

引用格式: ZHAO Tai-fei, WANG Shi-qi, ZHANG Jian-wei, *et al.* Characteristics of Ultraviolet Pulse Echo on Non-spherical Haze[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2020, 49(8):0801001

赵太飞,王世奇,张健伟,等. 非球形灰霾的紫外脉冲回波特性[J]. 光子学报, 2020, 49(8):0801001

非球形灰霾的紫外脉冲回波特性

赵太飞^{1,2}, 王世奇^{1,2}, 张健伟^{1,2}, 崔真^{1,2}

(1 西安理工大学 自动化与信息工程学院, 西安 710048)

(2 陕西省智能协同网络军民共建重点实验室, 西安 710000)

摘要:为了区分不同物理特性的非球形灰霾粒子,基于T矩阵理论和蒙特卡洛方法,建立了“日盲”紫外光后向散射探测灰霾模型,仿真了非球形灰霾条件下的紫外光后向散射过程,并分析了不同宽度的紫外脉冲后向散射回波的峰值功率和半高全宽等特征.研究表明,当灰霾浓度在 $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 以内时,紫外脉冲后向散射回波峰值功率随着灰霾浓度的增大而增大,且不同浓度灰霾的脉冲回波峰值功率之间呈线性关系,脉冲回波半高全宽随着灰霾浓度的增大而减小.对于椭球形和圆柱形灰霾粒子,在相同浓度条件下,当粒子的形变量越小时,脉冲回波的峰值功率和半高全宽越大;对于切比雪夫形灰霾粒子,在相同浓度条件下,当形变参数和波纹参数越大时,脉冲回波的峰值功率和半高全宽越大.本文研究结果可为紫外光探测灰霾浓度以及区分非球形灰霾粒子提供依据.

关键词:紫外脉冲;非球形灰霾;后向散射;峰值功率;半高全宽;“日盲”紫外光

中图分类号:TN23

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20204908.0801001

Characteristics of Ultraviolet Pulse Echo on Non-spherical Haze

ZHAO Tai-fei^{1,2}, WANG Shi-qi^{1,2}, ZHANG Jian-wei^{1,2}, CUI Zhen^{1,2}

(1 Faculty of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

(2 Shaanxi Civil-Military Integration Key Laboratory of Intelligence Collaborative Networks, Xi'an 710000, China)

Abstract: In order to distinguish the non-spherical haze particles with different physical characteristics, the haze detection model of "solar-blind" ultraviolet backscatter is established to simulate the process of UV backscatter under the condition of non-spherical haze, based on T-matrix theory and Monte Carlo method. The peak power and the full width at half maximum of UV pulse with different widths are analyzed. The simulation results show that when the haze concentration is less than $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$, the peak power of backscatter echo of UV pulse increases with the increase of haze concentration, and there is a linear relationship between the peak power of pulse echo of different concentrations of haze, and the full width at half maximum of pulse echo decrease with the increase of haze concentration. For ellipsoidal and cylindrical haze particles, under the same concentration, the smaller the shape variable of particles is, the larger the peak power and the full width at half maximum of pulse echo are. For chebyshev haze particles, under the same concentration, the larger the deformation parameters and ripple parameters are, the larger the peak power and the full width at half maximum of pulse echo are. The results of this study can provide a basis for the detection of haze concentration and the discrimination of non-spherical haze particles by ultraviolet light.

Key words: Ultraviolet pulse; Non-spherical haze; Backward scattering; Peak power; Full width at half

基金项目:国家自然科学基金(No.61971345),国家自然科学基金-中国民航局民航联合研究基金(No.U1433110),陕西省重点产业链创新计划项目(No.2017ZDCXL-GY-06-01),陕西省教育厅科研计划项目(No.17-JF024),西安市碑林区科技计划项目(No.GX1921),西安市科学计划项目(No.CXY1835(4)),榆林市科技计划项目(No.2019-145)

第一作者:赵太飞(1978—),男,教授,博士,主要研究方向为紫外光通信技术、紫外光探测气溶胶技术以及物联网技术等.Email: zhaotaipei@163.com

收稿日期:2020-04-22;录用日期:2020-06-01

<http://www.photon.ac.cn>

maximum; "Solar-blind" ultraviolet

OCIS Codes: 010.1100; 040.7190; 010.1350; 010.1120

0 引言

近年来,大气灰霾现象被认为是部分城市的灾害性天气,原因是:1)灰霾影响司机和行人视线,容易引起交通事故;2)灰霾易附带有毒、有害物质,容易导致疾病发生^[1];3)灰霾会造成大气光学特性的变化^[2],对所在地区的无线光通信产生不可忽视的影响.因此,对灰霾进行有效而准确的监测是十分有必要的,监测结果可以为治理灰霾污染以及提高无线光通信质量提供参考.

目前环境监测部门对大气气溶胶的测量方法主要有:重量法、 β 射线吸收法、天平振荡法和光散射法^[3]等.重量法、 β 射线吸收法和天平振荡法都需要对气溶胶进行取样,且取样过程和实际操作都很麻烦^[4],不能满足实时测量的需求.光散射测量方法是利用气溶胶粒子对光的散射作用,通过分析散射光的特性来反演被测粒子的浓度和形态等特征^[5].在气溶胶粒子的光散射领域,国内外许多学者做过了大量研究.2017年,左晨泽^[6]等利用13种常见的气溶胶分析了粒子光散射法测量中,复折射率对测量结果的影响.同年,HU S^[7]等建立了一种基于时域多分辨方法的非球形气溶胶散射模型.结果表明,该模型计算得到的相函数的相对误差较小.2018年,MIROSHNICHENKO A E^[8]等根据球形粒子散射结果推广得出,对于任意有限散射体,其最大部分吸收截面不能超过三维均匀球面和二维圆柱的相应值.2018年,HE S^[9]等利用偏振光蒙特卡罗模型模拟了红外光在海面气溶胶粒子中传播的散射过程,生成了不同环境条件和不同探测参数条件下的海面偏振红外图形,用于指导海洋环境探测.2019年,陈柯蓓^[10]等利用华北地区的激光雷达数据,对比分析了不同灰霾天气下的大气悬浮颗粒物浓度的垂直分布.结果表明,大气悬浮颗粒物浓度的垂直分布随天气的变化而剧烈变化.2019年,李素文^[11]等根据所建立的反演模型获得了粒径在0.1~1.25 μm 范围内的气溶胶数密度谱分布,该方法可为今后大气气溶胶探测提供参考.目前,气溶胶粒子的光散射测量主要集中在可见光波段,可见光散射测量方法容易受背景光的影响,需要在暗盒中进行.由于大气臭氧对200~280 nm波段的紫外光具有很强的吸收作用,该波段紫外光又被称为“日盲”紫外光,它具有抗干扰能力强、隐秘性高的特点^[12-13],因此,我们将“日盲”紫外光用于灰霾探测领域,可以弥补可见光测量方法容易受背景光干扰的不足.由于实际大气中的灰霾粒子多是非球形的^[14],在利用“日盲”紫外光探测灰霾时,需要分析不同物理参数的灰霾粒子的紫外光散射特性差异,并根据此差异来区分非球形灰霾粒子.

由于266 nm的紫外激光器具有操作简单、高效率、光束质量好和体积小等优点,该波长的紫外激光器常被应用于紫外探测和无线紫外光通信领域^[15].本文使用266 nm的“日盲”紫外光作为探测光源,通过分析灰霾粒子的紫外光后向散射回波特性和探测不同浓度及形态的灰霾.紫外光探测灰霾属于非取样法,可以满足全天候实时测量的需求,实时测量不仅能够保证对灰霾进行实时监控,而且还可以为分析无线光通信信道的实时变化提供参考.

1 紫外光探测灰霾粒子的理论基础

1.1 灰霾粒子的物理特性

1.1.1 粒子尺度参数

灰霾粒子的紫外光散射特性受粒子尺度参数的影响,粒子尺度参数定义为 $\alpha = \pi D/\lambda$, D 为灰霾粒子直径, λ 为入射光的波长.灰霾是由多个粒径不同、形态各异的粒子组成,一般条件下,灰霾粒子的粒径和浓度如表1所示.

表1 灰霾的半径和浓度^[16]
Table 1 Radius and density of haze^[16]

Type	Radius/ μm	Concentration/ cm^3
Aitken	$10^{-3} \sim 10^{-2}$	$10^{-4} \sim 10^2$
Haze	$10^{-2} \sim 1$	$10 \sim 10^5$
Droplet	$1 \sim 10$	$10 \sim 100$

1.1.2 粒子复折射率

粒子复折射率是表征粒子散射和吸收的一个光学常数,其实部和虚部分别反映了粒子对光的散射和吸收能力.对于灰霾粒子而言,由于其组成成分多为硫酸盐、有机碳等物质,其实部变化不大.

1.1.3 粒子尺度谱分布

大气中的灰霾并不是单一组成成分的,常见的有沙尘型灰霾粒子、水溶型灰霾粒子和黑碳型灰霾粒子.因此,本文采用三对数正态分布来模拟灰霾粒子的分布情况,三对数正态分布表达式 $n(r)$ 为

$$n(r) = \sum_{i=1}^3 \frac{C_i}{\sqrt{2\pi} \sigma_i r} \exp \left[-\frac{(\ln r - \ln r_c^i)^2}{2\sigma_i^2} \right] \quad (1)$$

式中, C_i 表示归一化常数, σ_i 是标准偏差, r_c^i 是不同类型灰霾粒子的平均半径, i 表示灰霾的第*i*种成分.表2给出了三种灰霾粒子的尺度谱分布^[17].

表2 灰霾的尺度谱分布
Table 2 Scale spectrum distribution of haze

Type	Size distribution
WASO	($\sigma = 0.81, r_c = 0.03 \mu\text{m}$)
BC	($\sigma = 0.69, r_c = 0.011 \mu\text{m}$)
DUST	($\sigma = 0.92, r_c = 0.47 \mu\text{m}$)

1.2 非球形灰霾粒子的紫外光散射理论

一般将非球形灰霾粒子等效成椭球形、圆柱形和切比雪夫形这几种常见的粒子.图1(a)是椭球形灰霾

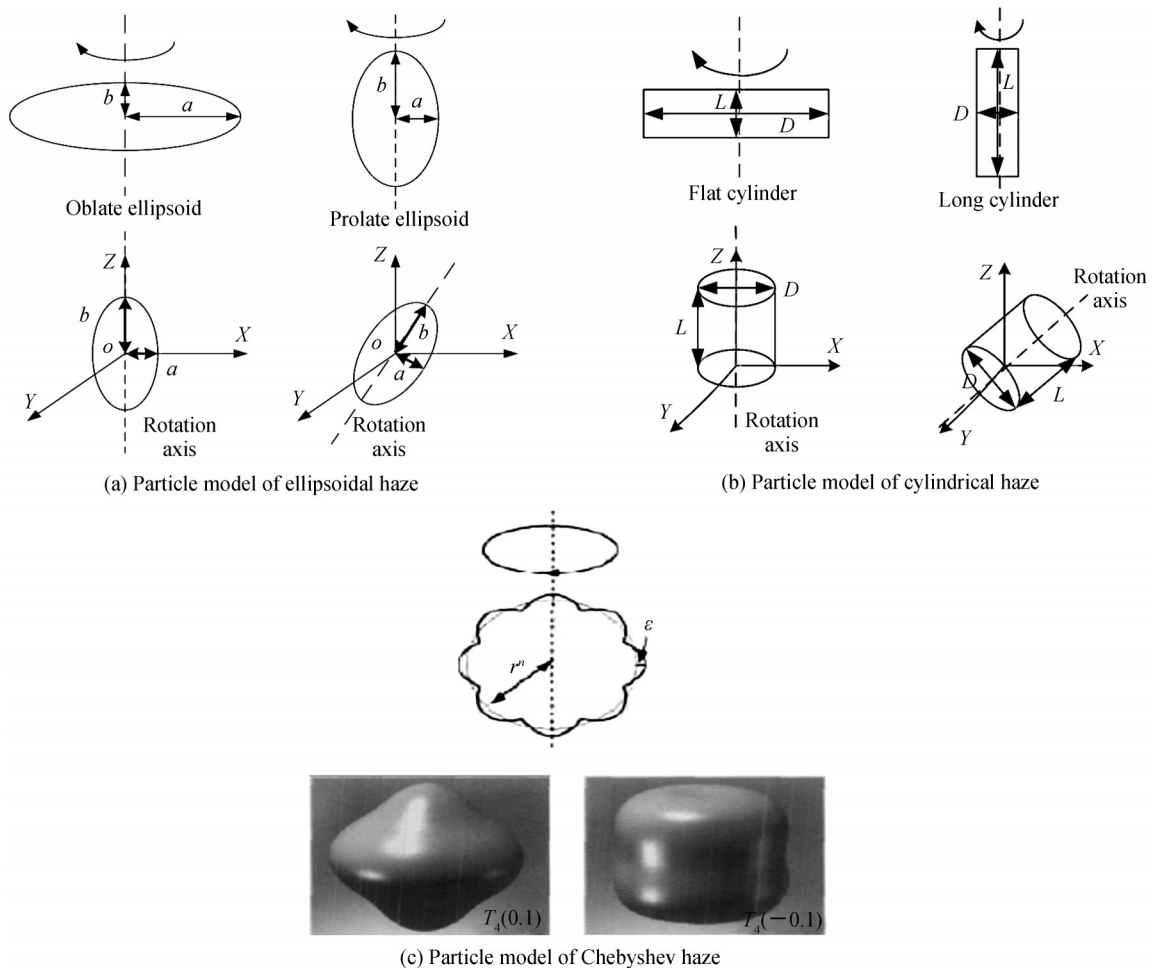


图1 非球形粒子示意图
Fig.1 Schematic diagram of non-spherical particle

粒子示意图,其中, b 和 a 分别为垂直半轴和水平半轴, a/b 的大小决定椭球灰霾粒子的形状,大于1为扁椭球形灰霾粒子,小于1是长椭球形灰霾粒子.图1(b)是圆柱形灰霾粒子示意图,圆柱形灰霾粒子的形状由底面圆直径与长度之比 D/L 决定, D/L 小于1是长圆柱形灰霾粒子,等于1是紧实圆柱形灰霾粒子,大于1是扁圆柱形灰霾粒子.图1(c)是切比雪夫形灰霾粒子示意图,切比雪夫形灰霾粒子是一种直径遵循 n 阶切比雪夫多项式的非球形灰霾粒子,其形状由形变参数 ξ 和波纹参数 n 决定.

