

超短脉冲在散射介质中传播的时间和空间特性研究

靳 赛¹ 谭文疆^{1*} 刘 鑫² 吴 彬¹ 司金海¹

(¹ 西安交通大学电子与信息工程学院陕西省信息光子技术重点实验室, 陕西 西安 710049)
² 光电信息控制和安全技术重点实验室, 河北 三河 065201)

摘要 采用蒙特卡罗方法,研究了散射介质各向异性因子等参数对超短脉冲在散射介质中传播的时间和空间分布以及各散射阶次光子强度比例分布的影响。研究表明,当各向异性因子或吸收系数减小、散射系数或传播深度增大时,脉冲的时间展宽和空间扩散都随之增强,高散射阶次光子强度比例也随之增大。

关键词 超快光学;散射;蒙特卡罗;散射介质;时间和空间特性

中图分类号 O436.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201441.0702004

Temporal and Spatial Characteristics of Ultrashort Pulse Propagation in Turbid Media

Jin Sai¹ Tan Wenjiang¹ Liu Xin² Wu Bin¹ Si Jinhai¹

¹ Shaanxi Key Laboratory of Photonics Technology for Information, School of Electronic and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an, Shaanxi 710049, China

² Science and Technology on Electro-Optical Information Security Control Laboratory, Sanhe, Hebei 065201, China

Abstract The Monte Carlo method is introduced to simulate and analyze the influence of optical parameters of the turbid medium, such as anisotropy factor, on the temporal and spatial distributions and scattering-order distributions of ultrashort pulses. The result shows that when anisotropy factor or absorption coefficient decrease and scattering coefficient or propagation depth increase, both of the pulse duration and the beam size broaden and the proportion of scattering photons at high scattering orders increase.

Key words ultrafast optics; scattering; Monte Carlo; turbid medium; temporal and spatial characteristics

OCIS codes 290.7050; 320.5550; 190.5890

1 引 言

在生物组织和烟尘等散射介质内,由于光的散射,很难直接对这些散射介质内部结构或者隐藏的物体进行成像,为此人们发展出了多种适于散射介质内目标观测的光学成像技术。近年来,随着激光技术的进步,基于超短脉冲激光的散射环境中目标物体的成像技术因成像原理简单和时空分辨率高等优点,获得了极大的发展,在生物医学成像和水下成

像等领域得到了广泛的应用^[1-3]。

一般而言,光入射到散射介质后包括 3 种光子成分:不经历散射、完全相干的弹道光子;经历少量散射、部分相干的蛇形光子;经历多重散射、不相干的散射光子。由于弹道光子和蛇形光子直接携带了散射介质中目标物体的几乎全部成像信息,因此利用超短脉冲对散射介质内目标直接成像的关键是根据其超宽光谱的相干性和极短的脉冲宽度等物理特

收稿日期: 2013-12-17; 收到修改稿日期: 2014-01-28

基金项目: 国家自然科学基金(61235003,61205129)、陕西省自然科学基金(2012JQ8002)、中国博士后基金面上项目(2013M540753)

作者简介: 靳 赛(1990—),男,硕士研究生,主要从事蒙特卡罗仿真方面的研究。E-mail: saga.jin.sai.66@stu.xjtu.edu.cn

导师简介: 司金海(1960—),男,博士,教授,主要从事超快光克尔方面的研究。E-mail: jinhaisi@mail.xjtu.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: tanwenjiang@mail.xjtu.edu.cn

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal.net

性,利用一定的“门选通”技术,从散射介质出射的大量光子中,将携带成像信息的非散射光子提取出来。例如,采用超短脉冲作为光源的光学相干层析成像技术,正是根据超短脉冲超宽光谱的相干性,利用干涉技术,提取了携带成像信息的非散射光子直接成像^[4];而基于超短脉冲的光克尔门选通成像技术则依据弹道光子在散射介质中行进路径长度最短的特点,利用超快开关的光学时间门,选通了携带成像信息的非散射光子直接成像。

