

非直视紫外光在非共面通信系统中的脉冲展宽效应

宋 鹏^{1,2} 柯熙政¹ 熊扬宇² 赵太飞^{1*}

¹西安理工大学自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048

²西安工程大学电子信息学院, 陕西 西安 710048

摘要 大气分子和气溶胶颗粒对紫外光具有强烈的散射作用,以紫外光作为信息载体可实现非直视通信。研究紫外光通信中的脉冲展宽效应对于减小码间干扰、提高系统传输速率具有重要意义。基于蒙特卡罗方法建立了非直视紫外光在非共面通信系统中的多次散射传播模型,利用此模型模拟了发射端出射的紫外光经多次散射到达接收端的全过程。结果表明,非直视紫外光在非共面通信系统中的脉冲响应的半峰全宽随着发射端和接收端仰角、接收端偏转角度的增大而增大;多次散射对脉冲展宽的贡献随着发射端和接收端仰角增大而增大;采用开关键控调制方式,系统可传输的最大码速率随发射端和接收端仰角的增大而减小。

关键词 光通信; 紫外光散射; 蒙特卡罗方法; 脉冲展宽效应; 非直视

中图分类号 TN929.12 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.1106004

Pulse Broadening Effect of Non-Line-of-Sight Ultraviolet in Noncoplanar Communication System

Song Peng^{1,2} Ke Xizheng¹ Xiong Yangyu² Zhao Taifei¹

¹ School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710048, China

² College of Electronics and Information, Xi'an Polytechnic University, Xi'an, Shaanxi 710048, China

Abstract Atmospheric molecules and aerosol particles have strong scattering effect on ultraviolet (UV), and the non-line-of-sight communication can be realized by using UV as the information carrier. The study of the pulse broadening effect in UV communication is very important for reducing the intersymbol interference and improving the system transmission rate. Based on the Monte Carlo method, the multiple scattering transmission model of the non-line-of-sight UV in the noncoplanar communication system is established. The whole process that UV is emitted from the transmitter and arrives at the receiver after multiple scattering is simulated. The results show that the full width at half-maximum of the impulse response of non-line-of-sight UV in the noncoplanar communication system will increase with the increasing elevation angle of the transmitter, the elevation angle of the receiver, and the deflection angle of the receiver. The contribution of multiple scattering to the pulse broadening increases with the increasing elevation angles of the transmitter and the receiver. The maximum code rate of the system will be reduced with the increasing elevation angle of the transmitter and the receiver by the on-off keying modulation mode.

Key words optical communications; ultraviolet scattering; Monte Carlo method; pulse broadening effect; non-line-of-sight

OCIS codes 060.2605; 060.4510; 260.7190; 010.1310

1 引 言

日盲波段紫外光(UV)通信为一种利用大气分子和气溶胶颗粒的散射作用传输信息的通信方式^[1-3]。与

收稿日期: 2016-05-18; **收到修改稿日期:** 2016-06-21

基金项目: 国家自然科学基金(61377080)、国家科技创新计划(13C26213201867)、民航联合研究基金(U1433110)、江苏省省级前瞻性研究专项资金(第三批)(BE2013088)、陕西省自然科学基金基础研究计划(2013JC2-15)、陕西省教育厅科研计划(14JK1319)

作者简介: 宋 鹏(1976—),男,博士研究生,副教授,主要从事无线紫外光通信技术方面的研究。

E-mail: pengsong916@126.com

导师简介: 柯熙政(1962—),男,博士,教授,主要从事大气激光通信及信号处理方面的研究。E-mail: xzke@263.net

* **通信联系人.** E-mail: zhaotaifei@163.com

常规通信方式相比,紫外光通信具有保密性好、背景噪声小、非直视(NLOS)传播等优点,在无线电静默条件下的舰船、装甲集群等军事装备的保密通信领域有广阔的应用前景^[4-6]。由于多径传输等原因,非直视紫外光在非共面通信中存在严重的脉冲展宽效应,因此,研究导致脉冲展宽的因素对于消除码间干扰、提高系统传输速率具有重要意义。

研究脉冲展宽效应的前提是建立合理的紫外光通信系统仿真模型。1979年,David等^[7]基于椭球坐标系建立了一个经典的单次散射通信模型。1991年,Mark等^[8]在文献[7]的研究基础上利用椭球坐标系对公共散射体进行分区域积分,建立了非直视紫外光在共面系统中的单次散射通信模型,并得到了系统的脉冲响应。2011年,Elshimy等^[9]基于椭球坐标系建立了紫外光非共面单次散射通信模型。同年,Xiao等^[10-11]基于球面坐标系建立了紫外光非共面单次散射通信模型。非共面条件下公共散射体的边界较为复杂,文献[9-11]对三重积分的上下限进行了更为细致的划分。Xu等^[12]研究了日盲紫外光短程通信系统,得到了共面情况下紫外光通信系统路径损耗的近似闭合解。Wang等^[13]将不规则的公共散射体近似为平头锥体,得到了近似的紫外光非共面任意指向通信系统的路径损耗闭合解。Zuo等^[14]在文献[11]的基础上得到了非共面条件下路径损耗的近似闭合解。文献[12-14]均要求系统的发散角和视场角很小,且公共散射体为有限区域。Ding等^[15-16]提出了紫外光通信的共面蒙特卡罗(MC)方法,解决了公共散射体的复杂边界问题,将紫外光通信的单次散射扩展到多次散射,成为目前进行紫外光信道模型研究的主要方法,但MC方法存在仿真时间较长的问题。Chen等^[17]利用窄脉冲紫外光激光器和高带宽光电倍增管搭建了非直视紫外光的通信实验平台,得到了共面条件下脉冲响应信号的半峰全宽(FWHM)与收发仰角、收发距离、视场角和发散角之间的关系,并发现脉冲展宽与发散角关系不大。Qiang等^[18]研究了脉冲展宽对紫外光通信误码率的影响。