本文使用T矩阵方法来处理非球形灰霾粒子的紫外光散射问题.T矩阵中的矩阵元仅与粒子的物理特性和几何结构有关,与入射场和散射场的传播方向无关.入射场 E^{inc} 和散射场 E^{sca} 展开式^[18]分别为

$$E^{\text{inc}}(r) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [a_{mn} \text{RgM}_{mn}(k_1 r) + b_{mn} \text{RgN}_{mn}(k_1 r)] \quad (2)$$

$$E^{\text{sca}}(r) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [p_{mn} M_{mn}(k_1 r) + q_{mn} N_{mn}(k_1 r)], |r| > r_0 \quad (3)$$

式中, $k_1 = 2\pi/\lambda$ 是散射环境介质中的波数, r_0 为能包围非球形粒子的最小外接球的半径, $M_{mn}(kr)$ 、 $N_{mn}(kr)$ 是Henkel函数 $h_n^{(1)}(kr)$ 的矢量球谐函数, $\text{RgM}_{mn}(kr)$ 和 $\text{RgN}_{mn}(kr)$ 是Bessel函数的矢量球谐函数.入射场的展开系数 a_{mn} 、 b_{mn} 的表示式为

$$\begin{cases} a_{mn} = 4\pi(-1)^m i^n d_n E_0^{\text{inc}} C_{mn}^*(\vartheta^{\text{inc}}) \exp(-im\varphi^{\text{inc}}) \\ b_{mn} = 4\pi(-1)^m i^{n-1} d_n E_0^{\text{inc}} B_{mn}^*(\vartheta^{\text{inc}}) \exp(-im\varphi^{\text{inc}}) \end{cases} \quad (4)$$

同理,散射场展开系数 p_{mn} 、 q_{mn} 的表达式为

$$\begin{cases} p_{mn} = \sum_{n' m'} [T_{mn n' m'}^{11} a_{mn} + T_{mn n' m'}^{12} b_{mn}] \\ q_{mn} = \sum_{n' m'} [T_{mn n' m'}^{21} a_{mn} + T_{mn n' m'}^{22} b_{mn}] \end{cases} \quad (5)$$

入射场与散射场的展开系数满足线性关系,用T矩阵表示为

$$\begin{bmatrix} p \\ q \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T^{11} & T^{12} \\ T^{21} & T^{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} \quad (6)$$

$$T = -\text{RgQ} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \quad (7)$$

其中, \mathbf{Q} 和 RgQ 是 2×2 的矩阵,即 $\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} Q^{11} & Q^{12} \\ Q^{21} & Q^{22} \end{bmatrix}$, \mathbf{Q} 中的各元素与 M_{mn} 、 N_{mn} 及 RgM_{mn} 、 RgN_{mn} 的关系分别为

$$\begin{cases} Q_{mn n' m'}^{11} = -ikk_s J_{mn n' m'}^{21} - ik^2 J_{mn n' m'}^{12} \\ Q_{mn n' m'}^{12} = -ikk_s J_{mn n' m'}^{11} - ik^2 J_{mn n' m'}^{22} \\ Q_{mn n' m'}^{21} = -ikk_s J_{mn n' m'}^{22} - ik^2 J_{mn n' m'}^{11} \\ Q_{mn n' m'}^{22} = -ikk_s J_{mn n' m'}^{12} - ik^2 J_{mn n' m'}^{21} \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{bmatrix} J_{mn n' m'}^{11} \\ J_{mn n' m'}^{12} \\ J_{mn n' m'}^{21} \\ J_{mn n' m'}^{22} \end{bmatrix} = (-1)^m \int_s d\mathbf{S} \cdot \mathbf{n}(r) \times \begin{bmatrix} \text{RgM}_{m' n'}(k_s r, \ell, \varphi) \times M_{-mn}(kr, \ell, \varphi) \\ \text{RgM}_{m' n'}(k_s r, \ell, \varphi) \times N_{-mn}(kr, \ell, \varphi) \\ \text{RgN}_{m' n'}(k_s r, \ell, \varphi) \times M_{-mn}(kr, \ell, \varphi) \\ \text{RgN}_{m' n'}(k_s r, \ell, \varphi) \times N_{-mn}(kr, \ell, \varphi) \end{bmatrix} \quad (9)$$

根据求解的T矩阵,散射振幅矩阵的各个矩阵元表达式分别为

$$S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{n'=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \sum_{m'=-n'}^{n'} \alpha_{mn n' m'} [T_{mn n' m'}^{11} \tau_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \tau_{m' n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mn n' m'}^{21} \pi_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \tau_{m' n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mn n' m'}^{12} \tau_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \pi_{m' n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mn n' m'}^{22} \pi_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \pi_{m' n'}(\vartheta^{\text{inc}})] \cdot \exp[i(m\varphi^{\text{sca}} - m'\varphi^{\text{inc}})] \quad (10)$$

$$S_4 = -i \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{n'=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \sum_{m'=-n'}^{n'} \alpha_{mn n' m'} [T_{mn n' m'}^{11} \tau_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \pi_{m' n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mn n' m'}^{21} \pi_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \pi_{m' n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mn n' m'}^{12} \tau_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \tau_{m' n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mn n' m'}^{22} \pi_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \tau_{m' n'}(\vartheta^{\text{inc}})] \cdot \exp[i(m\varphi^{\text{sca}} - m'\varphi^{\text{inc}})] \quad (11)$$

$$S_3 = i \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{n'=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \sum_{m'=-n'}^{n'} \alpha_{mm'n'} [T_{mm'n'}^{11} \pi_{mn}(\ell^{\text{sca}}) \tau_{m'n'}(\ell^{\text{inc}}) + T_{mm'n'}^{21} \tau_{mn}(\ell^{\text{sca}}) \pi_{m'n'}(\ell^{\text{inc}}) + T_{mm'n'}^{12} \pi_{mn}(\ell^{\text{sca}}) \pi_{m'n'}(\ell^{\text{inc}}) + T_{mm'n'}^{22} \tau_{mn}(\ell^{\text{sca}}) \tau_{m'n'}(\ell^{\text{inc}})] \cdot \exp [i(m\varphi^{\text{sca}} - m'\varphi^{\text{inc}})] \quad (12)$$

$$S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{n'=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \sum_{m'=-n'}^{n'} \alpha_{mm'n'} [T_{mm'n'}^{11} \pi_{mn}(\ell^{\text{sca}}) \pi_{m'n'}(\ell^{\text{inc}}) + T_{mm'n'}^{21} \tau_{mn}(\ell^{\text{sca}}) \pi_{m'n'}(\ell^{\text{inc}}) + T_{mm'n'}^{12} \pi_{mn}(\ell^{\text{sca}}) \tau_{m'n'}(\ell^{\text{inc}}) + T_{mm'n'}^{22} \tau_{mn}(\ell^{\text{sca}}) \tau_{m'n'}(\ell^{\text{inc}})] \cdot \exp [i(m\varphi^{\text{sca}} - m'\varphi^{\text{inc}})] \quad (13)$$

式中, $\alpha_{mm'n'} = i^{n'-n-1} (-1)^{m+m'} \left[\frac{(2n+1)(2n'+1)}{n(n+1)n'(n'+1)} \right]^{1/2}$, 且

$$\begin{cases} \pi_{mn}(\ell) = \frac{m}{\sin \ell} d_{0m}^n(\ell), \pi_{-mn}(\ell) = (-1)^{m+1} \pi_{mn}(\ell) \\ \tau_{mn}(\ell) = \frac{d}{d\ell} d_{0m}^n(\ell), \tau_{-mn}(\ell) = (-1)^m \tau_{mn}(\ell) \end{cases} \quad (14)$$

求解方程组可得到非球形粒子消光截面 C_{ext} 和散射截面 C_{sca} 的表达式为

$$C_{\text{ext}} = -\frac{1}{k_1^2 |E_0^{\text{inc}}|^2} \text{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [a_{mn}(p_{mn}) + b_{mn}(q_{mn})^*] \quad (15)$$

$$\begin{aligned} C_{\text{sca}} &= \frac{1}{|E_0^{\text{inc}}|^2} \int_0^{2\pi} d\varphi^{\text{sca}} \int_0^{\pi} d\ell^{\text{sca}} \sin \ell^{\text{sca}} |E_1^{\text{sca}}(\ell^{\text{sca}}, \varphi^{\text{sca}})|^2 \\ &= \frac{1}{k_1^2 |E_0^{\text{inc}}|^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [|p_{mn}|^2 + |q_{mn}|^2] \end{aligned} \quad (16)$$

2 紫外光后向散射探测灰霾模型

2.1 灰霾粒子的消光系数和散射相函数

灰霾粒子的散射系数 k_{sca} 以及吸收系数 k_{abs} 的表达式为

$$k_{\text{sca}} = N \int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} C_{\text{sca}}(r) n(r) dr \quad (17)$$

$$k_{\text{abs}} = N \int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} C_{\text{abs}}(r) n(r) dr \quad (18)$$

式中, $C_{\text{sca}}(r)$ 和 $C_{\text{abs}}(r)$ 分别表示单个灰霾粒子的散射截面和吸收截面. r_{min} 和 r_{max} 分别表示灰霾粒子尺度谱半径的最小值和最大值, 分别取值 $0.01 \mu\text{m}$ 和 $1.25 \mu\text{m}$. 在实际灰霾环境中, 空气中大气分子的 Rayleigh 散射也对紫外光具有散射和吸收作用, 因此, 总的消光系数 $k_e = k_{\text{sca}} + k_{\text{abs}} + k_{\text{sr}} + k_{\text{ar}}$, 总的散射系数 $k_s = k_{\text{sca}} + k_{\text{sr}}$, 总的吸收系数 $k_a = k_{\text{abs}} + k_{\text{ar}}$. 其中, k_{ar} 是 Rayleigh 吸收系数, k_{sr} 是 Rayleigh 散射系数. 散射相函数表示光子在与散射粒子发生碰撞后在各个方向的散射强度, 根据散射粒子的不同, 可分为大气分子 Rayleigh 散射相函数和灰霾粒子的散射相函数. Rayleigh 散射相函数见式 (19).

$$P_{\text{R}}(\cos \beta) = \frac{3[1 + 3\gamma + (1 - \gamma)\cos^2 \beta]}{4(1 + 2\gamma)} \quad (19)$$

式中, β 是光子散射夹角, γ 是模型参数.

为了更准确地体现灰霾粒子对紫外光的后向散射特性, 本文使用改进的 RH-G 散射相位函数. RH-G 散射相位函数不仅能反映球形灰霾粒子的后向散射特征, 还能很好的模拟非球形灰霾粒子的后向散射特征^[19]. 服从粒子尺度谱分布的灰霾粒子的散射相函数 $P_{\text{RHG}}(\beta, g_{n(r)})$ 的表达式为

$$P_{\text{RHG}}(\beta, g_{n(r)}) = \frac{(1 - g_{n(r)}^2)}{(1 + g_{n(r)}^2 - 2g_{n(r)} \cos \beta)^{3/2}} + \frac{3(1 - g_{n(r)})}{4} (1 + \cos^2 \beta) + (g_{n(r)} - 1) \quad (20)$$

综上所述, 紫外光探测灰霾时, 总的散射相函数表达式为

$$P(\cos\beta) = \frac{k_{sr}}{k_s} P_R(\cos\beta) + \frac{k_{sca}}{k_s} P_{RHG}(\beta, g_{n(r)}) \quad (21)$$

2.2 紫外脉冲收发模型

如图2所示,紫外脉冲收发模型是将紫外脉冲的发射端 T_x 和接收端 R_x 固定在同一位置上.图2中将收发位置设为坐标原点,发射端向灰霾粒子发出紫外脉冲光束,紫外光与灰霾发生散射, S_n 为第 n 次散射点.紫外光波长为 266 nm,峰值功率由发端发射的光子数决定,紫外脉冲的光束发散半角和接收端接收孔径等参数在初始化中进行设定.

