的信道模型中,延时滤波器的每一阶可以代表一束具有相同时延的散射光,抽头权值的幅值 $|c_n(t)| = a_n(t)$ 是与信号强度衰落的统计分布相关的随机变量。可以看出,抽头延时线模型实际上就是一个有限脉冲响应滤波器,只不过它的抽头权系数随机变化。

3 大气海洋信道光传输的蒙特卡罗模拟方法

3.1 大气海洋光传输蒙特卡罗模拟方法的主要步骤

当光子在大气、海洋介质中传输时,每次走的步长是一个随机变量,为 $-\ln(\text{rnd}0)/(\mu_a + \mu_s)$, $\text{rnd}0$ 是 $0 \sim 1$ 之间均匀分布的随机量, μ_a, μ_s 分别为吸收系数和散射系数。光子包的权值在开始时取 1,然后在介质中移动,在 n 次散射后,权值为 a^n , $a = \mu_s/(\mu_a + \mu_s)$ 为介质的反照率。当光子包权值经过多次散射小于某一门限阈值后,一次光子包传输结束。

大气海洋光传输蒙特卡罗模拟主要步骤如下:首先对激光高斯光斑采样,生成光子的初始位置和初始方向角,直接投射到大气层的顶部;模拟在大气分层中传输,经过大气与云层的界面,在云层中的传输;经过云层与大气的界面,在大气分层中传输;然后经过海洋与大气界面,受到海面波动的影响,在海水分层中传输;将最后的光场分布结果进行坐标划分及统计信息分析。

3.2 光子包的初始参量确定

假设光子处在直角坐标系中 $z=0$ 的位置, z 轴以向下方向为正方向。发射光强呈高斯分布,对高斯分布进行采样,归一化后的功率密度的一维分布为

$$p(r) = \frac{4 \exp(-2r^2/\sigma^2) r}{\sigma^2}, \quad (4)$$

且 $\int_0^{\infty} p(r) dr = 1$, σ 为高斯分布的均方根。则半径采样

值为 $r_1 = \frac{\sqrt{2}}{2} \sigma \sqrt{-\ln(1 - \text{rnd}1)}$, 角度采样值为 $\cos \theta_1 = 2 \text{rnd}2 - 1$, $\text{rnd}1, \text{rnd}2$ 为 $0 \sim 1$ 之间均匀分布的随机数。假设光束的发散角为 γ , 则发射光子包

的初始方向为

$$\begin{aligned}\mu_x &= r_1 \cos \theta_1 / \sqrt{r^2 + l^2}, \\ \mu_y &= r_1 \sin \theta_1 / \sqrt{r^2 + l^2}, \\ \mu_z &= l^2 / \sqrt{r^2 + l^2},\end{aligned}\quad (5)$$

其中 $l = \arctan \gamma \cdot \sigma$ 。

3.3 光子包的移动和散射

光子包在介质中移动的步长由光子自由程的概率分布决定,设介质的相互作用系数为 μ_T ,则光子包在位置 S_1 处的生存概率(即光子不被吸收和散射)为 $p(S_1) = \exp(-\mu_T S_1)$,步长 S 的采样函数为 $S = -\ln(\text{rnd}3)/\mu_T$,其中 $1/\mu_T$ 为介质的平均自由程, $\text{rnd}3$ 为 $0 \sim 1$ 之间均匀分布随机数。光子包发生相互作用的权损失为 $\Delta\tau = \tau \cdot a$,剩余的权值为 $\tau - \Delta\tau$ 。

光子在大气海洋中主要发生介质微粒的米氏散射,采用 Henyey-Greenstein 函数来近似表示其散射相位概率函数:

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

其中 g 是非对称参量, θ 为散射角。

当以上偏转角 θ 和方位角 φ 确定后,可以用原来的方向坐标 (μ_x, μ_y, μ_z) 确定散射后的方向坐标 (μ'_x, μ'_y, μ'_z) :

$$\begin{aligned}\mu'_x &= \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - \mu_z^2}}(\mu_x \mu_z \cos \varphi - \mu_y \sin \varphi) + \mu_x \cos \theta, \\ \mu'_y &= \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - \mu_z^2}}(\mu_y \mu_z \cos \varphi + \mu_x \sin \varphi) + \mu_y \cos \theta, \\ \mu'_z &= -\sin \theta \cos \varphi \sqrt{1 - \mu_z^2} + \mu_z \cos \theta.\end{aligned}\quad (7)$$