依据米氏散射和瑞利散射理论,本文建立了非直视紫外光在非共面通信系统中的MC多次散射模型,共面情况为该模型的一个特例。在相同实验条件下,利用该模型仿真的脉冲展宽数据和文献[17]的实验数据较好地吻合,从而验证了该模型的有效性。基于该模型分析了脉冲展宽与单次和多次散射的关系,得到了非共面条件下脉冲展宽与接收端偏转角之间的关系。在开关键控(OOK)调制方式下,得到了系统可能传输的最大码速率与收发仰角的关系。

2 非直视紫外光在非共面通信系统中的多次散射传播模型

非直视,即紫外光通信采用非直线传输路径,利用大气对紫外光的强散射特性,发射光束可以绕过障碍物到达接收端。非共面,即紫外光通信系统发射端的发射锥体的中轴线和接收端的视场锥体的中轴线不共面。单次散射,即收发仅通过1次散射实现通信;多次散射,即收发之间通过2次或者多次散射的综合作用实现通信。在紫外光通信实验中,接收端接收到的光子为单次和多次散射共同作用的结果。这里利用MC方法对光子在大气中多次散射传播的过程进行建模仿真,单次散射为多次散射模型的一个特例。

非直视紫外光在非共面通信系统中的多次散射传播模型如图1所示,将发射端(T)设在坐标系 xyz 的原点位置,将接收端(R)设于 x 轴的正半轴上,R与T之间的距离为 d 。 C_t 和 C_r 分别为发射光束与接收视场所形成的锥体。 θ_t 和 ϕ_t 分别为发射端仰角和发散角半角, θ_r 和 ϕ_r 分别为接收端仰角和视场角半角。 α_t 为 C_t 的偏转角, α_r 为 C_r 的偏转角。 S_n 为第 n 次散射的散射点。 r_0 为T与 S_1 的距离, r_1 为 S_1 与R的距离, r_n 为 S_n 与R的距离。 ζ_n 为 S_n 与R的连线与 C_r 中心轴的夹角, β_n 为光子在 S_n 点的入射方向与光子在该点散射后传播方向的夹角。

2.1 坐标变换

为了方便地描述光子的传输方向和传输距离,需要对坐标系 xyz 进行变换。如图1所示,以 z 坐标轴为旋转轴,按照顺时针方向将坐标系 xyz 旋转 α_t 角度,再以 y' 轴为旋转轴将坐标系 xyz 顺时针方向旋转 $\pi/2-\theta_t$ 角度,得到新的坐标系 $x'y'z'$,此时 z' 轴与 C_t 的中心轴重合。由坐标系 xyz 向坐标系 $x'y'z'$ 的转换公式为

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \mathbf{H} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}, \quad (1)$$

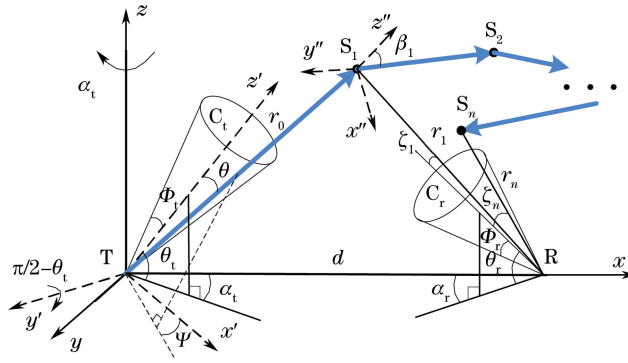


图 1 非直视紫外光在非共面通信系统中的多次散射传播模型

Fig. 1 Multiple scattering propagation model of NLOS UV in noncoplanar communication system

式中 \mathbf{H} 为一个矩阵,其表达式为

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_t\right) \cos \alpha_t & \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_t\right) \sin \alpha_t & -\sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_t\right) \\ -\sin \alpha_t & \cos \alpha_t & 0 \\ \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_t\right) \cos \alpha_t & \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_t\right) \sin \alpha_t & \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_t\right) \end{bmatrix}. \quad (2)$$

2.2 散射相函数

散射相函数反映了大量光子经过散射体散射后在不同方向上出射的光子数量^[19-20]。光子在散射点 S_1 处发生散射,当散射体(如大气分子)的尺寸远小于入射紫外光波长时,发生瑞利散射。瑞利散射的散射相函数表达式为^[15]

$$P_R(\cos \beta_s) = \frac{3[1 + 3\gamma + (1 - \gamma) \cos^2 \beta_s]}{4(1 + 2\gamma)}, \quad (3)$$

式中 β_s 为光子在散射体的入射方向与散射方向的夹角, γ 为模型参数。

当散射体(如气溶胶)的尺寸与紫外光波长相当时,发生米氏散射。米氏散射的散射相函数表达式为^[21-22]

$$P_M(\cos \beta_s) = (1 - g^2) \left[\frac{1}{(1 + g^2 - 2g \cos \beta_s)^{3/2}} + f \frac{0.5(3 \cos^2 \beta_s - 1)}{(1 + g^2)^{3/2}} \right], \quad (4)$$

式中 g, f 为模型参数。

大气中瑞利散射和米氏散射均有可能发生,因此将瑞利散射相函数和米氏散射相函数的加权求和作为大气的散射相函数,其表达式为^[12]

$$P(\cos \beta_s) = \frac{k_R}{k_s} P_R(\cos \beta_s) + \frac{k_M}{k_s} P_M(\cos \beta_s), \quad (5)$$