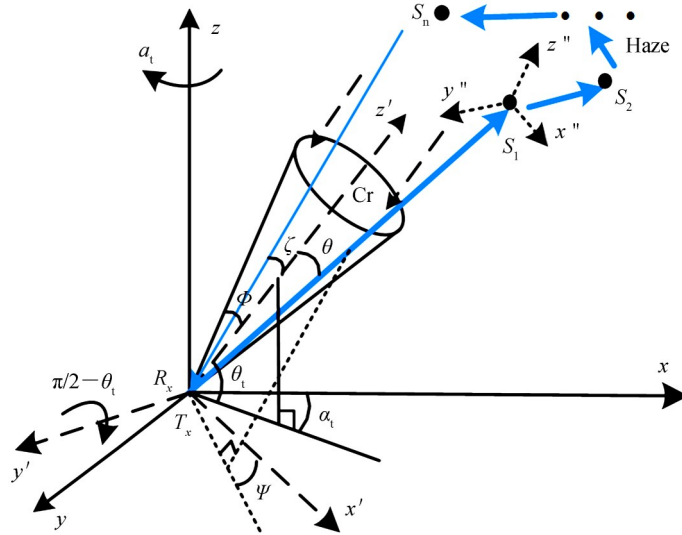


图2 紫外光后向散射探测灰霾模型

Fig.2 The model of haze detection by UV backscattering

为了更准确地计算光子在灰霾中传输时,每次散射的新位置和散射方向,本文对原有 xyz 坐标系进行了坐标系变换.如图2所示,通过绕 z 轴旋转 α_i 角度,绕 y' 轴旋转 $\frac{\pi}{2} - \theta_i$ 角度,得到新的坐标系 $x'y'z'$,新坐标系的 z' 轴与接收视场锥体 C_r 的中心轴一致.坐标系 xyz 与变换后的新坐标系 $x'y'z'$ 的关系表达为

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = H \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} \quad (22)$$

$$H = \begin{bmatrix} \cos(\frac{\pi}{2} - \theta_i)\cos\alpha_i & \cos(\frac{\pi}{2} - \theta_i)\sin\alpha_i & -\sin(\frac{\pi}{2} - \theta_i) \\ -\sin\alpha_i & \cos\alpha_i & 0 \\ \sin(\frac{\pi}{2} - \theta_i)\cos\alpha_i & \sin(\frac{\pi}{2} - \theta_i)\sin\alpha_i & \cos(\frac{\pi}{2} - \theta_i) \end{bmatrix} \quad (23)$$

如图2所示,某个传输光子的传输方向与 $x'y'z'$ 坐标系的 z' 轴所成夹角为 θ ,投影与 x' 轴所成夹角为 ψ ,则光子的传输方向可由 (θ, ψ) 表示.设 $\xi^{(1)}, \xi^{(2)}$ 是 $[0, 1]$ 上均匀分布的随机变量, γ 是紫外脉冲发端发散半角,则它们的关系表达式分别为

$$\cos\theta = 1 - \xi^{(1)}(1 - \cos\gamma) \quad (24)$$

$$\psi = 2\pi\xi^{(2)} \quad (25)$$

因此,光子在新坐标系 $x'y'z'$ 中的传输方向余弦表达式为

$$(u_x, u_y, u_z) = (\sin\theta \cos\psi, \sin\theta \sin\psi, \cos\theta) \quad (26)$$

由式(22)可知,光子在 xyz 坐标系中的传输方向余弦表达式为

$$\begin{bmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{bmatrix} = H^{-1} \begin{bmatrix} u_{x'} \\ u_{y'} \\ u_{z'} \end{bmatrix} \quad (27)$$

2.3 光子散射路程

紫外光在灰霾中传输时与散射粒子随机发生碰撞,光子两次碰撞之间的路程 r_1 为

$$r_1 = \frac{-\ln \xi^{(1)}}{k_e} \quad (28)$$

式中, $\xi^{(1)}$ 是在 $[0, 1]$ 上平均分布的随机变量. 由于将发射端设在坐标原点, 所以光子的第一次散射点 S_1 在 xyz 坐标系中的坐标可表示为

$$(x_{S_1}, y_{S_1}, z_{S_1}) = (0, 0, 0) + r_0(u_x, u_y, u_z) \quad (29)$$

式中, r_0 是发射端与第一次散射点 S_1 的距离. 光子在 S_1 处发生散射的散射角 β_1 为

$$\xi^{(s)} = 2\pi \int_{-1}^{\cos \beta_1} P(\cos \beta) d \cos \beta \quad (30)$$

式中, $\xi^{(s)}$ 是在 $[0, 1]$ 上平均分布的随机变量, $P(\cos \beta)$ 是散射相函数.

由图 2 可知, 再以第一次散射点 S_1 为坐标原点, 进行第二次坐标系变换, 得到坐标系 $x''y''z''$. 根据光子在 S_1 处发生散射时的散射角 β_1 , 利用式 (29) 和 (30) 可以得到光子下一次散射点 S_2 在 xyz 坐标系中的位置坐标和散射角 β_2 , 按照这种推导, 依次可以求出光子多次散射后的位置坐标和散射角 β_n .

2.4 后向接收端脉冲响应

紫外光子需要满足以下 3 个条件才能最终到达后向接收端: 1) 最后一次散射点在接收端接收视场角内; 2) 光子传输方向指向接收面; 3) 光子必须经过灰霾粒子散射, 且传输距离为 r_n .

如图 2 所示, 最后一次散射点 S_n 在后向接收端接收视场角内即 ($\zeta < \Phi$), 光子才有可能到达后向接收端, 光子指向后向接收端接收面的概率 P_{1n} 为

$$P_{1n} = \frac{A \cos \zeta}{4\pi r_n^2} P(\cos \beta_n) \quad (31)$$

式中, A 是接收孔径面积, $P(\cos \beta_n)$ 是光子最后一次散射时的散射相函数.

紫外光子经过灰霾粒子散射, 传输距离为 r_n 的概率 P_{2n} 为

$$P_{2n} = \exp(-k_e r_n) \quad (32)$$

所以, 紫外光子经过散射后能够被后向接收端捕获的概率 P_n 为

$$P_n = W_n P_{1n} P_{2n} \quad (33)$$

式中, W_n 是光子到达后向接收端之前的存活概率, 其表示式为

$$W_n = (1 - P_{n-1}) \exp(-k_a |s_n - s_{n-1}|) W_{n-1} \quad (34)$$

紫外光子在灰霾中传输时, 发生散射的概率为 k_s/k_e , 将光子第一次散射之前的存活概率设为 W_0 ($W_0 = k_s/k_e$), 随着散射次数增加, 紫外光子存活概率变小. 紫外光子在到达后向接收端之前, 可能经历 N 次散射, 所以一个紫外光子经过 N 次散射到达后向接收端的总概率 P_N 的表达式为

$$P_N = \sum_{n=1}^N P_n \quad (35)$$

因此, 紫外光子从发射端发出直至最终被后向接收端捕获, 总的散射路程 L 为

$$L = \sum_{i=0}^n r_i \quad (36)$$

紫外光子在灰霾中散射传输所经历的时间 $t_n = L/c$, c 是光速. 取均匀时间节点 t_i , Δt 是时间间隔. 则发射端发出 M 个光子, 每个光子最多经历 N 次散射, 到达后向接收端的脉冲响应 $h(t_i)$ 的表达式为

$$h(t_i) = \sum_{j=1}^M \sum_{n=1}^N \frac{P_{jn}}{M \Delta t}, t_i - \Delta t/2 < t_n < t_i + \Delta t/2 \quad (37)$$

式中, P_{jn} 是第 j 个光子经历 n 次散射到达后向接收端的概率.

3 仿真结果与分析

3.1 非球形灰霾粒子仿真条件

非球形灰霾粒子的尺度谱分布 $n(r)$ 服从对数正态分布, 由非球形灰霾粒子的有效半径 r_{eff} 和有效方差 ν_{eff} 决定, 表达式分别为

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} dr n(r) r \pi r^2}{\int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} dr n(r) \pi r^2} \quad (38)$$

$$\nu_{\text{eff}} = \frac{\int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} dr n(r) (r - r_{\text{eff}})^2 \pi r^2}{\int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} dr n(r) \pi r^2 r_{\text{eff}}^2} \quad (39)$$

$$n(r) = \sum_{i=1}^3 \frac{C_i}{\sqrt{2\pi} \sigma_i r} \exp \left[-\frac{(\ln r - \ln r_c^i)^2}{2\sigma_i^2} \right] \quad (40)$$

对于三种非球形灰霾, 椭球形灰霾粒子的半轴比 a/b 分别取 1/2、1/3、2/1、2/3、3/1、3/2; 圆柱形灰霾粒子的直径与长度比 D/L 分别取 1/2、1/3、2/1、2/3、3/1、3/2; 切比雪夫形灰霾粒子的形变参数 ξ 分别取 0.1、0.05 和 0.02; 波纹参数 n 分别取 2、4 和 6. 非球形灰霾粒子的分布也服从三对数正态分布, 其粒子尺度谱分布的概率密度函数如式(40)所示. 其中, 沙尘型、水溶型和黑碳型等三种灰霾粒子所占的比例分别为 20%、70% 和 10%, 相对湿度为 60%, 在紫外光波长为 266 nm 的条件下, 混合形灰霾粒子的复折射率 $m=1.53+0.005i$. 在此, 我们以其中的沙尘型灰霾为例, 有效半径 r_{eff} 取 0.47 μm , 有效方差 ν_{eff} 取 0.006 9. 通过计算得出的相关散射参数见表 3.

表 3 灰霾粒子的相关散射参数表
Table 3 Relevant scattering parameters of haze particles list

Haze	$C_{\text{ext}}/\mu\text{m}^2$	$C_{\text{sca}}/\mu\text{m}^2$	$C_{\text{abs}}/\mu\text{m}^2$	Albedo	Asymmetry factor
$a/b=1/2$	2.144 2	2.008 4	0.135 8	0.936 6	0.779 1
$a/b=1/3$	2.124 7	1.994 3	0.130 4	0.938 5	0.798 1
$a/b=2/1$	2.136 2	2.001 7	0.134 5	0.937	0.747 3
$a/b=2/3$	2.194 3	2.052 6	0.141 7	0.935 5	0.779 6
$a/b=3/1$	2.065 2	1.944 3	0.120 9	0.941 4	0.841 2
$a/b=3/2$	2.189 4	2.046 3	0.143 1	0.934 6	0.815 7
$D/L=1/2$	2.048 1	1.925 1	0.123	0.939 7	0.792 4
$D/L=1/3$	2.024 2	1.897 6	0.126 6	0.937 2	0.821 6
$D/L=2/1$	2.034 3	1.922 2	0.112 1	0.944 8	0.784 1
$D/L=2/3$	2.098 3	1.971	0.127 3	0.939 3	0.777 1
$D/L=3/1$	2.021 1	1.898 3	0.122 8	0.939 1	0.833 6
$D/L=3/2$	2.071 7	1.944 2	0.127 5	0.938 6	0.774 2
Chebyshev haze	2.211 3	2.068 2	0.143 1	0.935 3	0.773 7
Spherical haze	2.225 6	2.081 5	0.144 1	0.935 2	0.831 3

图 3 是不同半轴比 a/b 的椭球形灰霾粒子的散射相函数随角度的变化图. 由图 3 可以看出, 散射相函数整体上呈先减小后增大的趋势, 不同 a/b 的椭球形灰霾粒子的散射相函数在后向散射角度上区分相对明显. 当散射角大于 160° 时, 球形灰霾粒子的散射强度略大于椭球形灰霾粒子的散射强度. 图 4 是不同直径长度比 D/L 的圆柱形灰霾粒子的散射相函数随角度的变化图. 与椭球形灰霾粒子类似, 不同 D/L 的圆柱形灰霾粒

子的散射相函数在后向散射角度上区分也相对明显.当散射角大于130°时,不同D/L的圆柱形灰霾粒子的散射强度呈上升趋势,且整体上小于球形灰霾粒子的散射强度.

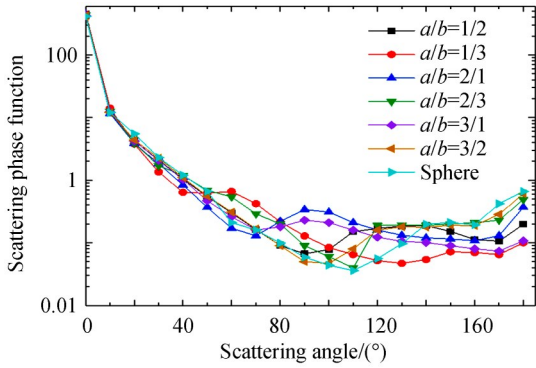


图3 不同a/b的椭球形灰霾的散射相函数
Fig.3 Scattering phase function for ellipsoidal

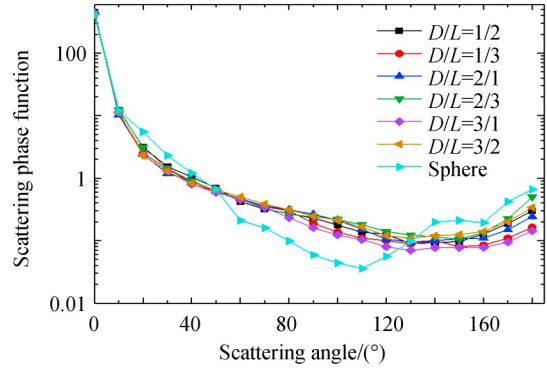
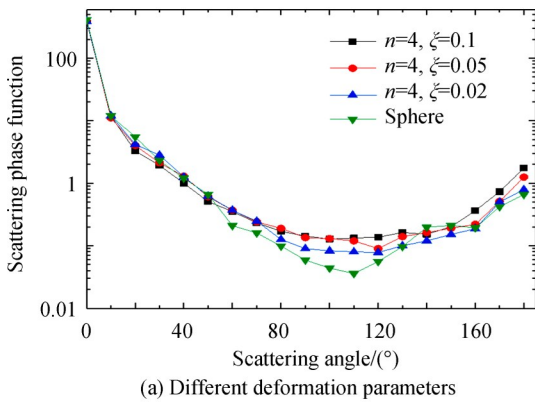
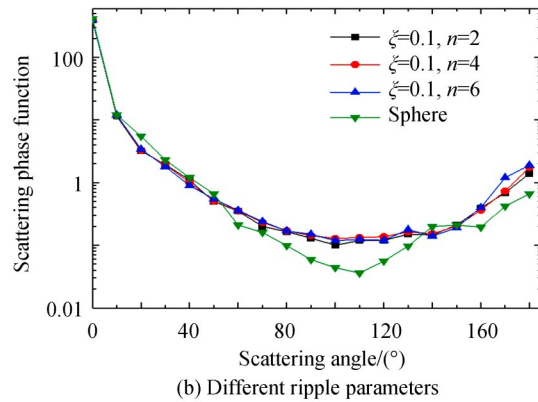


图4 不同D/L的圆柱形灰霾的散射相函数
Fig.4 Scattering phase function for cylindrical

图5是具有不同形变参数和波纹参数的切比雪夫形灰霾粒子的散射相函数随角度的变化图.从整体上看,散射相函数呈先减小后增大的趋势,且在后向散射角度上区分相对明显.由图5(a)可以看出,当散射角大于160°时,形变参数越大,切比雪夫形灰霾粒子的散射强度相对越大,且大于球形灰霾粒子的散射强度.由图5(b)可以看出,当散射角大于150°时,波纹参数越大,切比雪夫形灰霾粒子的散射强度相对越大,且大于球形灰霾粒子的散射强度.