近来,基于飞秒脉冲的光克尔门选通弹道光子的成像技术,因其优异的散射光子滤除能力和极高的时间分辨率,在高速燃料喷雾场动力学、激光烧蚀靶材等研究领域获得了重要应用^[5-6]。本课题组最近也在基于飞秒脉冲的光克尔门选通弹道光成像技术方面开展了一系列研究工作,实验研究了不同类型散射环境下目标物体成像特性,提出并利用非线性光学玻璃基质的克尔门,实现了信号强度大、对比度高的弹道光成像,改善了该技术的成像质量^[7-9]。掌握超短脉冲激光在散射介质传播过程中的时间和空间分布特性,可为该技术的理论分析与成像质量改进提供重要的指导。然而,由于超短脉冲与散射介质相互作用的复杂性,使得准确预测超短脉冲光在散射介质中的输运过程及其时间和空间分布特性十分困难。

目前,研究光在散射介质中传播过程的规律主要有漫射近似^[10]、有限元法^[11]、路径积分法^[12]和蒙特卡罗方法^[13-22]等理论方法。其中,蒙特卡罗方法是一种典型的光在散射介质内传输过程的理论分析方法,以散射介质光学参数和辐射传播方程的概率化定义为基础,利用大量光子入射到散射介质后的统计特性,得出光在散射介质内传输过程的物理规律^[15]。多年来,该方法在光与散射介质相互作用研究领域获得了长足的发展,特别是 Wang 等^[16-19]利用蒙特卡罗方法在组织光学研究领域开展的研究工作,极大地推动了该技术的进步。他们首次详细地论述了生物组织中光传输的蒙特卡罗模型,编写并公开了相应的蒙特卡罗程序,利用该方法成功获取了层状生物组织对无限细光束以及有限细光束的脉冲响应,并将蒙特卡罗方法与漫射近似理论相结合发展了混合模型,有效缩减了蒙特卡罗模拟的计算量,使之成为该领域研究的一种经典算法。目前,基于蒙特卡罗方法的研究结果在组织光学领域常被用作评价其他近似方法准确性的一种非实验标准^[20-22]。

本文利用蒙特卡罗方法,系统研究了超短脉冲在散射介质中传播的时间和空间分布特性与散射介质的散射系数和吸收系数等参数的依赖关系,分析了这些参数对超短脉冲传播过程中各散射阶次光子强度比例分布的影响。此外,还研究了吸收系数较小、散射系数与传播深度乘积为定值条件下,脉冲的时间、空间及各阶次散射光子强度比例分布特性,以及不同开关时间的光克尔门选通脉冲强度的空间分布特性。由于基于飞秒脉冲的光克尔门选通成像技术同样无须特别关注超短脉冲在散射介质传播过程中光子相干性等特性改变,因此忽略了入射光子的相干性和偏振态等特性。研究结果可为超短脉冲在散射介质中应用提供一定理论指导,特别是对于基于飞秒脉冲的光克尔门选通成像技术改进具有理论指导意义。

2 蒙特卡罗方法与计算模型

利用蒙特卡罗方法模拟光在散射介质中传播过程时,统一采用了文献[16]给出的随机化处理过程,对光子随机游走过程中经历的每一次散射、吸收和位置迁移等物理事件进行随机化处理,其中散射方向角的余弦值采用 Henyey-Greenstein 相函数抽样决定。图 1 为数值仿真计算模型,其中散射介质横向尺寸无限大。仿真中,假设一个含有大量光子的高斯脉冲在 $z=0$ 处,垂直于 xOy 平面入射到散射介质内,每个光子初始权重为 1,光子湮灭的权重阈值为 0.001。入射脉冲的光斑中心坐标为 $(2, 2, 0)$ cm,半径为 0.5 cm(光强下降到 $1/e^2$),脉宽为 50 fs(光强下降到 $1/e^2$)。取平行且与 xOy 平面距离为 d 的平面为观察面,光子收集范围为 $0 \leq x \leq 4$ cm, $0 \leq y \leq 4$ cm 内的方形区域,并且由于忽略了光子相干性,对于大量光子强度的计算采用了直接积分的方法。