式中 k_s 为大气的散射系数, k_R 为瑞利散射系数, k_M 为米氏散射系数, $k_s = k_R + k_M$ 。

2.3 发射端光子的传输方向

如图 1 所示, T 在发射锥体内均匀发射光子,任取单个光子。在坐标系 $x'y'z'$ 中,设该光子的传输方向与 z' 坐标轴正向的夹角为 θ ,该光子的传输方向在 $x'y'$ 平面中的投影与 x' 坐标轴正向的夹角为 ϕ , (θ, ϕ) 唯一确定了该光子的传输方向。设 $\xi^{(\theta)}$ 和 $\xi^{(\phi)}$ 为在 $[0, 1]$ 区间内服从均匀分布的随机数,可得

$$\cos \theta = 1 - \xi^{(\theta)} (1 - \cos \phi_t), \quad (6)$$

$$\phi = 2\pi \xi^{(\phi)}. \quad (7)$$

在坐标系 $x'y'z'$ 中,发射光子传输方向的方向余弦可以表示为

$$(u_{x'}, u_{y'}, u_{z'}) = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta). \quad (8)$$

由(1)式可得,在坐标系 xyz 中该光子传输方向的方向余弦可以表示为

$$\begin{bmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{bmatrix} = \mathbf{H}^{-1} \begin{bmatrix} u_{x'} \\ u_{y'} \\ u_{z'} \end{bmatrix}. \quad (9)$$

2.4 发射光子的新位置

由 T 发射的单个光子将在发射锥体内沿着 (u_x, u_y, u_z) 的方向运动, T 与散射点 S_1 的距离 r_0 服从参数为 $1/k_e$ 的指数概率密度函数的随机抽样, 可得^[16]

$$r_0 = -\ln \xi^{(1)} / k_e, \quad (10)$$

式中 k_e 为大气的消光系数, $k_e = k_s + k_a$ (k_a 为大气的吸收系数); $\xi^{(1)}$ 为在 $[0, 1]$ 区间内服从均匀分布的随机数。因此, 散射点 S_1 在坐标系 xyz 中的坐标可以表示为

$$(x_{s_1}, y_{s_1}, z_{s_1}) = P_T + r_0 (u_x, u_y, u_z), \quad (11)$$

式中 P_T 为 T 在坐标系 xyz 中的坐标 $(0, 0, 0)$ 。

2.5 光子经过散射后到达的新位置

如图 1 所示, 光子经过 S_1 散射点散射后的传输方向与入射方向的夹角(即散射角)记为 β_1 , β_1 由散射相函数 $P(\mu)$ 决定, 可由

$$\xi^{(s)} = 2\pi \int_{-1}^{\mu_1} P(\mu) d\mu \quad (12)$$

求得, 式中 $\mu_1 = \cos \beta_1$, $\xi^{(s)}$ 为区间 $[0, 1]$ 内均匀分布的随机变量, $P(\mu)$ 可由(5)式求得。

原坐标系为 xyz , 以 S_1 为原点, 构造坐标系 $x''y''z''$, 使 z'' 轴与光子的入射方向重合。在坐标系 $x''y''z''$ 中, 光子经过 S_1 后的散射角为 β_1 , 方位角在 $(0, 2\pi)$ 中均匀分布。根据(9)、(11)式得到光子经 S_1 散射后在坐标系 xyz 中的传输方向和新的散射位置 S_2 , 多次散射的情况以此类推。

2.6 光子经过多次散射到达接收端的概率

一个光子经过 n 次散射后被接收端接收的条件为: 1) 散射点 S_n 在接收端视场角范围内; 2) 光子散射后的传输方向指向接收端的接收面; 3) 光子的传播距离为 r_n 。如图 1 所示, 如果 S_n 在接收锥体内(即 $\zeta_n < \phi_r$), 则光子有可能被接收。光子经过 S_n 散射后指向接收面的概率为

$$P_{1n} = \frac{A \cos \zeta_n}{4\pi r_n^2} P(\cos \beta_n), \quad (13)$$

式中 A 为 R 接收孔径的面积, $P(\cos \beta_n)$ 为第 n 次散射的相函数。光子经过 S_n 散射后能够传输 r_n 距离的概率为

$$P_{2n} = \exp(-k_e r_n). \quad (14)$$

因此, 一个光子经过 n 次散射后能够到达接收端接收面的概率为

$$P_n = W_n P_{1n} P_{2n}, \quad (15)$$

式中 W_n 为光子到达 S_n 前存活概率, W_n 可表示为

$$W_n = (1 - P_{n-1}) \exp(-k_a |s_n - s_{n-1}|) W_{n-1}. \quad (16)$$

由(16)式可知, 光子在到达第 n 次散射点 S_n 前存活, 必须同时满足 3 个条件: 1) 到达前一个散射点(即第 $n-1$ 次散射点 S_{n-1})时光子存活, 存活的概率为 W_{n-1} ; 2) 光子经过 S_{n-1} 散射点散射后没有被接收端接收的概率为 $1 - P_{n-1}$; 3) 光子经过 S_{n-1} 散射点散射后传输距离 $|s_n - s_{n-1}|$ 的概率为 $\exp(-k_a |s_n - s_{n-1}|)$ 。由于接收端不在发射端的发散角内, 光子不经过散射被接收端接收的概率为 0, 即 $P_0 = 0$ 。 S_0 为坐标系 xyz 的原点。光子在大气中传输时, 由于大气分子和气溶胶颗粒的吸收和散射, 光子能量衰减, 光子发生散射的概率为 k_s/k_e , 将光子在发射端存活的概率记为 W_0 ($W_0 = k_s/k_e$)。散射的次数越多, 光子存活的概率越小。设定光子最多经过 5 次散射达到接收端。

光子最多经过 N 次散射到达接收端, 这个事件可以分割为 N 个不相交的子事件。第 1 个事件为光子经过 1 次散射到达接收端; 第 2 个事件为光子经过第 1 次散射未到达接收端, 经过第 2 次散射到达接收端; 第 N 个事件为光子经过 $N-1$ 次散射未到达接收端, 经过第 N 次散射到达接收端。 N 个子事件发生的概率依次为 $P_1, P_2, P_3, \dots, P_N$, 其值可分别由(15)式求得。经过散射的次数越多, 光子可能被接收端接收的