3.4 光子包在边界处的折射和反射

在多层介质系统中,一个光子包有可能在发生碰撞之前穿过了几个介质层,这时光子包在走过实际距离 S_T 的生存概率 $p(S_T) = \exp(-\sum_i \mu_i S_i)$,其中, i 是层指标, μ_i 是第 i 层的相互作用系数, S_i 为第 i 层的步长,总的步长 S_T 可以写成 $\sum_i S_i$ 。各层步长的采样函数为 $\sum_i \mu_i, S_i = -\ln(\text{rnd}4), \text{rnd}4$ 为 $0 \sim 1$ 之间均匀分布的随机数。

首先,在某一层的光子包如果要穿越该层,则先移到层边界,这时光子包在该层走过的距离为

$$S_1 = \begin{cases} (z - z_0)/(-\mu_z), & \mu_z < 0 \\ (z_1 - z)/\mu_z, & \mu_z > 0 \end{cases} \quad (8)$$

式中 z_0, z_1 是当前层的上下边界坐标,步长 S_1 为由当前位置到边界的距离,然后光子包由菲涅耳定理决定是反射还是折射。折射时,光子包的剩余步长为(在本层中) $S' = S - S_1$,在下一层的剩余步长为 $S_2 = (S - S_1)\mu_1/\mu_2, \mu_1, \mu_2$ 分别为 1 层和 2 层所对应的相互作用系数,然后步长 S_2 被检测是否会穿越第二层,如果是,则重复上述过程,否则光子包在本层发生散射和吸收。

3.5 大气海洋界面海浪效应分析

模拟过程中考虑了海气界面的影响。为了便于处理,需要得到垂直于海浪表面的法线方向。可以写成矢量的形式(以向下 z 方向为正):

$$\begin{cases} n_x = \cos \alpha \sin \beta, \\ n_y = \sin \alpha \sin \beta, \\ n_z = -\cos \beta, \end{cases} \quad (9)$$

其中 β 是俯仰角, α 是方位角,方位角在 $(0 \sim 2\pi)$ 之间均匀分布,即 $\alpha = 2\pi \cdot \text{rnd}5, \text{rnd}5$ 是 $0 \sim 1$ 之间均匀分布的随机数,俯仰角是法线方向与 z 轴之间的夹角,Charles Cox 等^[15]给出了海浪在一定风速下俯仰角的经验归一化概率密度公式为

$$p(\beta) = \frac{2}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{\tan^2 \beta}{\sigma^2}\right) \tan \beta \sec^2 \beta, \quad (10)$$

其中均方根表面斜率 $\sigma = (0.003 + 0.00512v)^{1/2}, v$ 为风速,由此可以得到相应俯仰角的采样方程为

$$\beta = \arctan\{[-\sigma^2 \ln(1 - \text{rnd}6)]^{1/2}\} = \arctan[-\sigma^2 \ln(\text{rnd}6)]^{1/2}, \quad (11)$$

$\text{rnd}6$ 是在 $0 \sim 1$ 之间均匀分布的随机数,确定了海浪的法线方向 \mathbf{n} 后,可以根据斯涅尔定理求出海面折射后的光束方向,假设入射方向为 $\mathbf{r}_i = (\mu_x, \mu_y, \mu_z)$,折射方向为 $\mathbf{r}'_i = (\mu'_x, \mu'_y, \mu'_z)$ 。

令

$$\begin{aligned}w_1 &= \frac{\mu_y n_z - n_y \mu_z}{n_x \mu_y - n_y \mu_x}, \\ w_2 &= \frac{\mu_x n_z - n_x \mu_z}{n_x \mu_y - n_y \mu_x}, \\ \cos \theta_i &= \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_i}{|\mathbf{n}| \cdot |\mathbf{r}_i|},\end{aligned}$$