在仿真中,设置的时间步长为 2.5 fs,在某一时刻对一个时间步长内通过观察面所有光子的权重进行叠加,就可以获得脉冲在该时刻的强度信息,将观察面上不同时刻的脉冲强度按时间序列排布并做归一化处理,即可得到通过观察面的脉冲时间分布特性。此外,观察面上光子收集区域被离散化为 1000×1000 个像素点,对每个像素点上所有时刻通过的光子的权重进行叠加,就可以得到观察面上的脉冲空间分布特性。

由于蒙特卡罗方法的准确性依赖于大量光子的统计特性,但是过多的入射光子数目将使仿真时间极大地延长,因此先将入射光子数按 10^6 个逐步递

增,发现当入射光子数大于 10^8 个后,各种仿真结果几乎一致。为了保证所得仿真结果的稳定性,本文研究的入射光子数均采用 10^9 个。此外,假设散射介质与周围环境折射率分别为 1.33 和 1,并且考虑到光克尔门选通成像技术大都应用于吸收较小、前

向散射较强的散射环境,其光学深度 $(OD) D = (\mu_a + \mu_s) d$ 一般为 10 左右,选取了散射系数 $\mu_s = 10 \text{ cm}^{-1}$,吸收系数 $\mu_a = 0.001 \text{ cm}^{-1}$,传播深度 $d = 1.0 \text{ cm}$,各向异性因子 $g = 0.9$ 作为标准参数。

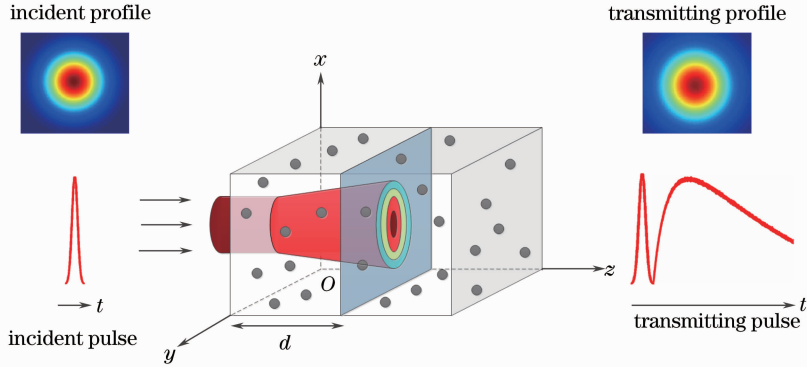


图 1 超短脉冲在散射介质中传播过程示意图

Fig. 1 Schematic of the ultrashort pulse propagation in turbid medium

3 仿真结果及分析

3.1 脉冲时间分布特性与散射介质参数的依赖关系

采用第 2 节所述仿真模型与参数,讨论了各向异性因子 g 、散射系数 μ_s 、吸收系数 μ_a 和传播深度 d 对脉冲时间分布特性的影响,结果如图 2 所示,其中纵坐标为脉冲的归一化强度,横坐标为光子通过观察面的相对时间,并用实线标出了不经历散射过程

的弹道脉冲的时间分布特性曲线作为参考。在有关脉冲时间分布特性的讨论中,某一时刻的脉冲强度为通过观察面上收集区域内所有光子强度之和。

由图 2(a)可知,随着散射介质各项异性因子 g 增加,脉冲的时间展宽逐步减小,散射光强峰值与弹道脉冲峰值之间的时间间隔也逐步减小。这是由于各项异性因子 g 越大,当光子在散射介质中被散射