概率越小,即 $P_1 > P_2 > \dots > P_{N-1} > P_N$ 。因此,光子最多经过 N 次散射到达接收端的概率为 N 个子事件发生概率之和,即

$$P_N = \sum_{n=1}^N P_n。 \quad (17)$$

2.7 脉冲响应

光子从 T 出发,经过 n 次散射到达 R,设 L 为光子经历的传输距离,可得

$$L = \sum_{i=0}^n r_i。 \quad (18)$$

光子从 T 出发,到达 R 需经历的时间 $t_n = L/c$,其中 c 为光速。在时间轴上均匀设置一系列时间节点记为 t_i (i 为整数),设 Δt 为两个时间节点之间的间隔,若 $t_i - \Delta t/2 < t_n < t_i + \Delta t/2$,则光子在第 i 个时间间隔到达接收端。设 T 发射 M 个光子,每个光子最多经历 N 次散射,则接收端的脉冲响应可表示为

$$h(t_i) = \sum_{j=1}^M \sum_{n=1}^N \frac{P_{jn}}{M\Delta t}, \quad t_i - \Delta t/2 < t_n < t_i + \Delta t/2, \quad (19)$$

式中 P_{jn} 为第 j 个光子经过 n 次散射到达 R 的概率,可由(15)式求得。

3 仿真结果与分析

基于第 2 节的理论分析,仿真模拟了系统模型参数对紫外光 NLOS 通信的脉冲展宽的影响。仿真过程中,部分系统参数取值如表 1 所示。

表 1 仿真参数

Table 1 Simulation parameters

Parameter	Value
Wavelength λ /nm	266
Absorption coefficient k_a/m^{-1}	0.74×10^{-3}
Rayleigh scattering coefficient k_R/m^{-1}	0.24×10^{-3}
Mie scattering coefficient k_M/m^{-1}	0.25×10^{-3}
Rayleigh phase function scattering parameter γ	0.017
Mie phase function asymmetry parameter g	0.72
Mie phase function parameter f	0.5
Number of transmitted photons M	10^6
Number of multiple scatterings N	5

3.1 多次散射对脉冲展宽的影响

仿真参数:T 发送单个脉冲信号,发射端发射的每个脉冲的能量为 1 J,起始时刻为 0,脉冲宽度为 3 ns,发散角半角 $\phi_t = 0.0859^\circ$,发射端偏转角 $\alpha_t = 0^\circ$,视场角半角 $\phi_r = 15^\circ$,接收端的偏转角 $\alpha_r = 0^\circ$,接收端的接收孔径直径为 8 mm,通信距离 $d = 100$ m。

依据(19)式,不同收发仰角的光子经单次散射及多次散射后,接收端的脉冲响应仿真波形如图 2 所示。从图 2(b)可见,经多次散射后接收端脉冲响应的上升沿宽度为 20 ns,下降沿宽度为 100 ns,FWHM 为 85 ns;文献[17]与该实验设置的参数相同,文献[17]中图 4 得到脉冲响应的上升沿宽度为 35 ns,下降沿宽度为 120 ns,FWHM 为 80 ns。对比可知,图 2(b)仿真得到脉冲响应的 FWHM 与文献[17]中图 4 得到的实验数据比较接近,从而验证了该模型的有效性。

对比图 2 中 4 个分图,发现多次散射对脉冲展宽的影响随着收发仰角的增大而增大。图 2(a)中发射端仰角和接收端仰角(简称收发仰角)都为 10° ,图 2(b)中收发仰角都为 40° ,对比图 2(a)、(b),发现经单次散射后接收端脉冲响应的 FWHM 和经多次散射后接收端脉冲响应的 FWHM 非常接近。图 2(c)中收发仰角都为 70° ,图 2(d)中收发仰角都为 90° ,对比图 2(c)、(d),发现与单次散射相比,经多次散射后接收端脉冲响应的 FWHM 明显增大。这是由于随着收发仰角增大,光子经多次散射后到达接收端的能量与光子经单次散射或者多次散射到达接收端的总能量的比值越来越大,图 2(a)~(d)中该比值依次为 1.55%、8.62%、20.40%、54.72%。

该比值越大,表明经多次散射后到达接收端的光子数越多。光子经过多次散射后到达接收端的传输距离差别较大,传输距离不同的光子到达接收端的时间差别较大,导致接收端脉冲响应的 FWHM 不同。

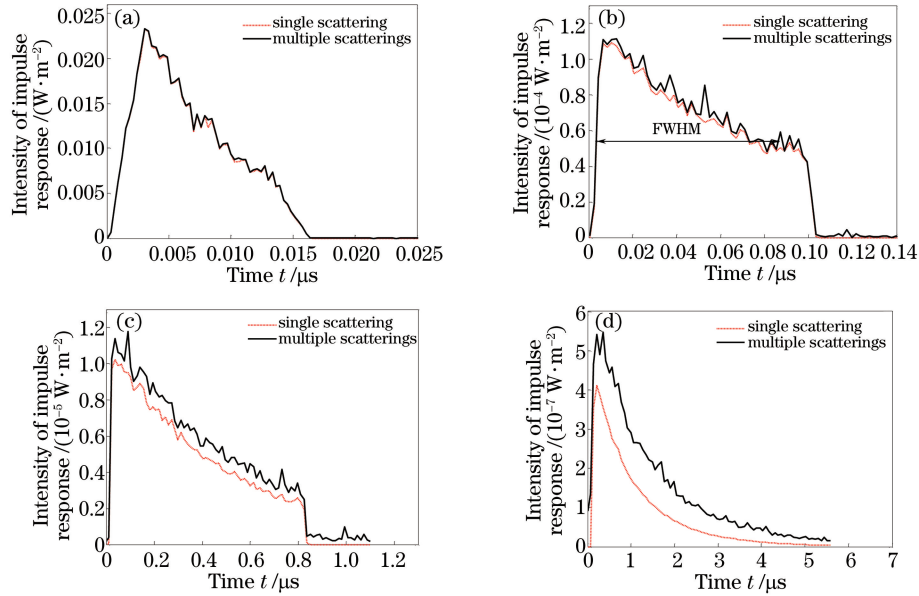


图 2 经单次散射和多次散射后的脉冲响应。(a) $\theta_i = \theta_r = 10^\circ$; (b) $\theta_i = \theta_r = 40^\circ$; (c) $\theta_i = \theta_r = 70^\circ$; (d) $\theta_i = \theta_r = 90^\circ$