由 $n_i \sin \theta_i = n_0 \sin \theta_0$,可以算出出射角 θ_0 。可以求得折射方向为

$$\begin{aligned}\mu'_{y1,2} &= \frac{-2(l \cdot \mathbf{n} + m \cdot \mathbf{g})}{2(m^2 + n^2 + 1)} \pm \frac{\sqrt{4(l \cdot \mathbf{n} + n \cdot \mathbf{g})^2 - 4(m^2 + n^2 + 1)(g^2 + l^2 - 1)}}{2(m^2 + n^2 + 1)}, \\ \mu'_{x1,2} &= m \cdot \mu'_{y1,2} + g, \quad \mu'_{z1,2} = l + n \cdot \mu'_{y1,2},\end{aligned}\quad (12)$$

式中 $m = \frac{-\cos \theta_0}{n_x + \omega_1 n_z}$, $g = -\frac{n_y + \omega_2 n_z}{n_x + \omega_1 n_z}$, $l = m\omega_1$, $n = \frac{\omega_2 n_x - \omega_1 n_y}{n_x + \omega_1 n_z}$ 。分别用 $(\mu'_{x1}, \mu'_{y1}, \mu'_{z1})$ 、 $(\mu'_{x2}, \mu'_{y2}, \mu'_{z2})$ 与 r_i 的夹角相比较, 夹角绝对值小的为正确的折射方向。

对于海面反射光束方向的确定, 取 $u_1 = \frac{\cos \theta_i}{n_x + n_z \omega_1}$, $u_2 = -\frac{n_y + \omega_2 n_z}{n_x + n_z \omega_1}$, $q_1 = \omega_1 u_1$, $q_2 = \omega_2 + \omega_1 u_2$, 则反射方向 $r''_0 = (\mu''_x, \mu''_y, \mu''_z)$ 为

$$\mu''_{y1,2} = \frac{-2(u_1 u_2 + q_1 q_2) \pm \sqrt{4(u_1 u_2 + q_1 q_2)^2 - 4(q_2^2 + u_2^2 + 1)(q_1^2 + u_1^2 - 1)}}{2(q_2^2 + u_2^2 + 1)}, \quad (13)$$

$$\mu''_{x1,2} = u_1 + u_2 \mu''_{y1,2}, \quad \mu''_{z1,2} = q_1 + q_2 \mu''_{y1,2},$$

用 $(\mu'_{x1}, \mu'_{y1}, \mu'_{z1})$ 和 $(\mu'_{x2}, \mu'_{y2}, \mu'_{z2})$ 与 $-r_i$ 比较, 夹角绝对值取其最大值为正确的方向矢量。

4 蒙特卡罗方法大气海洋光信道模拟结果与分析

4.1 云层对光束扩展的影响

利用上面的蒙特卡罗模拟方法, 首先对激光束受到云层作用引起的扩展情况进行了数值模拟。假设从卫星高度 200 km 发射 δ 型激光脉冲, 光场分布为高斯分布, 模拟在 I 类海水深 1 m 处的投影光束大小。海面风速为 15 m/s, 假设光束不受影响时的几何投影直径为 50 m、1000 m、2000 m、4500 m, 对应从下到上四组曲线, 每组用三种不同的云的散射系数和吸收系数 $(2.0 \times 10^{-2} \text{ m}^{-1}, 1.0 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1})$ 、 $(2.0 \times 10^{-2} \text{ m}^{-1}, 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1})$ 、 $(2.0 \times 10^{-2} \text{ m}^{-1}, 5.0 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1})$ ^[16] 进行模拟, 分别对应一组中的细点线、直连线、点线, 如图 1 所示。图 1 显示了云层厚度与光束展宽的关系。模拟表明云层厚度 400 m 以内时, 云层的散射作用最为明显, 投影光斑迅速增大。400 m 以后, 上升趋势趋于平缓, 说明大于 400 m 厚的云对准直光束的散射作用在一定程度上达到饱和, 云的吸收作用开始显现。对比不同投影半径的光场可见, 当光场半径小于 2000 m 时, 云层