(a) Different deformation parameters



(b) Different ripple parameters

图5 不同参数的切比雪夫形灰霾的散射相函数
Fig.5 Scattering phase function for Chebyshev haze with different parameters

根据紫外光后向散射探测灰霾模型,利用蒙特卡洛方法,可得到灰霾条件下紫外光后向散射冲击响应函数 $h(t_i)$,即是紫外光在该灰霾系统中的传递函数.因此,将不同宽度的紫外脉冲信号与单位冲击响应函数进行卷积,可以得到该灰霾条件下,到达后向接收端的脉冲回波信号.发射紫外脉冲为

$$P(t) = P_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\delta^2}\right) \quad (41)$$

式中, P_0 是峰值功率, δ 是半功率宽度,本文中设定发射脉冲峰值功率不变,脉冲宽度从2 ns依次增加到40 ns,当发射脉冲宽度为40 ns时,脉冲能量为50 mJ.部分仿真参数见表4.

大气灰霾的质量浓度一般在 $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 以内^[20],灰霾的单位体积粒子个数 $N(\text{个}/\text{m}^3)$ 可以转化为质量浓度 $W(\mu\text{g}/\text{m}^3)$.本文中的灰霾质量浓度分别取 $100 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $200 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $300 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $400 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 和 $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$.

表4 部分仿真参数

Table 4 Partial simulation parameter

Parameter	Value
Laser wavelength/nm	266
Laser divergence angle/mrad	5
Emission optical lens diameter /mm	12
Receiving optical lens diameter/mm	25
Emission photon number	10^6
Haze concentration/ $(\mu\text{g}\cdot\text{m}^{-3})$	100, 200, 300, 400, 500

3.2 非球形灰霾粒子的仿真结果分析

3.2.1 椭球形灰霾粒子的紫外脉冲回波特性

基于紫外光后向散射探测灰霾模型和T矩阵方法仿真了不同浓度的椭球形灰霾粒子的紫外脉冲回波特性,以半轴比 a/b 为1/2的椭球形灰霾粒子为例,紫外脉冲回波如图6所示.

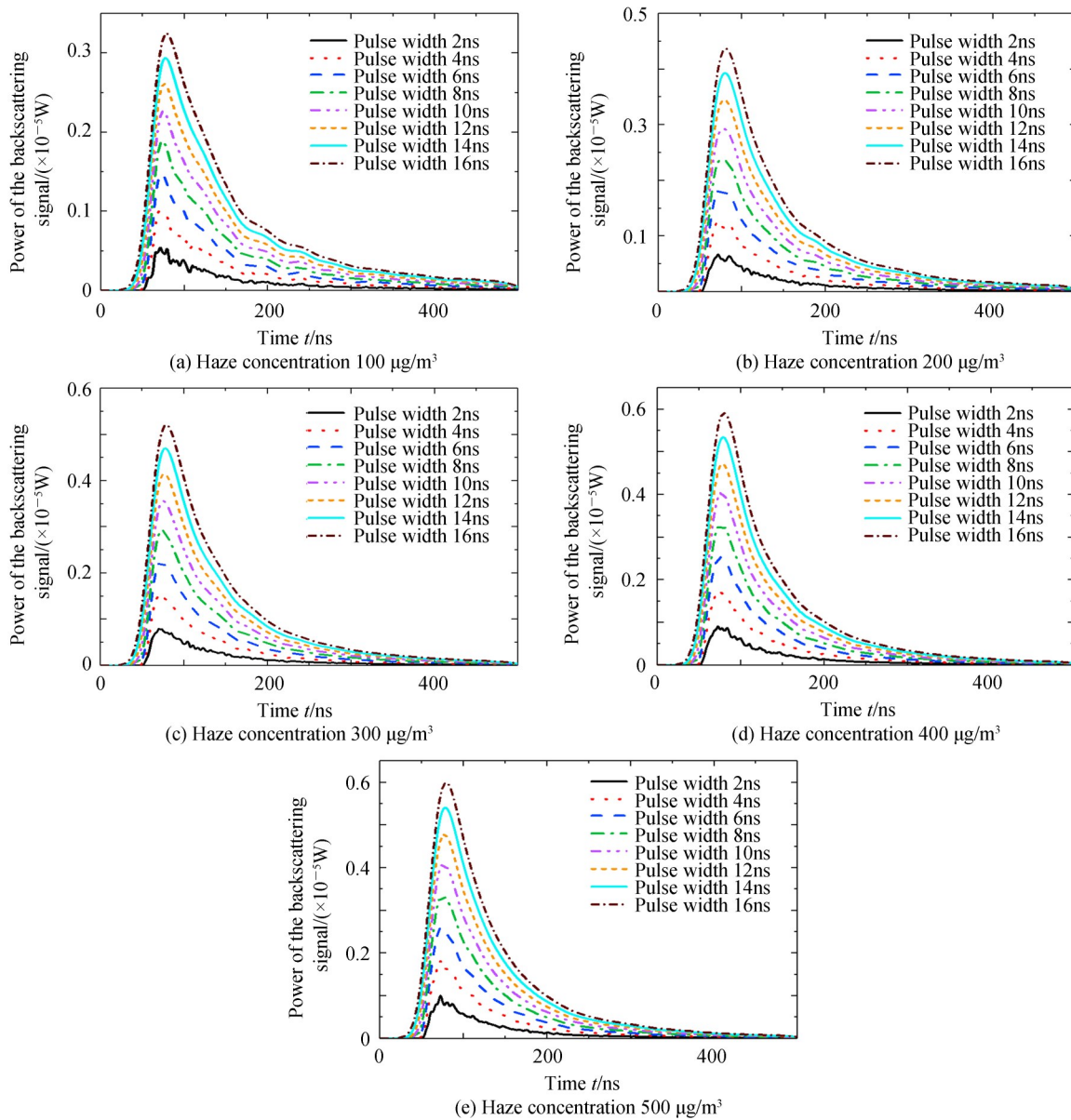


图6 不同浓度条件下的椭球形灰霾的紫外脉冲后向散射回波
Fig.6 Backscattering echo of ellipsoidal haze with different concentration of UV pulse

由图6可以看出,随着灰霾浓度的升高,椭球形灰霾的回波峰值功率也在逐渐增加,且发射脉冲越窄,回波畸变越明显.回波波形畸变随着发射脉冲宽度的增加而逐渐变小,回波峰值功率随着发射脉冲宽度的增加而逐渐增大,波形逐渐近似为高斯波形.

图7是半轴比 a/b 为 $1/2$ 的椭球形灰霾粒子在不同浓度条件下的紫外脉冲回波峰值功率和发射脉冲宽度的关系图.当灰霾浓度在 $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 以内时,紫外脉冲回波峰值功率随着灰霾浓度的增大而增大,对于中低浓度的椭球形灰霾,脉冲回波峰值功率的区分相对比较明显.在发射脉冲宽度小于 20 ns 时,浓度为 $400 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 和 $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 的椭球形灰霾的回波峰值功率相差很小.因此,为了提高探测的准确度,我们可以设置较大的发射脉冲宽度,通过分析紫外脉冲回波峰值功率来区分不同浓度的椭球形灰霾.在发射脉冲宽度相同的条件下,不同浓度的椭球形灰霾的回波峰值功率之间近似呈线性关系,拟合函数的近似表达式为

$$\begin{cases} P_{200} = 1.331P - 0.0059 \\ P_{300} = 1.576P - 0.0071 \\ P_{400} = 1.748P - 0.0044 \\ P_{500} = 1.784P + 0.0026 \end{cases} \quad (42)$$

式中, P 是浓度为 $100 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 的椭球形灰霾对应的回波峰值功率, P_{200} 、 P_{300} 、 P_{400} 和 P_{500} 是浓度分别为 $200 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $300 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $400 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 和 $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 的椭球形灰霾对应的回波峰值功率.

图8是半轴比 a/b 为 $1/2$ 的椭球形灰霾粒子在不同浓度条件下的紫外脉冲回波半高全宽和发射脉冲宽度的关系图.由图8可以看出,发射脉冲宽度每增加 2 ns ,回波半高全宽约增加 3 ns .椭球形灰霾的脉冲回波半高全宽随着灰霾浓度的增大而减小,且灰霾浓度越大,回波半高全宽的差距越小.当发射脉冲宽度为 40 ns 时,浓度为 $100 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 的椭球形灰霾对应的回波半高全宽比浓度为 $200 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $300 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $400 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 和 $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 的椭球形灰霾对应的回波半高全宽分别大 5 ns 、 9 ns 、 12 ns 和 14 ns .因此,当灰霾浓度在 $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 以内时,我们可以通过分析紫外脉冲回波半高全宽的变化规律来区分不同浓度的椭球形灰霾粒子,回波半高全宽越小,灰霾浓度越大.

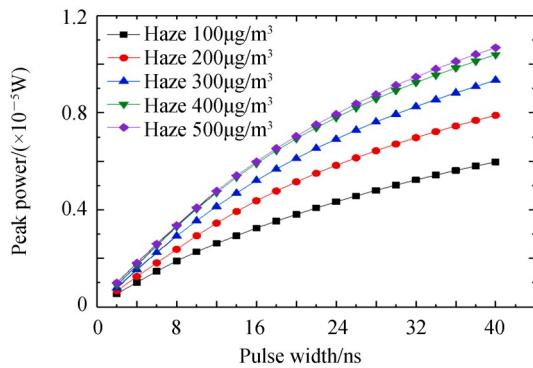


图7 椭球形灰霾的脉冲回波峰值功率
Fig.7 Peak power of pulse echo for ellipsoidal haze

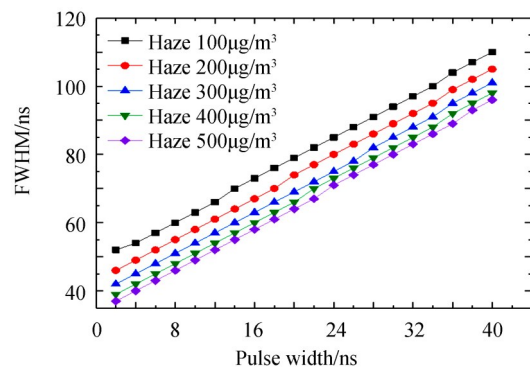


图8 椭球形灰霾的脉冲回波半高全宽
Fig.8 Full width at half maximum of pulse echo for ellipsoidal haze

图9是半轴比 a/b 分别为 $1/2$ 、 $1/3$ 、 $2/1$ 、 $2/3$ 、 $3/1$ 和 $3/2$ 的椭球形灰霾粒子,在不同浓度条件下的紫外脉冲回波峰值功率和发射脉冲宽度的关系图.

由图9可以看出,椭球形灰霾的回波峰值功率整体上随着灰霾浓度的增大而不断变大.对于不同半轴比的椭球形灰霾,当垂直半轴和水平半轴相差越小时,脉冲回波峰值功率就越大.在半轴比互为倒数的情况下,扁椭球形灰霾比长椭球形灰霾的脉冲回波峰值功率要大.在相同浓度条件下,椭球形灰霾的脉冲回波峰值功率均小于球形灰霾的脉冲回波峰值功率,这是因为球形灰霾粒子对紫外光的后向散射能力强于椭球形灰霾粒子对紫外光的后向散射能力.随着灰霾浓度的升高,不同半轴比的椭球形灰霾的脉冲回波峰值功率差距也在增大,在灰霾浓度分别为 $100 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $300 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 和 $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$,发射脉冲宽度为 40 ns 的条件下,半轴比为 $3/2$ 的扁椭球形灰霾比半轴比为 $1/3$ 的长椭球形灰霾的回波峰值功率分别大 $4.01 \mu\text{W}$ 、 $6.59 \mu\text{W}$ 和

7.51 μW . 在高浓度灰霾条件下,半轴比越接近 1 的椭球形灰霾的回波峰值功率和球形灰霾的回波峰值功率的差距越小.