Fig. 2 Impulse response after single scattering and multiple scatterings. (a) $\theta_i = \theta_r = 10^\circ$;
(b) $\theta_i = \theta_r = 40^\circ$; (c) $\theta_i = \theta_r = 70^\circ$; (d) $\theta_i = \theta_r = 90^\circ$

3.2 非共面条件下的脉冲展宽

研究非共面条件下的脉冲展宽问题时,为不失一般性,设发射端偏转角 $\alpha_i = 0^\circ$,接收端偏转角 α_r 依次为 $0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$ 。 α_r 越大,非共面性越明显。其他仿真参数:T 发送单个脉冲信号,发射端发射每个脉冲的能量为 1 J,起始时刻为 0,脉冲宽度为 3 ns,发散角半角 $\phi_i = 15^\circ$,视场角半角 $\phi_r = 15^\circ$,通信距离 $d = 100$ m,R 接收孔径直径为 15 mm。

接收端和发射端仰角相同,依次设置为 $20^\circ, 45^\circ, 75^\circ$ 。依据(19)式,脉冲响应波形与接收端偏转角的关系分别如图 3(a)、(c)、(e)所示;脉冲响应的 FWHM 与接收端偏转角的关系分别如图 3(b)、(d)、(f)所示;经多次散射后接收端接收的能量与接收端接收的总能量之比与接收端偏转角的关系分别如图 3(b)、(d)、(f)所示。

图 3(c)的仿真参数与文献[9]中图 6 设置的仿真参数相同,文献[9]中图 6 为经单次散射后接收端的脉冲响应波形,图 3(c)为经多次散射后接收端的脉冲响应波形。对比发现,对于相同的接收端偏转角,图 3(c)与文献[9]图 6 中脉冲响应波形和 FWHM 比较接近,进一步验证了 3.1 节的分析结果。因为收发仰角都为 45° ,接收端经多次散射接收的能量在接收端接收的总能量中占比较小,经单次散射后脉冲响应的 FWHM 和经多次散射后脉冲响应的 FWHM 比较接近。

由图 3(b)、(d)、(f)可知,增大接收端偏转角,接收端脉冲响应的 FWHM 增加。对于不同收发仰角,接收端偏转角对脉冲展宽的影响程度不同;收发仰角越小,接收端偏转角对脉冲展宽的影响越大。由图 3(a)、(b)可知,当收发仰角均为 20° 时,在接收端偏转角由 0° 增加至 40° 的过程中,公共散射体体积快速减小,接收端经单次散射后接收的能量快速减小,接收端经多次散射后接收的能量缓慢减少,接收端经多次散射后接收的能量与接收端接收的总能量之比(q)由 2.91%增加至 31.6%,脉冲响应的 FWHM 由 13 ns 增加至 29 ns。因此,接收端偏转角越大, q 越大,脉冲展宽越明显。由图 3(c)、(d)可知,当收发仰角均为 45° 时,在接收端偏转角由 0° 增加至 40° 的过程中, q 由 11.3%增加至 48.6%,脉冲响应的 FWHM 由 100 ns 增加至 128 ns。随着收发仰角的增大,接收端偏转角的变化对公共散射体体积的影响程度越来越小,当收发仰角都为 90° 时,增大接收端偏转角对公共散射体的体积不会产生影响,此时只有共面情况。由图 3(e)、(f)可知,当收发仰角均为 75° 时,由于仰角较大,在接收端偏转角由 0° 增加至 40° 的过程中,公共散射体体积缓慢减小,光子经单次散射和多次散射后,接收端接收的能量亦缓慢减少, q 由 25.4%增加至 30.0%,变化不大,脉冲响应的