对光场的空间展宽作用较为明显, 至少加倍足印直径宽度。然后随着几何投影半径的扩大, 云的展宽曲线的上升空间也越来越小, 对光场空间分布的影响随之降低。对于发散角极窄的脉冲, 如图 1 最下三条曲线, 厚度低于 200 m 的云层对其几乎没有散射扩展作用。

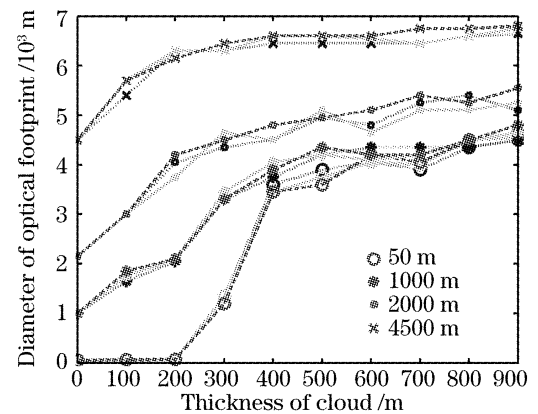


图 1 不同云层, 不同厚度条件下光斑投影足印半径
Fig. 1 Optical projected footprint width for different clouds and different cloud thickness

图 2 模拟了光脉冲在 I、IB 和 II 类海水中 10 m、50 m、100 m 不同深度, 海水的吸收和散射系数(单位: m^{-1}) 分别为 $(0.031, 0.032)$ 、 $(0.049, 0.042)$ 、 $(0.081, 0.070)$ ^[14] 不考虑云层影响时的光脉冲空间分布, 图 3 是光脉冲在这三类海水中衰减曲线的自

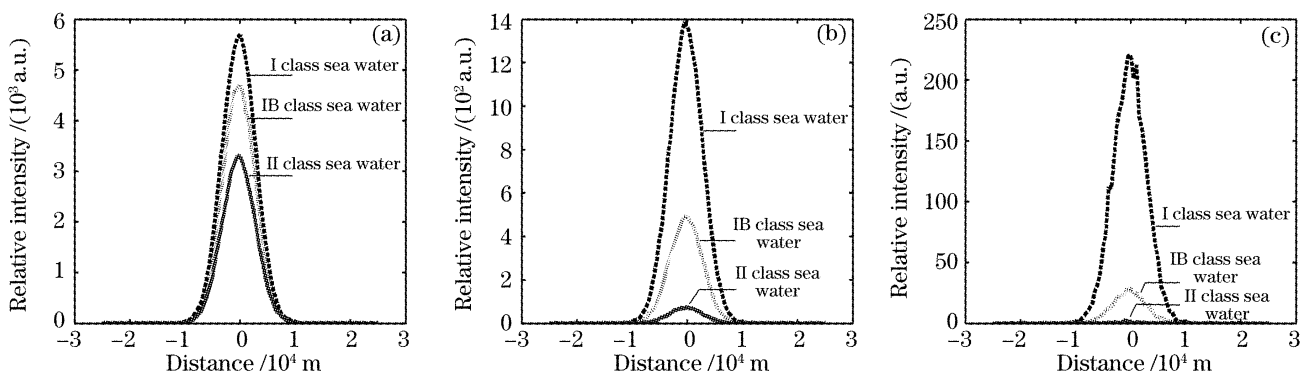


图 2 不同水深、不同海水类型的光场能量空间分布

Fig. 2 Spacial distribution of optical energy in different water depths and different water types