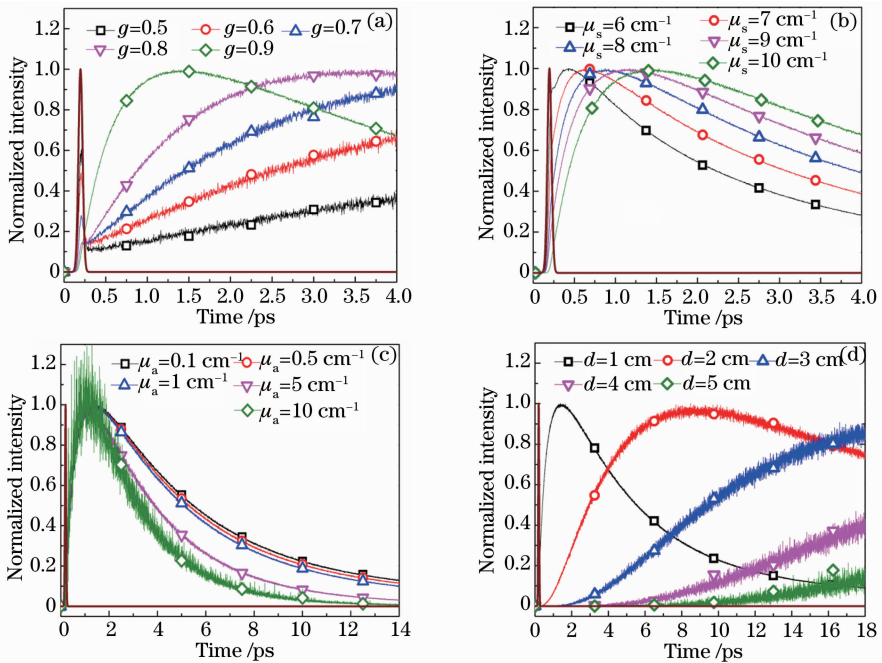


图 2 脉冲时间分布特性与散射介质参数的依赖关系。(a) 各向异性因子;(b) 散射系数;(c) 吸收系数;(d) 传播深度

Fig. 2 Dependences of pulse temporal distribution on turbid medium parameters. (a) Anisotropy factor;

(b) scattering coefficient; (c) absorption coefficient; (d) propagation depth

时,发生前向散射的概率越大,其到达观察面的行进光程更短,从而导致了如图 2(a)所示的结果。由图 2(b)可知,随着散射系数 μ_s 增大,脉冲的时间展宽增大,并且散射光强峰值与弹道脉冲峰值之间的时间间隔也逐步增大。这是由于散射系数 μ_s 越大,入射光子在散射介质中的散射程度增强,光子到达观察面的行进光程更长,因此脉冲时间展宽越大。由图 2(c)可知,随着吸收系数 μ_a 增大,脉冲的散射光强峰值的位置几乎没有变化,但是脉冲时间展宽减小。这是由于吸收系数 μ_a 增大时,散射介质中经历多重散射的光子更容易被吸收,而这部分光子在散射介质内行进光程更长,因此吸收系数 μ_a 增大造成脉冲时间展宽看起来更弱。由图 2(a)~(c)的结果比较还可以看出,散射光强峰值的位置主要由介质的散射特性决定。进一步,由图 2(d)可知,随着向前传播的深度 d 增加,脉冲的时间展宽增大,并且散射光强峰值与弹道脉冲峰值之间的时间间隔逐步增大。这是由于传播深度 d 越大,被散射的光子到达观察面前经历的散射次数增多,光子到达观察面的行

进光程更长,因此脉冲时间展宽也将越大。同时,由于图 2(d)中传播深度 d 增加时,观察面前散射介质的散射程度增加更强,因此图 2(d)中脉冲的时间展宽程度更加明显。此外,为了清晰地展示某个参数变化对脉冲时间展宽特性的影响,图 2 中各种情况下的统计时间长度并不一致,这导致了图 2(a)~(d)中弹道脉冲时间分布特性曲线“宽窄”略有差异。

图 2 的仿真结果表明,对于超短脉冲在散射介质中传播的时间展宽特性,当散射介质各向异性因子 g 或吸收系数 μ_a 减小,散射系数 μ_s 或传播深度 d 增大时,脉冲的时间展宽都将增大。

3.2 脉冲的空间分布特性与散射介质参数的依赖关系

各向异性因子 g 、散射系数 μ_s 、吸收系数 μ_a 、传播深度 d 对脉冲空间分布特性的影响如图 3 所示,其中纵坐标为脉冲的归一化强度,横坐标为观察面上 $y=2$ cm 时, x 方向的具体位置。在有关脉冲空间分布特性的讨论中,观察面上某一位置处的脉冲强度为该位置处所有时间内收集到的光子强度之和。