FWHM 由 744 ns 增加至 833 ns。由以上仿真分析可得,接收端偏转角的增大引起接收端脉冲响应的 FWHM 增大,并且收发仰角越小,这种作用越明显。

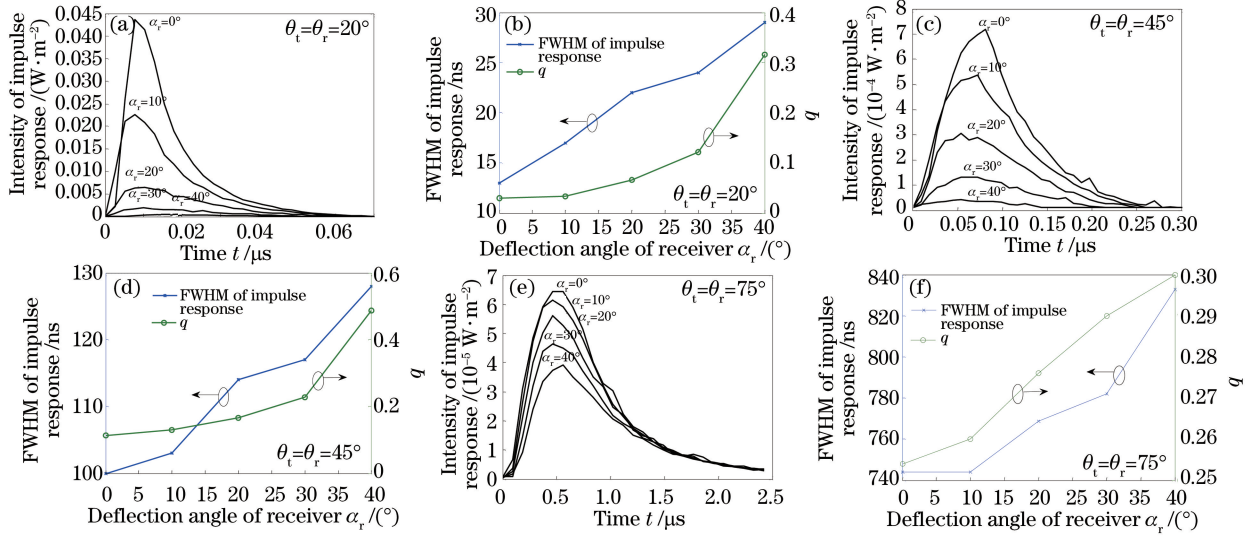


图 3 (a)(c)(e)不同偏转角条件下脉冲响应随时间的变化;(b)(d)(f)脉冲响应的 FWHM 随接收端偏转角 α_r 的变化
 Fig. 3 (a)(c)(e) Relationship between impulse response and time at different deflection angles;
 (b)(d)(f) relationship between FWHM of impulse response and deflection angle α_r of receiver

3.3 收发仰角对脉冲展宽的影响

仿真参数:T 发送单个脉冲信号,发射端发射每个脉冲的能量为 1 J,起始时刻为 0,脉冲宽度为 3 ns,发散角半角 $\phi_t=0.0859^\circ$,发射端偏转角 $\alpha_t=0^\circ$,视场角半角 $\phi_r=15^\circ$,接收端偏转角 $\alpha_r=0^\circ$,接收端接收孔径直径为 8 mm,通信距离 $d=100$ m。

依据(19)式,当发射端仰角和接收端仰角不同时,脉冲响应与发射端仰角、接收端仰角的关系如图 4 所示。由图 4(a)、(c)、(e)可知,脉冲响应的宽度随发射端仰角的增大而增大,由图 4(b)、(d)、(f)可知,脉冲响应的宽度随接收端仰角的增大而增大。由图 4(c)可知,当 $\theta_t=50^\circ$ 且 $\theta_r=10^\circ$ 时,脉冲响应的 FWHM 为 50 ns; 当 $\theta_t=50^\circ$ 且 $\theta_r=90^\circ$ 时,脉冲响应的 FWHM 为 400 ns,FWHM 展宽为 $\theta_r=10^\circ$ 时 FWHM 的 8 倍。由图 4(d)可知,当 $\theta_t=10^\circ$ 且 $\theta_r=50^\circ$ 时,脉冲响应的 FWHM 为 30 ns; 当 $\theta_t=90^\circ$ 且 $\theta_r=50^\circ$ 时,脉冲响应的

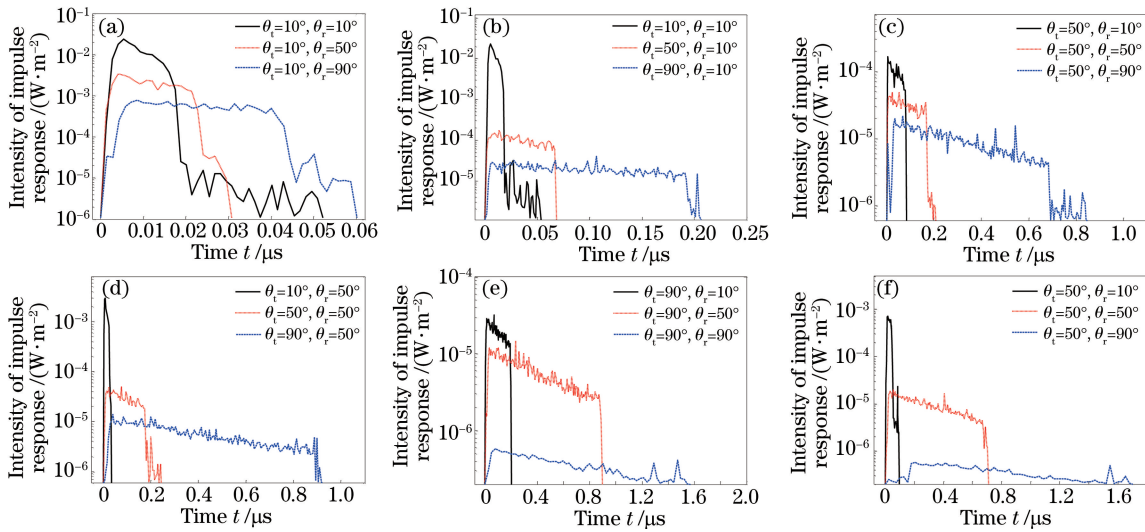


图 4 (a)(c)(e)脉冲响应随发射端仰角的变化;(b)(d)(f)脉冲响应随接收端仰角的变化
 Fig. 4 (a)(c)(e) Relationship between impulse response and elevation angle of transmitter;
 (b)(d)(f) relationship between impulse response and elevation angle of receiver

FWHM 为 500 ns,FWHM 展宽为 $\theta_i=10^\circ$ 时 FWHM 的 16.7 倍。对比图 4(c)、(d),发现在发散角较小且视场角较大的条件下,与接收端仰角相比,发射端仰角对脉冲响应展宽的影响更大。

3.4 脉冲重复频率

仿真参数:T 发送两个脉冲信号,起始时刻为 0,脉冲宽度为 3 ns,发散角半角 $\phi_i=0.0859^\circ$,发射端偏转角 $\alpha_i=0^\circ$,发射端发射每个脉冲的能量为 1 J,视场角半角 $\phi_r=15^\circ$,接收端偏转角 $\alpha_r=0^\circ$,通信距离 $d=100$ m,R 接收孔径直径为 8 mm。