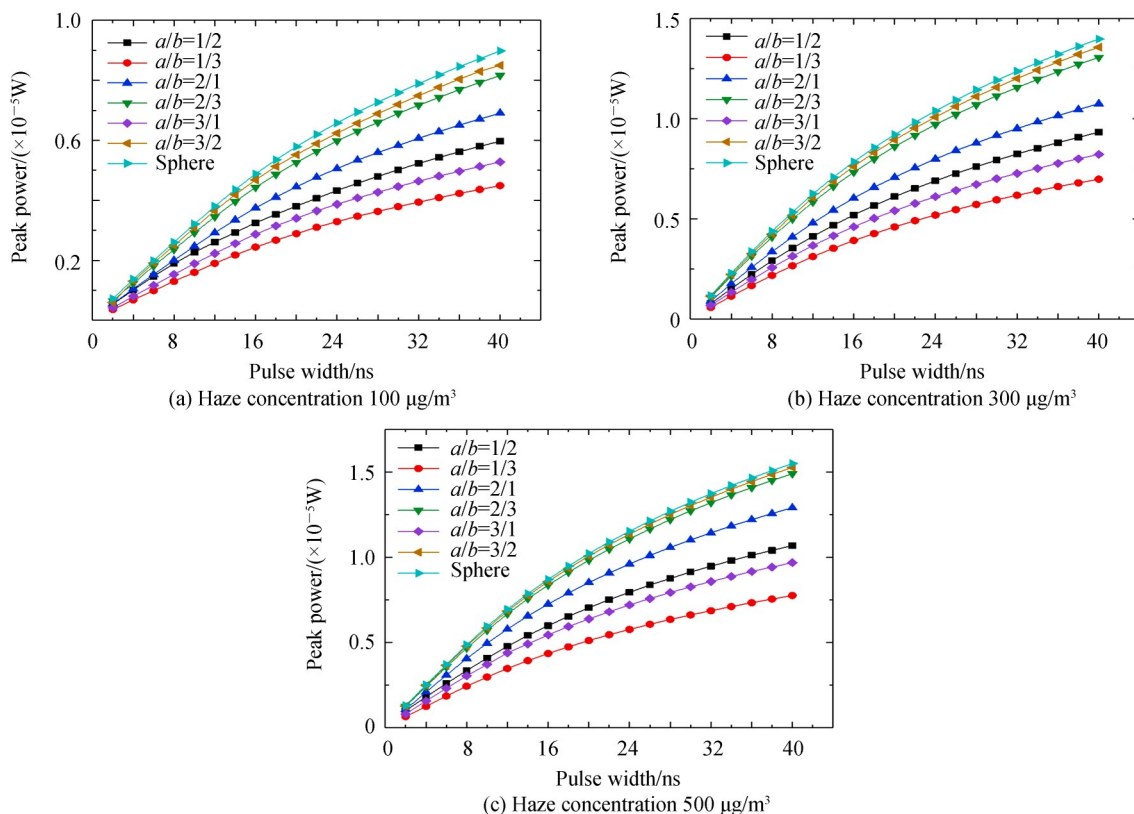
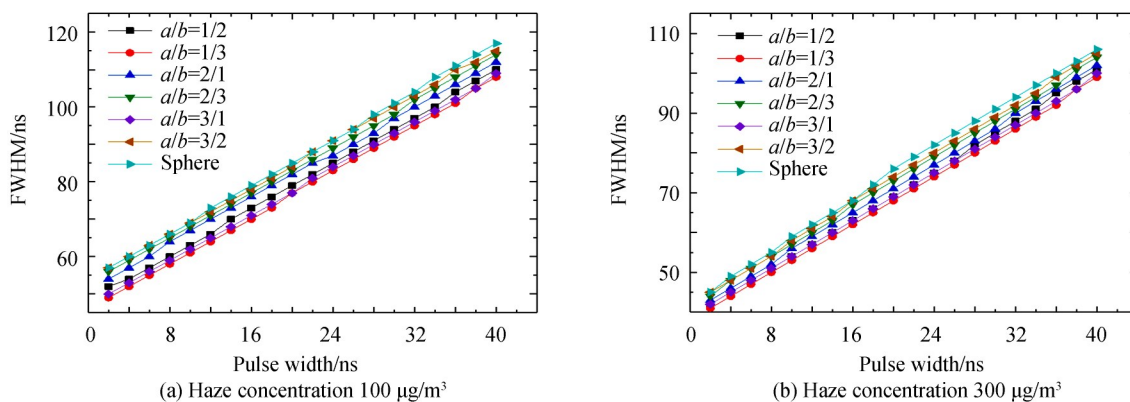


图9 不同半轴比的椭球形灰霾的脉冲回波峰值功率
Fig.9 Peak power of pulse echo for ellipsoidal haze with different half axis ratio

图 10 是半轴比 a/b 分别为 1/2、1/3、2/1、2/3、3/1 和 3/2 的椭球形灰霾粒子,在不同浓度条件下的紫外脉冲回波半高全宽和发射脉冲宽度的关系图.

由图 10 可以看出,发射脉冲宽度越大,椭球形灰霾的回波半高全宽就越大,两者之间呈线性关系.在整体上,脉冲回波半高全宽随着灰霾浓度的增大而减小.对于不同半轴比的椭球形灰霾,垂直半轴和水平半轴相差越小,回波半高全宽就越大,但均小于球形灰霾粒子的回波半高全宽.在半轴比互为倒数的情况下,扁椭球形灰霾比长椭球形灰霾的脉冲回波半高全宽要大.因此,我们可以结合紫外脉冲回波半高全宽和回波峰值功率的变化规律来区分不同半轴比的椭球形灰霾.



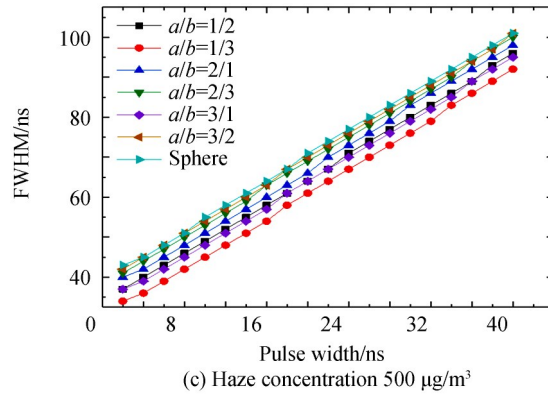
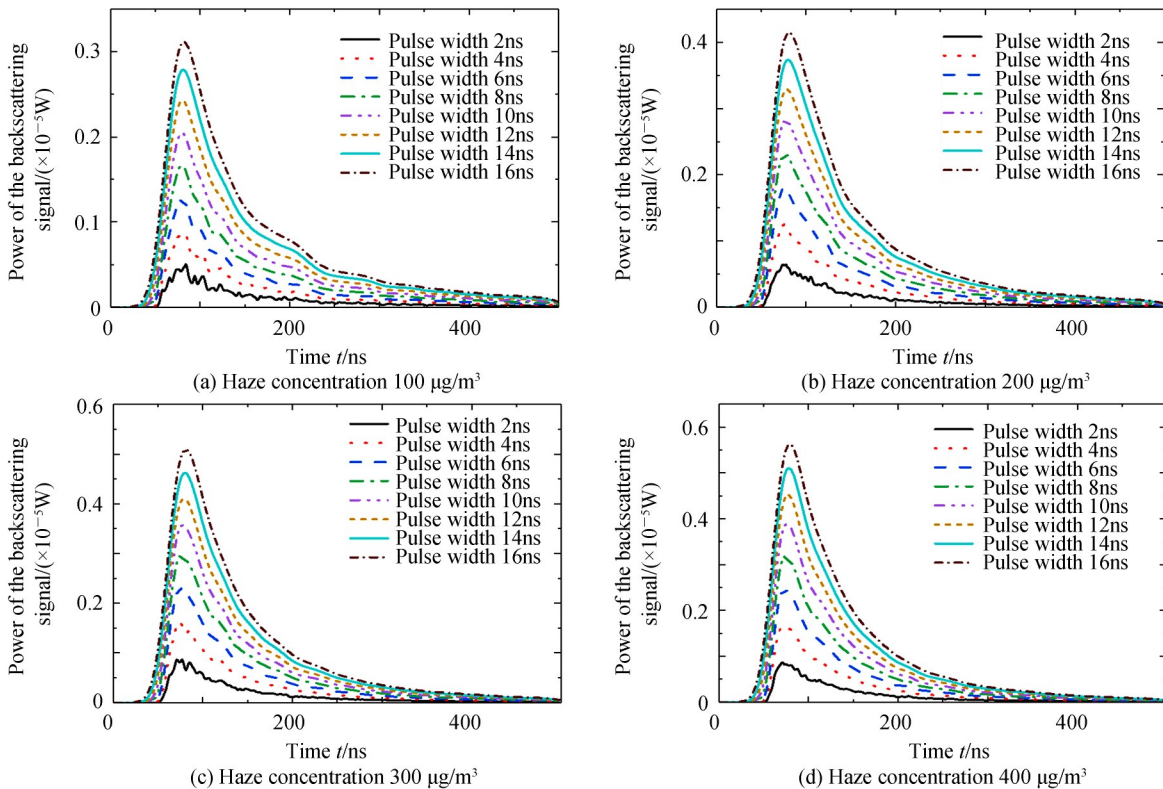


图 10 不同半轴比的椭球形灰霾的脉冲回波半高全宽
Fig.10 Full width at half maximum of pulse echo for ellipsoidal haze with different half axis ratio

3.2.2 圆柱形灰霾粒子的紫外脉冲回波特性

图 11 是基于紫外光后向散射探测灰霾模型和 T 矩阵方法仿真了 D/L 为 2/1 的圆柱形灰霾粒子的紫外脉冲回波波形图. 由图 11 可以看出, 随着不断增加发射脉冲的宽度, 圆柱形灰霾的回波波形畸变逐渐变小, 波形逐渐近似为高斯波形.

图 12 是 D/L 为 2/1 的圆柱形灰霾粒子在不同浓度条件下的紫外脉冲回波峰值功率和发射脉冲宽度的关系图. 圆柱形灰霾的紫外脉冲回波峰值功率随着灰霾浓度的增大而增大, 且发射脉冲宽度越大, 回波峰值功率也越大, 当发射脉冲宽度相对较大时, 回波波形也逐渐趋于平缓. 对于中低浓度的圆柱形灰霾, 根据脉冲回波峰值功率来区分灰霾浓度的效果较好. 不同于椭球形灰霾, 圆柱形灰霾在高浓度条件下的脉冲回波峰值功率的差距也相对比较明显, 当发射脉冲宽度大于 18 ns 时, 根据回波峰值功率可以有效地对圆柱形灰霾浓度进行区分. 在发射脉冲宽度相同的条件下, 不同浓度的圆柱形灰霾的紫外脉冲回波峰值功率之间近似呈线性关系, 拟合函数的近似表达式为



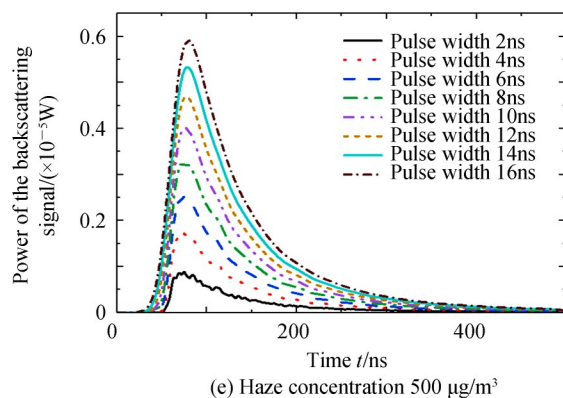


图 11 不同浓度条件下的圆柱形灰霾的紫外脉冲后向散射回波

Fig.11 Backscattering echo of cylindrical haze with different concentration of UV pulse

$$\begin{cases} P_{200} = 1.3054P - 0.0013 \\ P_{300} = 1.557P + 0.0092 \\ P_{400} = 1.700P + 0.0010 \\ P_{500} = 1.827P - 0.0033 \end{cases} \quad (43)$$

式中, P 是浓度为 $100 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 的圆柱形灰霾对应的回波峰值功率, P_{200} 、 P_{300} 、 P_{400} 和 P_{500} 是浓度分别为 $200 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $300 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $400 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 和 $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 的圆柱形灰霾对应的回波峰值功率。

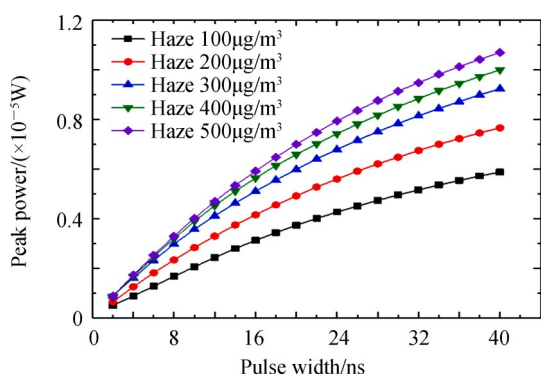


图 12 圆柱形灰霾的脉冲回波峰值功率

Fig.12 Peak power of pulse echo for cylindrical haze

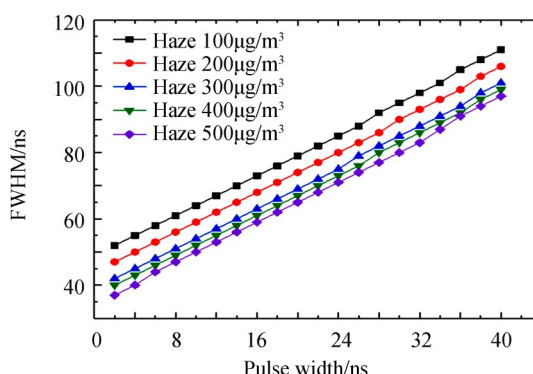


图 13 圆柱形灰霾的脉冲回波半高全宽

Fig.13 Full width at half maximum of pulse echo for cylindrical haze

图 13 是 D/L 为 $2/1$ 的圆柱形灰霾粒子在不同浓度条件下的紫外脉冲回波半高全宽和发射脉冲宽度的关系图. 由图 13 可以看出, 圆柱形灰霾的回波半高全宽与发射脉冲宽度之间呈线性关系, 发射脉冲宽度越大, 回波半高全宽越大. 圆柱形灰霾的脉冲回波半高全宽随着灰霾浓度的增大而减小, 在中低浓度灰霾条件下, 脉冲回波半高全宽的差距相对明显, 随着灰霾浓度的升高, 脉冲回波半高全宽的差距逐渐减小. 当发射脉冲宽度为 40 ns 时, 浓度为 $100 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 的圆柱形灰霾对应的回波半高全宽比浓度为 $200 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $300 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $400 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 和 $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 的圆柱形灰霾对应的回波半高全宽分别大 5 ns 、 10 ns 、 12 ns 和 14 ns . 不同浓度的圆柱形灰霾的脉冲回波半高全宽的差距比球形灰霾的脉冲回波半高全宽的差距要小, 和半轴比 a/b 为 $1/2$ 的椭球形灰霾接近. 因此, 我们可以通过分析紫外脉冲回波半高全宽的变化规律来区分不同浓度的圆柱形灰霾, 脉冲回波半高全宽越小, 灰霾浓度越大.