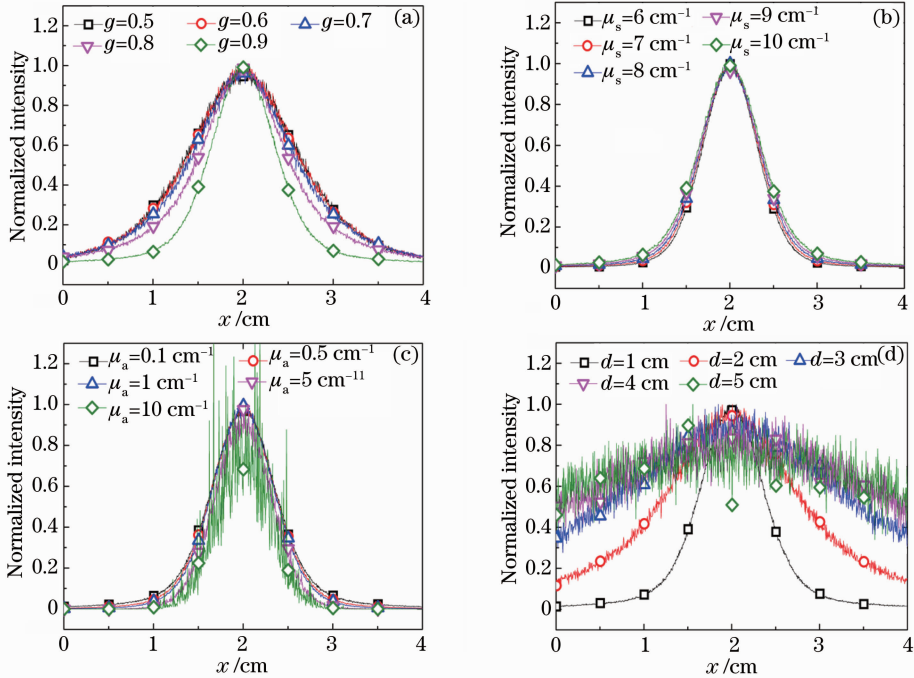


图 3 脉冲空间分布特性与散射介质参数的依赖关系。(a) 各向异性因子;(b) 散射系数;(c) 吸收系数;(d) 传播深度
Fig. 3 Dependences of pulse spatial distribution on turbid medium parameters. (a) Anisotropy factor;
(b) scattering coefficient; (c) absorption coefficient; (d) propagation depth

由图 3(a)可知,随着各向异性因子 g 增大,脉冲的空间扩散减弱。这是由于散射介质的各异性因子 g 越大,光子发生前向散射的概率越大,因而脉冲的空间扩散程度减弱。由图 3(b)和(d)可知,随着散射系数 μ_s 和传播深度 d 增大,入射光子在观察

面前被散射程度将增强,其空间扩散程度也将增大。与图 2(d)结果类似,图 3(d)中传播深度 d 增加对观察面前散射介质的散射程度增加比图 3(b)更强,因此图 3(d)中脉冲的空间扩散也更大。由图 3(c)可知,随着吸收系数 μ_a 增大,脉冲的空间扩散减小。

这是由于吸收系数 μ_a 增大时, 散射介质对光子的吸收增加, 而经历更长行进光程的较高散射阶次光子能量被吸收得更多, 因此脉冲的空间扩散程度反而看起来随之减小。

图 3 的仿真结果表明, 对于超短脉冲在散射介质中传播的空间扩散特性, 散射介质各向异性因子 g 或吸收系数 μ_a 减小、散射系数 μ_s 或传播深度 d 增大时, 超短脉冲的空间扩散都将增大。

3.3 脉冲的各散射阶次光子强度比例分布特性与散射介质参数的依赖关系

各向异性因子 g 、散射系数 μ_s 、吸收系数 μ_a 、传播深度 d 对脉冲中经历各个散射阶次(散射阶次) n 的光子强度比例分布的影响如图 4 所示, 其中横坐标为光子的散射阶次, 纵坐标为观察面上各个散射阶次光子强度占总脉冲光强的百分比。