依据(19)式,在不同发射端、接收端仰角和脉冲重复频率下,接收端接收的响应波形如图 5 所示。由图 5(a)、(b)可知,当脉冲重复频率 f 增大时,脉冲响应图形的双峰互相靠近,形成中间带有凹陷的双峰图形。定义单脉冲半峰值的重复频率 f_{hm} :发射两个脉冲信号,双脉冲响应的双峰图形之间凹陷最低点的功率等于单脉冲响应功率最大值 P_{max} 的一半时对应的脉冲重复频率。如果接收端的判决门限为单脉冲响应功率最大值的一半,当脉冲重复频率大于 f_{hm} 时,双脉冲响应双峰之间的功率大于单脉冲响应功率最大值的一半(即大于判决门限功率),双峰将向单峰转换,这时接收机无法判定是否接收到两个脉冲信号。在图 5(a)设定仿真条件下,单脉冲半峰值重复频率为 1.11×10^7 Hz。

由图 5(c)可知,当接收端仰角增大时,脉冲响应展宽,脉冲响应强度降低。当 $\theta_i=50^\circ$ 且 $\theta_r=10^\circ$ 时,脉冲响应图形为双峰结构;当 $\theta_i=50^\circ$ 且 $\theta_r=50^\circ$ 时,脉冲响应图形由双峰向单峰过渡;当 $\theta_i=50^\circ$ 且 $\theta_r=90^\circ$ 时,脉冲响应图形为单峰结构,相应的单脉冲半峰值重复频率 f_{hm} 也逐渐减小。由图 5(d)可知,当接收端仰角固定,发射端仰角增大,得到与图 5(c)类似的结论。

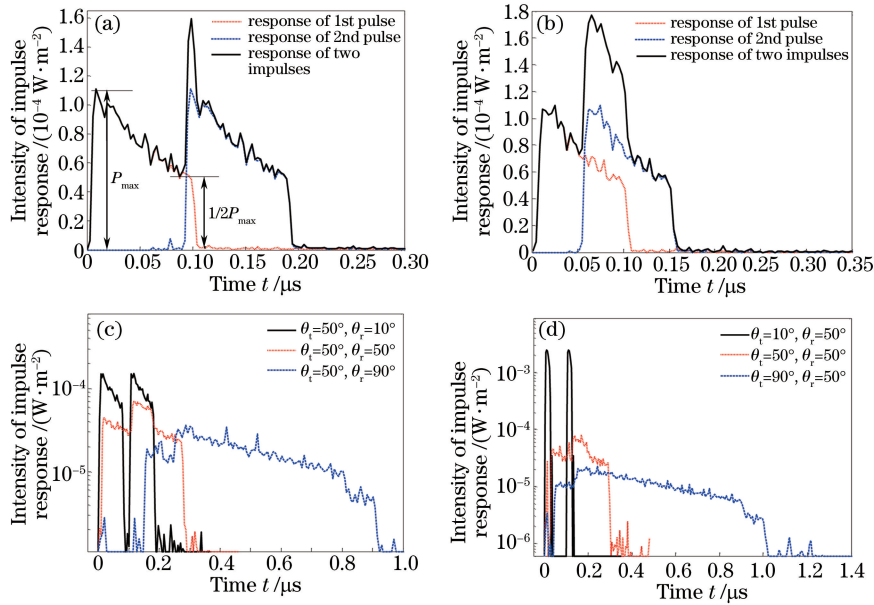


图 5 脉冲响应。(a) $\theta_i=\theta_r=40^\circ, f=1.11 \times 10^7$ Hz; (b) $\theta_i=\theta_r=40^\circ, f=1.96 \times 10^7$ Hz;

(c) $\theta_i=50^\circ, \theta_r=10^\circ, 50^\circ, 90^\circ, f=1.00 \times 10^7$ Hz; (d) $\theta_i=10^\circ, 50^\circ, 90^\circ, \theta_r=50^\circ, f=1.00 \times 10^7$ Hz

Fig. 5 Impulse responses. (a) $\theta_i=\theta_r=40^\circ, f=1.11 \times 10^7$ Hz; (b) $\theta_i=\theta_r=40^\circ, f=1.96 \times 10^7$ Hz;

(c) $\theta_i=50^\circ, \theta_r=10^\circ, 50^\circ, 90^\circ, f=1.00 \times 10^7$ Hz; (d) $\theta_i=10^\circ, 50^\circ, 90^\circ, \theta_r=50^\circ, f=1.00 \times 10^7$ Hz

单脉冲半峰值重复频率 f_{hm} 与收发仰角的关系如图 6 所示。从图 6 可见,收发仰角均为 10° 时, $f_{hm}=1.075 \times 10^8$ Hz;收发仰角均为 50° 时, $f_{hm}=5.882 \times 10^6$ Hz;收发仰角均为 90° 时, $f_{hm}=4.127 \times 10^5$ Hz。单脉冲半峰值重复频率 f_{hm} 与收发仰角的关系近似服从 $f_{hm}=10^{8.3-0.03x}$ 的规律,其中 x 为收发仰角。如果紫外光通信系统采用 OOK 调制方式,接收机判决门限为单脉冲响应功率峰值的一半,则单脉冲半峰值重复频率为传输码速率的极大值。从图 6 可见,收发仰角增大时,采用 OOK 调制方式,紫外光通信系统可传输的最大码速率快速减小。

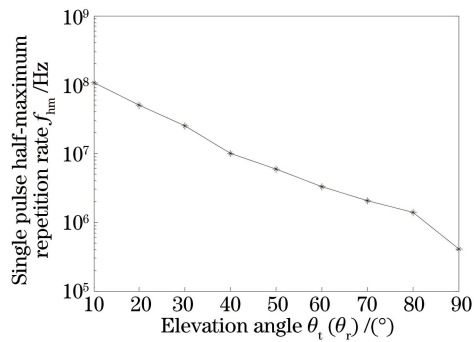


图 6 单脉冲半峰值重复频率随发射端(接收端)仰角的变化

Fig. 6 Relationship between repetition rate of single pulse half-maximum and elevation angle of transmitter (receiver)