然对数表示,可见不同水质对光脉冲的能量衰减有

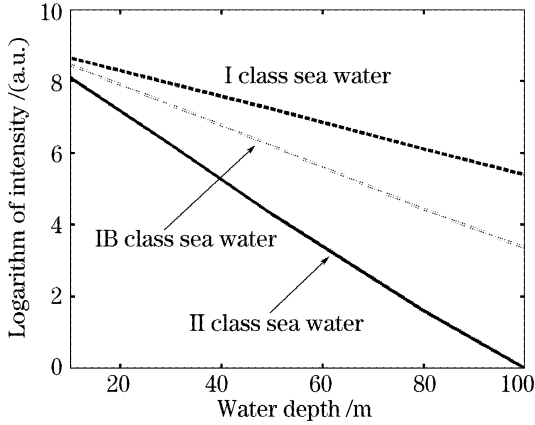


图 3 不同海水类型的光束能量衰减

Fig. 3 Optical-energy decay of different water types

重要影响,脉冲中心的光场能量按指数方式衰减。对于II类海水,光场能量相对I、IB类衰减了很多。而从空间分布看,不同水质、不同深度却有大致相同的光束半峰全宽分布,只是由于衰减使光场分布截面的高度有很大不同。

图 4 模拟了云层厚度为 1000 m,在水下 50 m 和 130 m 处,光脉冲经过完整大气海洋信道后的光场空间分布,其中水平纵横方向的单位间隔为 50 m,纵坐标代表接收光子数。图 4(a)为水下 50 m 的情况,透射光场分布还接近高斯分布,当水深 130 m 时,如图 4(b)所示,光强由于被海水大幅度的衰弱,光场强度分布呈离散起伏,这种强度的不规则随机起伏源自海水的吸收作用和光子的离散性。

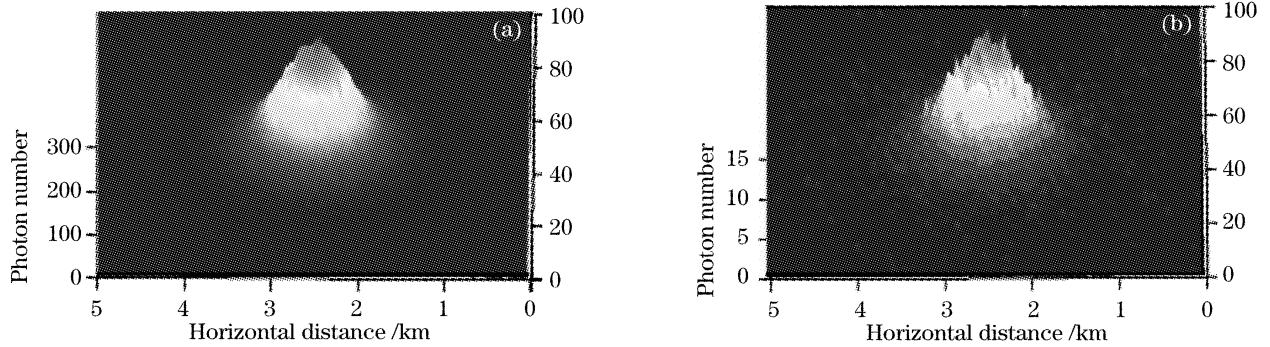


图 4 水深 50 m (a), 130 m (b)处的激光脉冲光强分布

Fig. 4 Spatial distribution of laser beam underwater 50 m (a) and 130 (b)

4.2 光脉冲时间展宽

图 5 模拟了云层厚度为 1000 m, I 类海水时,水深为 10 m 和 100 m 处,完整大气海洋信道不同空间位置接收的光脉冲信号波形时间特性。图中曲线对应距离光场中心 0、900 m、1800 m 处的光脉冲波形。接收光脉冲先升后降,其上升沿陡峭,下降沿长而平缓。离光场中心越远,接收到的波形就越平坦。主要原因为强的准直光束和低次散射光束达到接收机的时间短、强度大,使脉冲前沿快速上升,而由准直光束散射分离出来形成多重散射的散射光构

成了波形的中末端,散射级数越高,概率愈小,强度愈弱;同时随着传输路径增长,在时间上相对滞后。在距离中心 1800 m 处,几乎没有准直光的成分,得到的波形表现为时延强烈衰落起伏的多重散射波形。产生这种衰落的原因包括不同传输路径的随机时延和随机衰减,通过不同路径光束强度的相互随机叠加,光子本身的离散性与蒙特卡罗方法本身的随机性。100 m 处的光脉冲时间分布能量更低,散射成分更多,对比图 5(a),波形中直射成分峰被散射展宽,同时波形强烈起伏。