图 14 是底面圆直径与长度之比 D/L 分别为 $1/2$ 、 $1/3$ 、 $2/1$ 、 $2/3$ 、 $3/1$ 和 $3/2$ 的圆柱形灰霾粒子, 在不同浓度条件下的紫外脉冲回波峰值功率和发射脉冲宽度的关系.

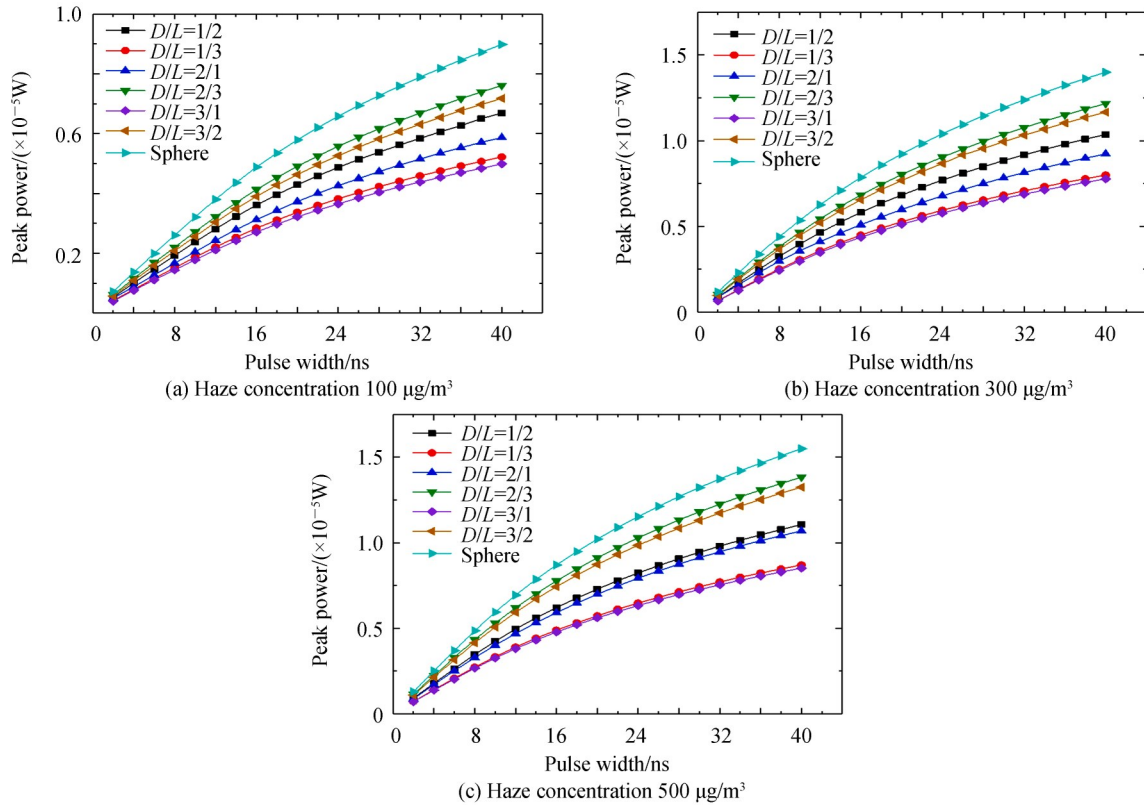


图14 不同直径长度比的圆柱形灰霾的脉冲回波峰值功率
Fig.14 Peak power of pulse echo for cylindrical haze with different diameter to length ratio

由图14可以看出,圆柱形灰霾的脉冲回波峰值功率整体也是随着灰霾浓度的增大而不断变大,发射脉冲宽度越大,回波峰值功率也越大.对于 D/L 不同的圆柱形灰霾,底面圆直径与长度越相近,脉冲回波峰值功率就越大.另外,不同于椭球形灰霾,在 D/L 之比互为倒数的情况下,长圆柱形灰霾比扁圆柱形灰霾的脉冲回波峰值功率要大.在相同浓度条件下,球形灰霾粒子的脉冲回波峰值功率都要高于圆柱形灰霾粒子的脉冲回波峰值功率,这是因为球形灰霾粒子对紫外光的后向散射能力强于圆柱形灰霾粒子对紫外光的后向散射能力.随着灰霾浓度的升高, D/L 之比互为倒数的圆柱形灰霾的脉冲回波峰值功率的差距在逐渐减小,特别是对于底面圆直径与长度差异较大的圆柱形灰霾,脉冲回波峰值功率的差距更小.在灰霾浓度为 $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$,发射脉冲宽度为 40 ns 的条件下, D/L 之比为 $1/3$ 和 D/L 之比为 $3/1$ 的脉冲回波峰值功率的差距仅为 $0.19 \mu\text{W}$,也就是说,在高浓度灰霾条件下, D/L 互为倒数的圆柱形灰霾粒子的紫外光后向散射强度比较相近.

图15是底面圆直径与长度之比 D/L 分别为 $1/2$ 、 $1/3$ 、 $2/1$ 、 $2/3$ 、 $3/1$ 和 $3/2$ 的圆柱形灰霾粒子,在不同浓度条件下的紫外脉冲回波半高全宽和发射脉冲宽度的关系图.由图15可以看出,圆柱形灰霾的回波半高全宽与发射脉冲宽度也具有较好的呈线性关系.从整体上看,灰霾浓度越大,圆柱形灰霾的回波半高全宽越小.在相同浓度条件下,不同 D/L 的圆柱形灰霾的脉冲回波半高全宽均小于球形灰霾的脉冲回波半高全宽.对于不同 D/L 的圆柱形灰霾,底面圆直径与长度差异越小,脉冲回波半高全宽越大.在低浓度灰霾条件下,不同 D/L 的圆柱形灰霾粒子的回波半高全宽区分相对明显.在 D/L 互为倒数的情况下,长圆柱形灰霾比扁圆柱形灰霾的脉冲回波半高全宽要大,且随着灰霾浓度的升高,脉冲回波半高全宽的差距在减小.在高浓度灰霾条件下,球形灰霾与圆柱形灰霾的回波半高全宽的差距相对大一些.所以,根据上述规律,我们可以结合紫外脉冲回波半高全宽和回波峰值功率的变化来区分球形与圆柱形灰霾,同样,该规律也可以用于区分不同 D/L 的圆柱形灰霾.

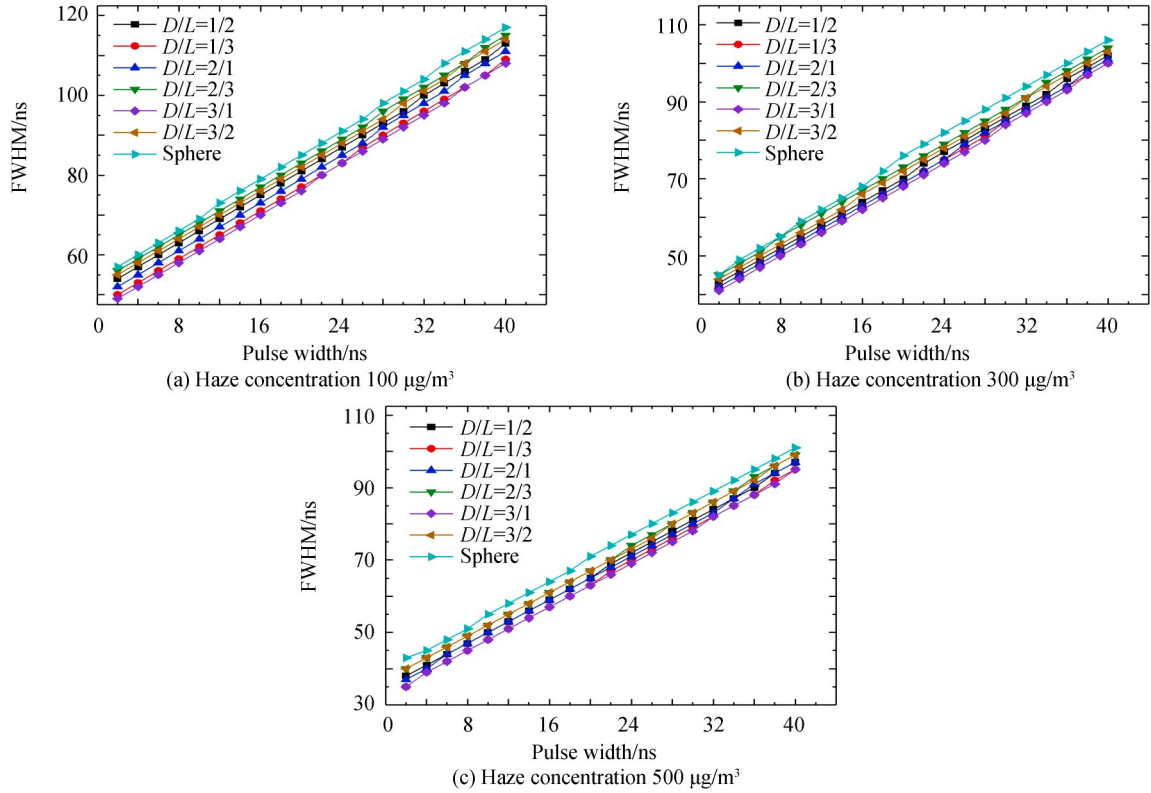
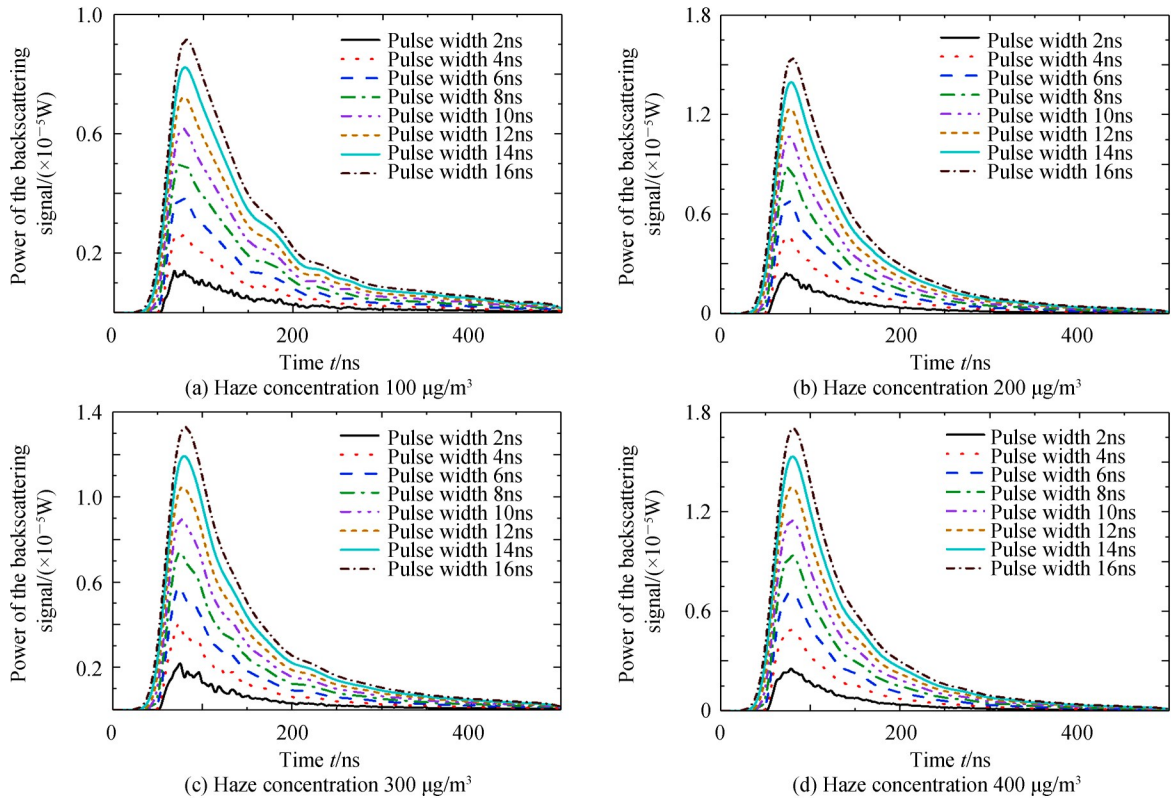


图 15 不同直径长度比的圆柱形灰霾的脉冲回波半高全宽

Fig.15 Full width at half maximum of pulse echo for cylindrical haze with different diameter to length ratio

3.2.3 切比雪夫形灰霾粒子的紫外脉冲回波特性

图 16 是形变参数 $\xi=0.1$, 波纹参数 $n=4$ 的切比雪夫形灰霾粒子的紫外脉冲后向散射回波波形图。



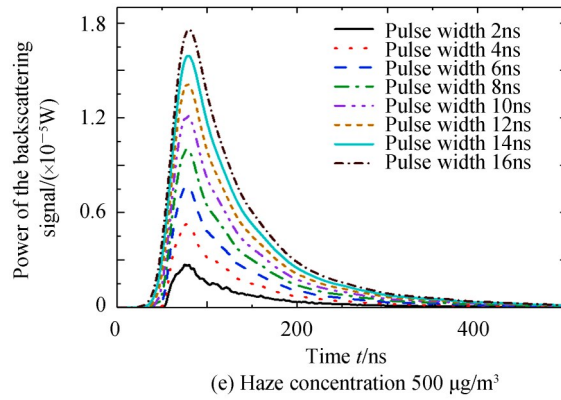


图 16 不同浓度条件下的切比雪夫形灰霾的紫外脉冲后向散射回波
Fig.16 Backscattering echo of Chebyshev haze with different concentration of UV pulse