4 结 论

追踪单个光子从发射端到接收端的整个传播过程,构造了非直视紫外光在非共面通信系统中的多次散射传播模型,并利用该模型研究了非直视紫外光的脉冲展宽。结果表明:1)收发仰角越大,接收端经多次散射接收的能量与脉冲响应总能量的比值越大,多次散射对脉冲展宽的贡献越大;2)脉冲展宽随接收端偏转角度的增大而增大,并且收发仰角越小,这种作用越明显;3)脉冲展宽随收发仰角的增大而增大,并且收发仰角为影响脉冲展宽的最重要的因素;4)通信系统在 OOK 调制方式下,可传输的最大码速率随收发仰角的增大而减小。

参 考 文 献

- 1 Wang L J, Xu Z Y, Sadler B M. Non-line-of-sight ultraviolet link loss in noncoplanar geometry[J]. Opt Lett, 2010, 35(8): 1263-1265.
- 2 He Hua, Ke Xizheng, Zhao Taifei. Research of ultraviolet non-line-of-sight single scattering link model[J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(11): 3148-3152.
何 华, 柯熙政, 赵太飞. 紫外光非视距单次散射链路模型的研究[J]. 光学学报, 2010, 30(11): 3148-3152.
- 3 Zhao Taifei, Jin Dan, Song Peng. Channel capacity estimation and analysis of wireless ultraviolet non-line-of-sight communication[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(6): 0605001.
赵太飞, 金 丹, 宋 鹏. 无线紫外光非直视通信信道容量估算与分析[J]. 中国激光, 2015, 42(6): 0605001.
- 4 Xu Z Y, Sadler B M. Ultraviolet communications: potential and state-of-the-art[J]. IEEE Communications Magazine, 2008, 46(5): 67-73.
- 5 Zhao Taifei, Li Qiong, Wang Yidan, *et al.* Fast channel allocation method in wireless ultraviolet network based on particle swarm[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(1): 0106002.
赵太飞, 李 琼, 王一丹, 等. 基于粒子群的无线紫外光网络快速信道分配方法[J]. 光学学报, 2014, 34(1): 0106002.
- 6 Zhao Taifei, Zhang Aili, Jin Dan, *et al.* Research on the inter-link interference model in wireless ultraviolet non-line-of-sight communication[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(7): 0706023.
赵太飞, 张爱利, 金 丹, 等. 无线紫外光非视距通信中链路间干扰模型研究[J]. 光学学报, 2013, 33(7): 0706023.
- 7 Reilly D M, Warde C. Temporal characteristics of single-scatter radiation[J]. J Opt Soc Am, 1979, 69(3): 464-470.
- 8 Luetttgen M R, Shapiro J H, Reilly D M. Non-line-of-sight single-scatter propagation model[J]. J Opt Soc Am A, 1991, 8(12): 1964-1972.
- 9 Elshimy M A, Hranilovic S. Non-line-of-sight single-scatter propagation model for noncoplanar geometries[J]. J Opt Soc Am A, 2011, 28(3): 420-428.
- 10 Xiao H F, Zuo Y, Wu J, *et al.* Non-line-of-sight ultraviolet single-scatter propagation model[J]. Opt Express, 2011, 19(18): 17864-17875.
- 11 Zuo Y, Xiao H F, Wu J, *et al.* A single-scatter path loss model for non-line-of-sight ultraviolet channels[J]. Opt Express, 2012, 20(9): 10359-10369.
- 12 Xu Z Y, Ding H P, Sadler B M, *et al.* Analytical performance study of solar blind non-line-of-sight ultraviolet short-range communication links[J]. Opt Lett, 2008, 33(16): 1860-1862.

- 13 Wang L J, Xu Z Y, Sadler B M. An approximate closed-form link loss model for non-line-of-sight ultraviolet communication in noncoplanar geometry[J]. Opt Lett, 2011, 36(7): 1224-1226.
- 14 Zuo Y, Xiao H F, Wu J, *et al.* Closed-form path loss model of non-line-of-sight ultraviolet single-scatter propagation[J]. Opt Lett, 2013, 38(12): 2116-2118.
- 15 Ding H P, Chen G, Majumdar A K, *et al.* Modeling of non-line-of-sight ultraviolet scattering channels for communication [J]. IEEE J Sel Areas Comm, 2009, 27(9): 1535-1544.
- 16 Ding H P, Xu Z Y, Sadler B M. A path loss model for non-line-of-sight ultraviolet multiple scattering channels [J]. EURASIP Journal on Wireless Communications and Networking, 2010, 2010: 598572.
- 17 Chen G, Xu Z Y, Sadler B M. Experimental demonstration of ultraviolet pulse broadening in short-range non-line-of-sight communication channels[J]. Opt Express, 2010, 18(10): 10500-10509.
- 18 Qiang Ruoxin, Zhao Shanghong, Liu Yun. Influence of pulse broadening on bit error rate of ultraviolet communication [J]. Laser & Infrared, 2015, 45(5): 559-563.
强若馨, 赵尚弘, 刘 韵. 脉冲展宽对紫外光通信误码率的影响[J]. 红外与激光, 2015, 45(5): 559-563.
- 19 Ke Xizheng. UV self-organizing network theory[M]. Beijing: Science Press, 2011: 36-39.
柯熙政. 紫外光自组织网络理论[M]. 北京: 科学出版社, 2011: 36-39.
- 20 He Hua. Study on the key technology of wireless ultraviolet communication and ultraviolet networking[D]. Xi'an: Xi'an University of Technology, 2012: 15-28.
何 华. 无线紫外光通信及其组网的关键技术研究[D]. 西安: 西安理工大学, 2012: 15-28.
- 21 Zachor A S. Aureole radiance field about a source in a scattering-absorbing medium[J]. Appl Opt, 1978, 17(12): 1911-1922.
- 22 He Hua, Ke Xizheng. Mie scattering in ultraviolet communication[J]. Journal of Applied Sciences, 2012, 30(3): 245-250.
何 华, 柯熙政. 紫外光通信中的 Mie 散射机制[J]. 应用科学学报, 2012, 30(3): 245-250.