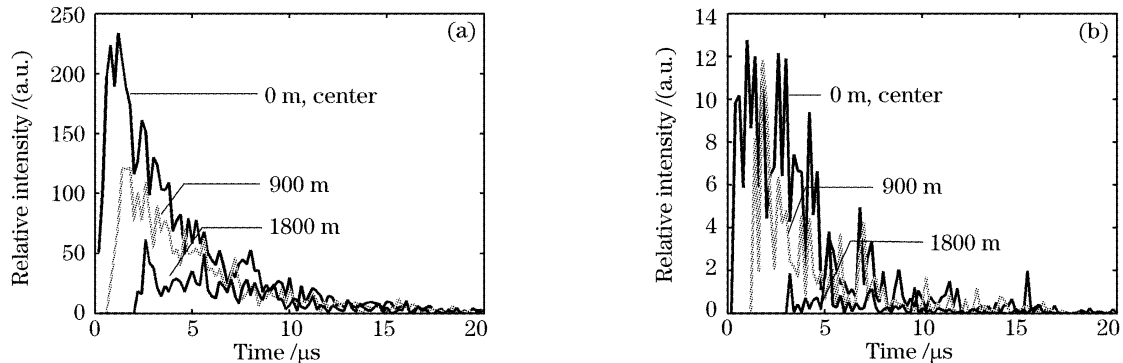


图 5 水深 10 m (a), 100 m (b)处,不同光斑足印位置接收的光脉冲波形

Fig. 5 Laser pulse characteristic at different positions of spatial distribution under water 10 m (a), 100 m (b)

4.3 数值模拟与建模的关系

以脉冲波形函数 $at\exp(-t/\beta)$ 为基本的拟合函数,采用最小二乘法对接收的光脉冲波形进行拟合。图 5(a) 中的光场中心处接收波形的拟合结果见图 6,拟合结果为:

$$f(t) = 0.0059[\exp(-t/3.8407) + \exp(-t/3.8439) + \exp(-t/3.9257) + \exp(-t/10.7748)]. \quad (14)$$

图 6 中看出,4 个脉冲函数就可以比较精确地表示接收到的信道响应波形,这可以看作接收信号主要由四条不同时延的散射多径组成,前三条基本代表了准直光占主体的路径,最后一项代表了散射光占主体的路径。根据第二节信道建模方法分析中,用抽头延时线的有限脉冲响应滤波器来对信道建模,接收信号为经过滤波器的不同时延,不同衰减信号波形的叠加。因此,拟合结果可以看成仅有几个抽头的有限脉冲响应滤波器,可近似代表信道的建模效果。

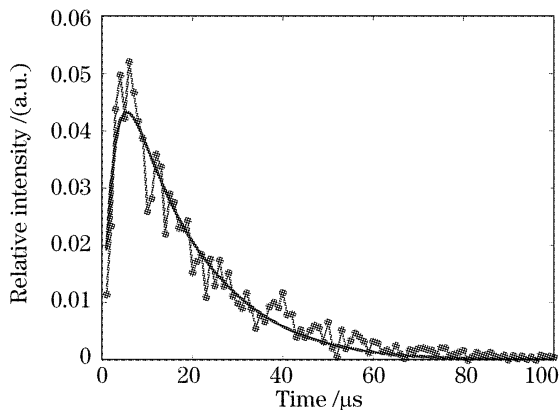


图 6 光场中心处的光脉冲及其拟合结果

Fig. 6 Laser pulse and its fitted curve at center of laser spatial distribution

蒙特卡罗方法能够分析光束多径效应带来的光信号强度起伏和扩展。以此为依据,求出信道的冲击响应后,分析信道响应衰落起伏的分布,能够得出滤波器权值的统计规律,建立时变信道模型。根据通信的中心极值定理^[17],可以认为在散射光强比较大时,作为大量相同统计随机事件的叠加,衰落统计服从高斯分布。图 7 是根据以上模拟得到的信道响应,对噪声起伏按平均值(拟和曲线)与偏差的比值归一化后得到的概率分布,可见该统计分布在主体上是服从高斯分布的。在少数大值分布与高斯分布偏离,这认为是蒙特卡罗方法的随机性造成的。