由图 16 可以看出,在灰霾浓度较低和发射脉冲较窄的条件下,切比雪夫形灰霾的回波波形畸变较大,随着发射脉冲宽度的增大及灰霾浓度的升高,切比雪夫形灰霾的回波波形畸变逐渐减小,波形逐渐近似为高斯波形。

图 17 是形变参数 $\xi=0.1$ 、波纹参数 $n=4$ 的切比雪夫形灰霾粒子,在不同浓度条件下的紫外脉冲回波峰值功率和发射脉冲宽度的关系图。由图 17 可以看出,当发射脉冲宽度增大到 30 ns 后,回波峰值功率走势趋于平缓。对于浓度低于 $200 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 的切比雪夫形灰霾,其脉冲回波峰值功率随灰霾浓度的变化而相差较大。因此,通过脉冲回波峰值功率来区分低浓度切比雪夫形灰霾的效果较好。随着灰霾浓度的升高,不同浓度的切比雪夫形灰霾的脉冲回波峰值功率的差距在逐渐减小。对于 $400 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 和 $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 的高浓度切比雪夫形灰霾,在发射脉冲宽度由小增大的过程中,它们的回波峰值功率的差距一直维持在较小水平。在发射脉冲宽度相同的条件下,不同浓度的切比雪夫形灰霾的紫外脉冲回波峰值功率之间近似呈线性关系,近似拟合函数表达式为

$$\begin{cases} P_{200} = 1.378P + 0.025 \\ P_{300} = 1.578P + 0.021 \\ P_{400} = 1.753P + 0.0083 \\ P_{500} = 1.767P + 0.0226 \end{cases} \quad (44)$$

式中, P 是浓度为 $100 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 的切比雪夫形灰霾对应的回波峰值功率, P_{200} 、 P_{300} 、 P_{400} 和 P_{500} 是浓度分别为 $200 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $300 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $400 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 和 $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 的切比雪夫形灰霾对应的回波峰值功率。由拟合函数式(44)可以看出,切比雪夫形灰霾与椭球形灰霾在不同浓度条件下的线性相关系数较为相似,但其脉冲回波峰值功率却大于椭球形灰霾的脉冲回波峰值功率。

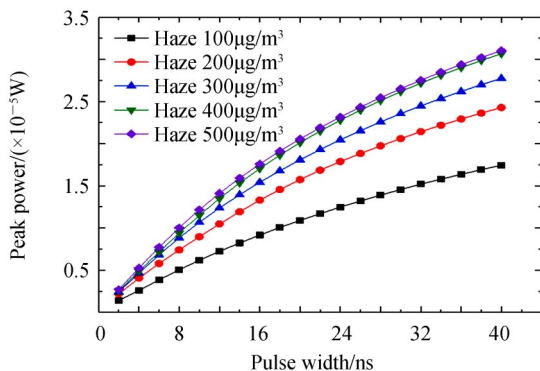


图 17 切比雪夫形灰霾的脉冲回波峰值功率
Fig.17 Peak power of pulse echo for Chebyshev haze

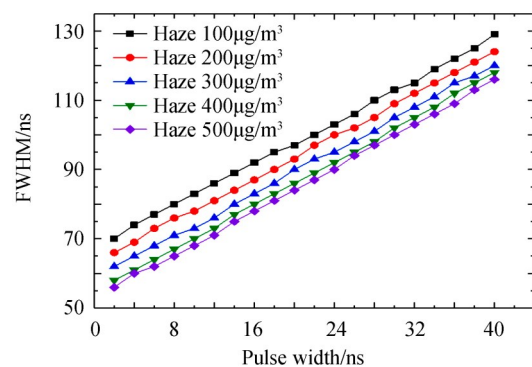


图 18 切比雪夫形灰霾的脉冲回波半高全宽
Fig.18 Full width at half maximum of pulse echo for Chebyshev haze

图 18 是形变参数 $\xi=0.1$ 、波纹参数 $n=4$ 的切比雪夫形灰霾粒子,在不同浓度条件下的紫外脉冲回波半高全宽和发射脉冲宽度的关系图.由图 18 可以看出,不同浓度条件下的切比雪夫形灰霾的回波半高全宽与发射脉冲宽度之间近似呈线性关系,随着灰霾浓度的升高,脉冲回波半高全宽在减小,脉冲回波半高全宽的差距也在逐渐减小.当发射脉冲宽度为 40 ns 时,浓度为 $100 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 的切比雪夫形灰霾对应的脉冲回波半高全宽比浓度为 $200 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $300 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $400 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 和 $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 的切比雪夫形灰霾对应的脉冲回波半高全宽分别大 5 ns、9 ns、11 ns 和 13 ns.因此,我们可以通过分析紫外脉冲回波半高全宽的变化规律来区分不同浓度的切比雪夫形灰霾,脉冲回波半高全宽越小,灰霾浓度越大.

图 19 是波纹参数 $n=4$,形变参数 ξ 分别为 0.1、0.05 和 0.02 的切比雪夫形灰霾粒子,在不同浓度条件下的紫外脉冲回波峰值功率和发射脉冲宽度的关系图.由图 19 可以看出,当 ξ 大于 0.02 时,切比雪夫形灰霾比球形灰霾的脉冲回波峰值功率要大,这是因为切比雪夫形灰霾粒子对紫外光的后向散射能力强于球形灰霾粒子对紫外光的后向散射能力,且 ξ 越大,其后向散射能力越强,脉冲回波峰值功率也就越大.不同形变的切比雪夫形灰霾的脉冲回波峰值功率随着灰霾浓度的增大而不断增大,且灰霾浓度越大,切比雪夫形灰霾与球形灰霾的脉冲回波峰值功率的差距越大.

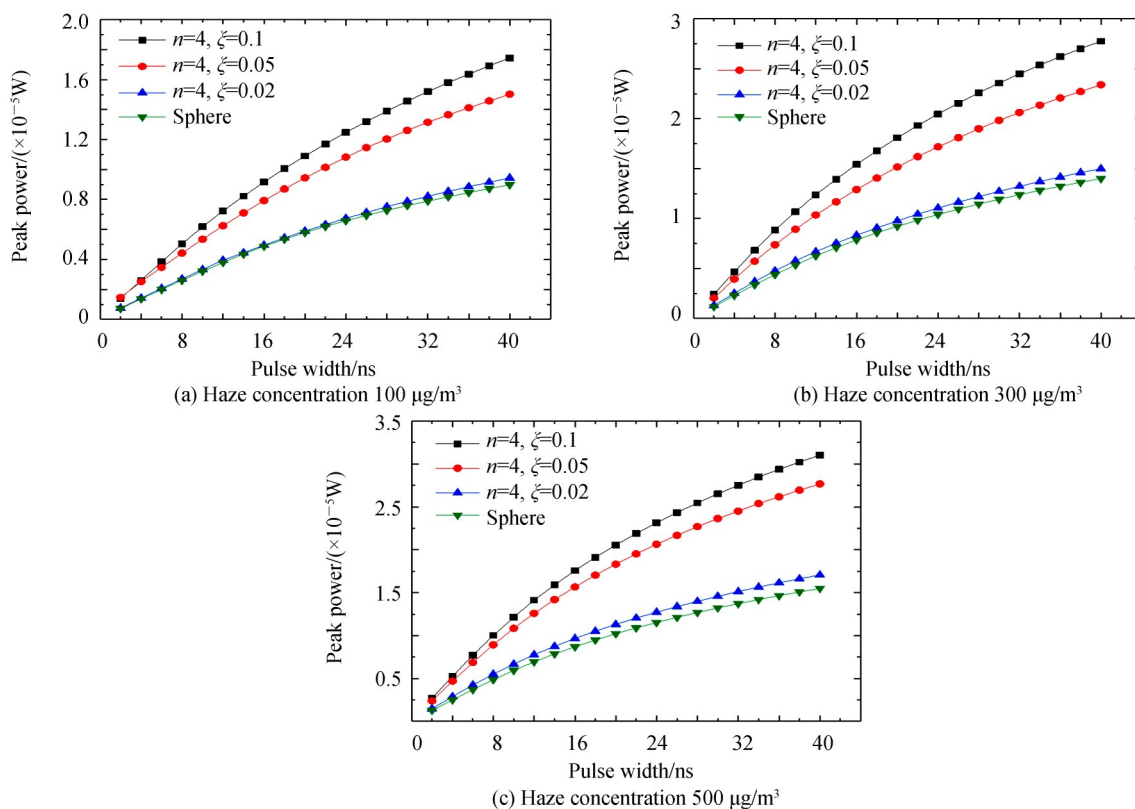


图 19 不同形变参数的切比雪夫形灰霾的脉冲回波峰值功率

Fig.19 Peak power of pulse echo for Chebyshev haze with different deformation parameters

图 20 是波纹参数 $n=4$,形变参数 ξ 分别取 0.1、0.05 和 0.02 的切比雪夫形灰霾粒子,在不同浓度条件下的紫外脉冲回波半高全宽和发射脉冲宽度的关系图.由图 20 可以看出,切比雪夫形灰霾比球形灰霾的脉冲回波半高全宽要大,在整体上,切比雪夫形灰霾的回波半高全宽随着灰霾浓度的增大而减小.对于 ξ 不同的切比雪夫形灰霾,脉冲回波半高全宽随着 ξ 的增大而增大.根据上述规律,我们可以结合紫外脉冲回波半高全宽和回波峰值功率来区分 ξ 取值不同的切比雪夫形灰霾.

图 21 是形变参数 ξ 取 0.1,波纹参数 n 分别取 2、4 和 6 的切比雪夫形灰霾粒子,在不同浓度条件下的紫外脉冲回波峰值功率和发射脉冲宽度的关系图.由图 21 可以看出,不同波纹参数的切比雪夫形灰霾的脉冲回波峰值功率随着灰霾浓度的增大而不断增大.不同波纹参数的切比雪夫形灰霾比球形灰霾的脉冲回波峰值

功率要大,且 n 越大,其后向散射能力越强,脉冲回波峰值功率也就越大.

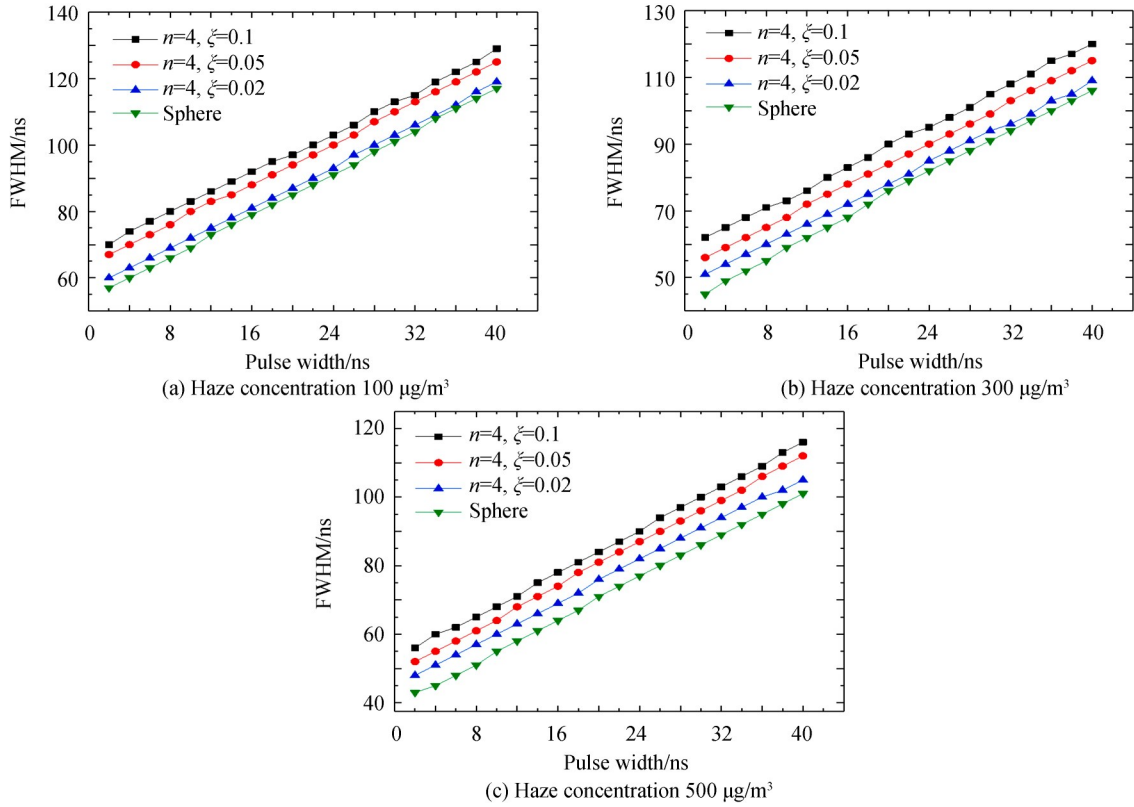


图 20 不同形变参数的切比雪夫形灰霾的脉冲回波半高全宽

Fig.20 Full width at half maximum of pulse echo for Chebyshev haze with different deformation parameters