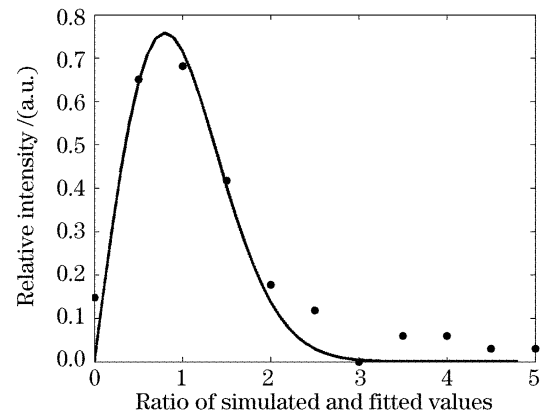


图 7 模拟得到的大气海洋信道中的噪声分布

Fig. 7 Noise distribution of simulated signal in atmospheric oceanic communication channel

5 结 论

本文详细分析了应用蒙特卡罗方法模拟激光脉冲在大气海洋信道中传输的算法和原理。对激光脉冲受到云层的影响进行数值仿真,得到了云层厚度为 300~500 m 时,对水下激光脉冲的空间扩展影响最大结论,以及不同水深的激光光脉冲的光场分布。同时,对激光脉冲的时间展宽也进行了数值模拟,得到不同光场分布位置的激光脉冲的时间波形,分析了其不同的展宽机理。分析比较了蒙特卡罗获得的激光脉冲波形与信道建模之间的联系,并对信道的噪声分布进行了分析。本研究对卫星平台的蓝绿激光与水下目标间的通信系统设计,具有实际的参考价值。

参 考 文 献

- 1 Akira Ishimaru. Theory and application of wave propagation and scattering in random media[J]. *Proc. IEEE*, 1977, **67**: 1030~1061
- 2 Sherman Karp, Robert M. Gagliardi, Steven E. Moran *et al.*. *Optical Channels Fibers, Clouds, Water, and the Atmosphere* [M]. New York: Plenum Press, 1988
- 3 Zhonghai Jin, Knut Stamnes. Radiative transfer in nonuniformly refracting layered media; atmosphere-ocean system[J]. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(3): 431~440
- 4 D. Arnush. Underwater light-beam propagation in the small-angle scatterin[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1972, **62**(9): 1109~1117
- 5 Sherman Karp. Optical communications between underwater and above-surface (satellite) terminals [J]. *IEEE. Trans. Commun.*, 1976, **COM-24**(1): 66~81
- 6 Richard F. Lutomirski. An analytic model for optical beam propagation through the marine boundary layer [C]. *Proc. SPIE*, 1978, **160**: 110~123
- 7 Paul F. Schippnick. Phenomenological model of beam spread in ocean water[C]. *Proc. SPIE*, 1990, **1302**: 13~32
- 8 Wolfram G. Blattner, Henry G. Horak, Dave G. Collin *et al.*. Monte Carlo studies of the sky radiation at twilight[J]. *Appl. Opt.*, 1974, **13**(3): 534~541
- 9 Gilbert N. Plass, George W. Kattawar. Monte Carlo

- calculations of light scattering from clouds[J]. *Appl. Opt.*, 1968, **7**(3): 415~426
- 10 G. C. Mooradian, M. Geller. Temporal and angular spreading of blue-green pulses in clouds[J]. *Appl. Opt.*, 1982, **21**(9): 1572~1578
- 11 John W. McLean, Jonathan D, Ronald E. Walker *et al.*. Beam spread function with time dispersion[J]. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(21): 4701~4711
- 12 L. B. Stotts. Closed form expression for optical pulse broadening in multiple-scattering media[J]. *Appl. Opt.*, 1978, **17**(4): 504~506
- 13 Ma Dongtang, Wei Jibo, Zhang Zhaowen. Performance evaluation and channel modeling of multiple-beam propagation for atmospheric laser communication[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(8): 1020~1024 (in Chinese)
马东堂,魏急波,庄钊文. 大气激光通信中多光束传输性能分析和信道建模[J]. *光学学报*, 2004, **24**(8): 1020~1024
- 14 Karl Idar Gjerstad, Jakob J. Stammes, Borge Hamre *et al.*. Monte Carlo and discrete-ordinate simulations of irradiances in the coupled atmosphere-ocean system[J]. *Appl. Opt.*, 2003, **42**(15): 2609~2622
- 15 Chavles Cox, Walter Munk. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of sun's glitter[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1954, **44**(11): 838~853
- 16 Xu Zhijun, Sui Chenghua, Fan Jingfan. Monte Carlo simulation of light transmission through cloud and fog [J]. *Optical Instruments*, 1997, **S1**(1): 7~11(in Chinese)
徐志君,隋成华,范竞藩. 蒙特卡罗方法模拟光在云雾中的传输[J]. *光学仪器*, 1997, **S1**(1): 7~11
- 17 Rodger E. Ziemer, Willian H. Tranter. *Principles of Communications; System, Modulation and Noise* [M]. Beijing: High Education Press, 2002. 233

LASER2007' Harbin

第十八届全国激光学术会议第一轮通知

中国光学学会与中国电子学会联合主办的系列会议——第十八届全国激光学术会议,定于2007年8月在黑龙江哈尔滨举行。本次会议将为我国激光与光电子新老学者提供探讨新思想、新概念、新技术的交流平台,促进学术领域的科技创新和科技成果转化。多名院士和著名专家到会作大会报告,各分会设立高水平的邀请报告。欢迎积极投稿,踊跃参加。同时欢迎各公司、企事业单位刊登广告、到会展示科技成果产品和发布信息。

会议时间:2007年8月,会期4天

会议地点:中国·黑龙江·哈尔滨

主办单位:中国光学学会、中国电子学会

承办单位:哈尔滨工业大学 可调谐激光技术国家级重点实验室

名誉主席:周炳琨院士

会议主席:范滇元院士、周寿桓院士

会议副主席:姚建铨、彭堃堦、朱健强、王 骐、王树国

秘书长:陈德应

会议主题/征稿范围:1) 激光物理(激光器动力学、激光等离子体物理、X光激光、激光光谱等);2) 非线性光学与量子光学;3) 全固态激光器及新型激光器;4) 激光信息及处理技术;5) 激光生物与激光医学;6) 工业激光及其应用;7) 激光材料、薄膜及元器件;8) 光束传输、控制及光束特性

征文要求:将500~800字摘要(用于审稿)和300字提要(用于出版)各一份,以电子邮件附件的形式发送至:Laser2007@hit.edu.cn,摘要应能准确反映研究成果的创新点,包括研究目的、方法结果、结论等内容。不引用参考文献、数学公式和化学式。不接受已在国内外正式出版刊物上发表过的论文,提交截稿日期为2007年5月31日。

来稿需注明论文题目、作者姓名、单位、通讯地址(包括邮编、电话、E-mail等)、关键词3~6个。题目用小三号黑体,摘要用宋体小四号字按word格式编排,务必在左上角标明所属征稿范围的第几类。一般不接受书面邮寄件。

会议将推荐优秀论文,在《中国激光》上正式发表。

会议秘书组联系人及联系电话:

陈德应 0451-86402837,何伟明 0451-86412710-214,

程元丽 0451-86402920,王春晖 0451-86402910,王瑞环 0451-86413164

传真:0451-86413164,E-mail:Laser2007@hit.edu.cn,网页:www.Laser2007.hit.edu.cn

地址:黑龙江哈尔滨南岗区一匡街2号哈工大科学园3031信箱(王瑞环收),邮编:150001

中国光学学会激光专业委员会

中国电子学会量子电子学与光电子学分会

哈尔滨工业大学

可调谐激光技术国家级重点实验室

哈尔滨工业大学光电子技术研究所(代章)

二〇〇七年一月二十二日