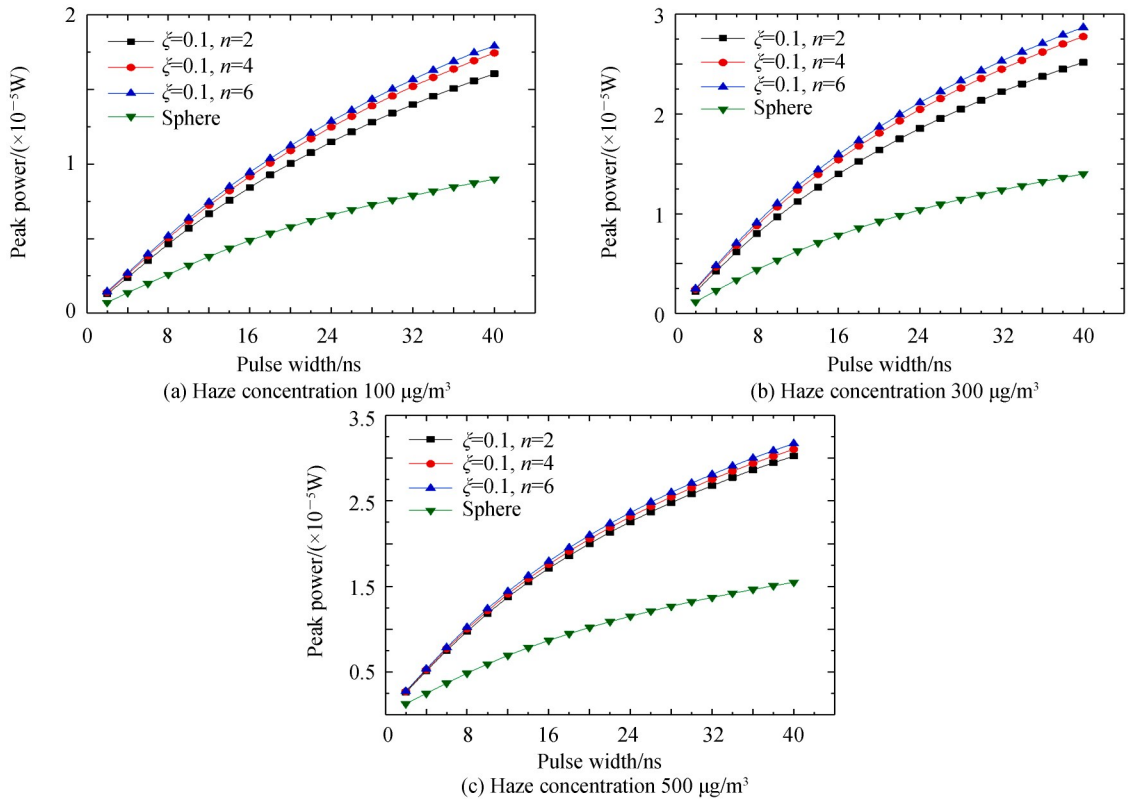


图 21 不同波纹参数的切比雪夫形灰霾的脉冲回波峰值功率

Fig.21 Peak power of pulse echo for Chebyshev haze with different ripple parameters

图 22 是形变参数 ξ 取 0.1, 波纹参数 n 分别取 2、4 和 6 的切比雪夫形灰霾粒子, 在不同浓度条件下的紫外脉冲回波半高全宽和发射脉冲宽度的关系图. 由图 22 可以看出, 在形变参数 $\xi=0.1$ 的条件下, 切比雪夫形灰霾比球形灰霾的回波半高全宽要大, 不同波纹参数的切比雪夫形灰霾的脉冲回波半高全宽随着灰霾浓度的增大而减小. 对于不同波纹参数的切比雪夫形灰霾, 当 n 越大时, 其回波半高全宽也越大. 根据上述规律, 我们可以结合紫外脉冲的回波半高全宽和回波峰值功率来区分 n 取值不同的切比雪夫形灰霾.

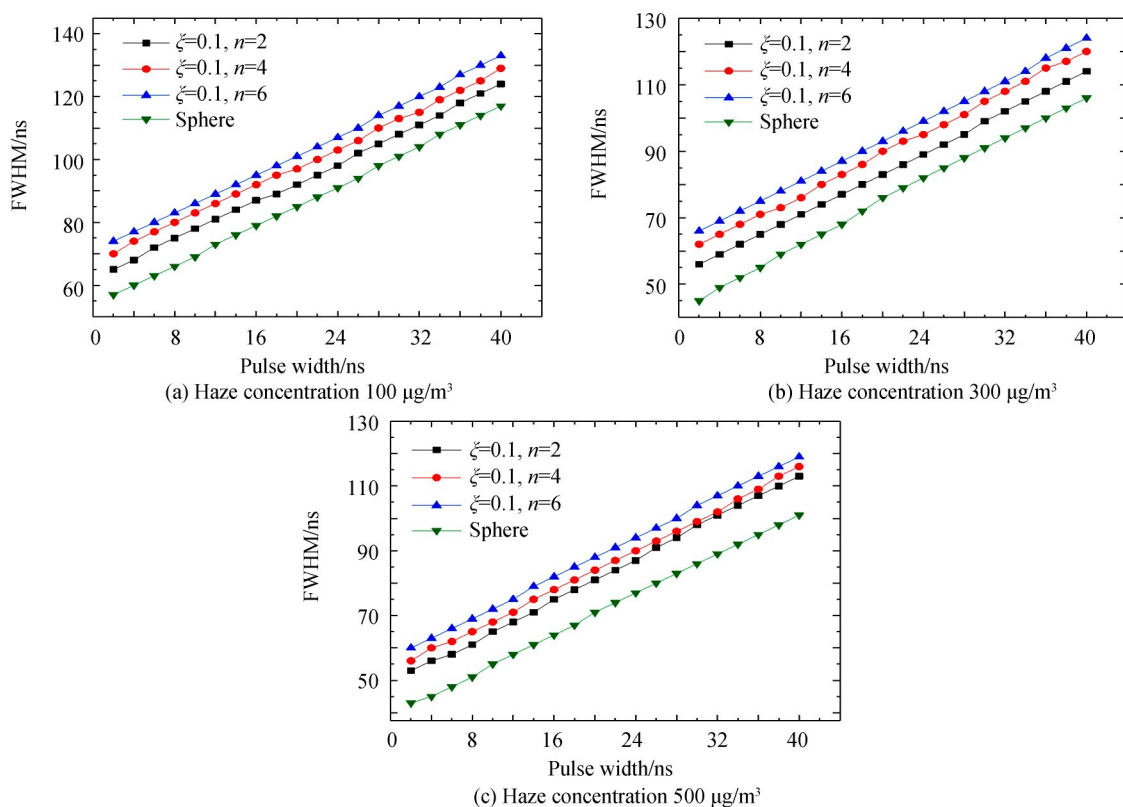


图 22 不同波纹参数的切比雪夫形灰霾的脉冲回波半高全宽

Fig.22 Full width at half maximum of pulse echo for Chebyshev haze with different ripple parameters

4 结论

本文根据紫外光后向散射探测灰霾模型和 T 矩阵方法仿真了不同浓度条件下, 不同形状的椭球形、圆柱形及切比雪夫形灰霾粒子的紫外脉冲回波特性. 研究表明: 灰霾的脉冲回波峰值功率随着灰霾浓度的增大而增大, 脉冲回波半高全宽随着灰霾浓度的增大而减小. 对于椭球形灰霾, 当垂直半轴和水平半轴相差越小, 灰霾粒子形状越接近球形时, 脉冲回波的峰值功率和半高全宽越大; 对于圆柱形灰霾, 当底面圆直径与长度相差越小时, 脉冲回波的峰值功率和半高全宽越大; 对于切比雪夫形灰霾粒子, 当 ξ 和 n 越大时, 脉冲回波的峰值功率和半高全宽越大. 因此, 我们可以结合紫外脉冲回波的峰值功率和半高全宽来区分不同浓度及不同形状的非球形灰霾粒子.

参考文献

- [1] ZENG Xian-gang, RUAN Fang-fang, PENG Yan-yan. Spatial distribution of health effects of PM_{2.5} pollution in China based on spatial grid scale [J]. *China Environmental Science*, 2019, **39** (6): 2624-2632.
曾贤刚, 阮芳芳, 彭彦彦. 基于空间网格尺度的中国 PM_{2.5} 污染健康效应空间分布 [J]. *中国环境科学*, 2019, **39** (6): 2624-2632.
- [2] GAO Ai-zhen, HU Li-jun, YANG Hao, *et al.* Analysis of a haze process based on lidar for atmospheric particulate matter monitoring in Ningbo area [J]. *Meteorological, Hydrological and Oceanographic Instruments*, 2019, **36** (2): 26-30.
高爱臻, 胡利军, 杨豪, 等. 基于宁波地区大气颗粒物监测激光雷达的一次灰霾过程分析 [J]. *气象水文海洋仪器*, 2019, **36** (2): 26-30.
- [3] DAN De-zhong. Research progress of ambient air PM-(2.5) monitoring technology and its comparability [J]. *China Test*, 0801001-20

- 2013, **39**(2): 1-5.
- 但德忠. 环境空气PM_{2.5}监测技术及其可比性研究进展[J]. 中国测试, 2013, **39**(2):1-5.
- [4] LING Tao, HARLEY R A. Changes in fine particulate matter measurement methods and ambient concentrations in California [J]. *Atmospheric Environment*, 2014, **98**(12):676-684.
- [5] YE Chao, MENG Rui, GE Bao-zhen. Overview of particle measurement methods based on light scattering [J]. *Laser and Infrared*, 2015, **45**(4):343-348.
- 叶超,孟睿,葛宝臻. 基于光散射的粒子测量方法综述[J]. 激光与红外, 2015, **45**(4):343-348.
- [6] ZUO Chen-ze, LV Qie-ni, GE Bao-zhen. Impact of refractive index of aerosol particles on particle diameter optical measurement[J]. *Optics & Precision Engineering*, 2017, **25**(7):1777-1782.
- 左晨泽,吕且妮,葛宝臻. 气溶胶颗粒折射率在光学粒径测量中的影响[J]. 光学精密工程, 2017, **25**(7):1777-1782.
- [7] HU S, GAO T, LI H, *et al.* Light scattering computation model for non-spherical aerosol particles based on multi-resolution time-domain scheme: Model development and validation [J]. *Optics Express*, 2017, **25**(2):1463-1486.
- [8] MIROSHNICHENKO A E, TRIBELSKY M I. Ultimate absorption in light scattering by a finite obstacle [J]. *Physical Review Letters*, 2018, **120**(3):033902.
- [9] HE S, WANG X, XIA R, *et al.* Polarimetric infrared imaging simulation of a synthetic sea surface with Mie scattering [J]. *Applied Optics*, 2018, **57**(7):150-159.
- [10] CHEN Ke-bei, HE Meng-di, ZHANG Qi, *et al.* Characteristic analysis of local TSP Based on lidar technology [J]. *Intelligent Computer and Application*, 2019, **9**(4): 258-262.
- 陈柯蓓,何梦迪,张琦,等. 基于激光雷达技术的局域TSP特性分析[J]. 智能计算机与应用, 2019, **9**(4):258-262.
- [11] LI Su-wen, MOU Fu-sheng, HU Li-sa, *et al.* Study on the method of obtaining the particle size distribution of atmospheric particles by dual optical path DOAS system [J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2019, **39**(11): 3403-3406.
- 李素文,牟福生,胡丽莎,等. 双光路DOAS系统获取大气颗粒物粒谱分布方法研究[J]. 光谱学与光谱分析, 2019, **39**(11):3403-3406.
- [12] WANG Qiang, HE Ting-yao, HUA Deng-xin. Performance analysis of bioaerosol fluorescence radar system excited by different UV bands [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2017, **46**(12): 133-140.
- 王强,何廷尧,华灯鑫. 不同紫外波段激发生物气溶胶荧光雷达系统性能分析[J]. 光子学报, 2017, **46**(12):133-140.
- [13] ZHAO Tai-fei, FENG Yan-ling, KE Xi-zheng, *et al.* Study on node coverage in "solar-blind" UV communication network [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(8): 2229-2235.
- 赵太飞,冯艳玲,柯熙政,等. "日盲"紫外光通信网络中节点覆盖范围研究[J]. 光学学报, 2010, **30**(8):2229-2235.
- [14] ZHENG Kai-duan, CHEN Jian, ZHOU Jie, *et al.* Research on monitoring of a severe haze pollution over Yangtze River Delta based on multi-source remote sensing data[J]. *Remote Sensing for Land & Resources*, 2018, **30**(1):224-232.
- [15] DONG Ye. Research on 266nm ultraviolet laser [J]. *Communication World*, 2015, **24**(12): 313-314.
- 董野. 关于266nm紫外激光器的探究[J]. 通讯世界, 2015, **24**(12):313-314.
- [16] KE Xi-zheng. Theory of UV self-organizing network [M]. Beijing: Science Press, 2011:56-59.
- 柯熙政. 紫外光自组织网络理论[M]. 北京:科学出版社, 2011:56-59.
- [17] WANG Zhong-ting, CHEN Liang-fu, LI Qing. Simulation of multi angle polarization reflection characteristics of haze components [J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, **35**(9): 9-17.
- 王中挺,陈良富,厉青. 灰霾组分的多角度偏振反射特性模拟[J]. 光学学报, 2015, **35**(9):9-17.
- [18] RAO Rui-zhong. Modern atmospheric optics [M]. Beijing: Science Press, 2012:31-35.
- 饶瑞中. 现代大气光学[M]. 北京:科学出版社, 2012:31-35.
- [19] CHEN Chen, XU Qing-shan, ZHU Lin. Empirical formula of scattering phase function of non-spherical aerosol particles [J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2019, **39**(1): 7-13.
- 程晨,徐青山,朱琳. 非球形气溶胶粒子散射相函数经验公式[J]. 光谱学与光谱分析, 2019, **39**(1):7-13.
- [20] ZHOU C, SHEN X, LIU Z, *et al.* Simulating aerosol size distribution and mass concentration with simultaneous nucleation, condensation/coagulation, and deposition with the GRAPES - CUACE [J]. *Journal of Meteorological*, 2018, **32**(2):265-278.

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (No. 61971345), National Natural Science Foundation-Civil Aviation Administration of China Civil Aviation Joint Research Fund (No. U1433110), Key Industry Chain Innovation Plan Project of Shaanxi Province (No. 2017ZDCXL-GY-06-01), Department of Education Scientific Research Project of Shaanxi Province (No. 17-JF024), Science and Technology Project of Beilin District, Xi'an (No. GX1921), Xi'an Science Project (No. CXY1835(4)), Yulin Science and Technology Plan Project (No. 2019-145)