由图 4(a)可知, 当各向异性因子 g 很小时, 脉冲中各散射阶次光子强度差别不大。随着各向异性因子 g 增加, 较低散射阶次光子强度占脉冲总强度

的比例增大, 所占比例最大的散射阶次向较低阶次移动。这意味着各向异性因子 g 越大, 脉冲的时间展宽和空间扩散程度都将减弱, 这与图 2(a) 和图 3(a) 的结果一致。由图 4(b)和(d)可知, 随着散射系数 μ_s 和传播深度 d 的增大, 较高散射阶次光子强度占脉冲总强度的比例越大, 所占比例最大的散射阶次向更高阶次移动。这意味当散射系数 μ_s 或传播深度 d 增大时, 脉冲的时间展宽和空间扩散程度都将增强, 这与图 2(b)、(d)和图 3(b)、(d)的结果一致。由图 4(c)可知, 随着吸收系数 μ_a 增大, 由于经历更长行进光程的高散射阶次光子能量被吸收得更多, 较低散射阶次的光子强度占脉冲总强度的比例反而增大, 所占比例最大的散射阶次也向更低阶次移动。这意味着散射介质的吸收特性, 在一定程度上等效于一个可以滤除多重散射光子滤除的“吸收门”, 增强对隐藏于散射介质内部目标物体的可视化程度, 这与文献[23]的实验研究结果一致。

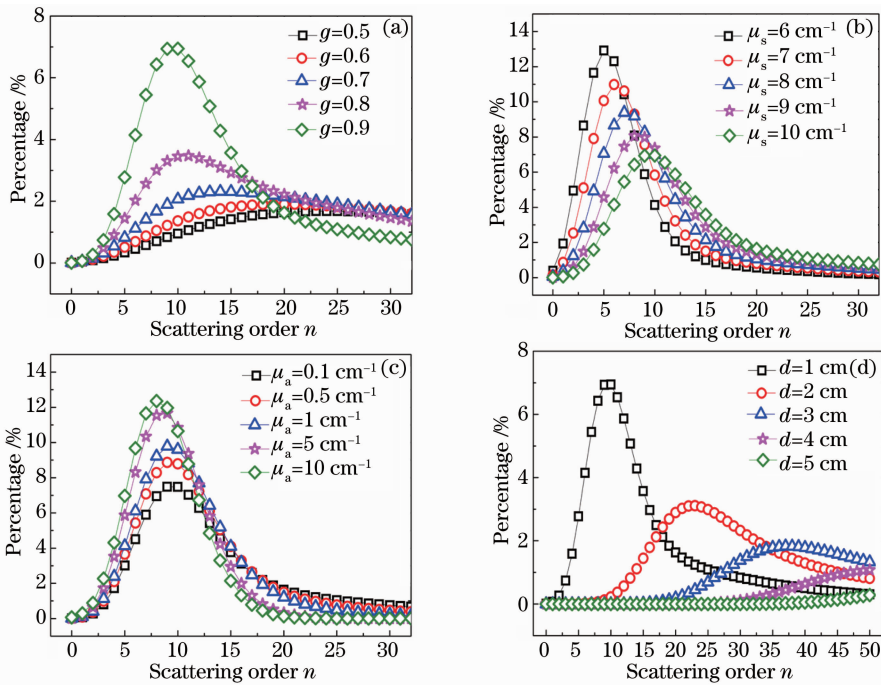


图 4 脉冲各散射阶次光子强度比例分布特性与散射介质参数的依赖关系。(a) 各向异性因子; (b) 散射系数; (c) 吸收系数; (d) 传播深度

Fig. 4 Dependences of light intensity contribution of scattering orders on turbid medium parameters. (a) Anisotropy factor; (b) scattering coefficient; (c) absorption coefficient; (d) propagation depth

图 4 的仿真结果表明, 对于超短脉冲在散射介质传播过程中的经历各散射阶次光子强度比例分布特性, 当各向异性因子 g 减小、散射系数 μ_s 或传播深度 d 增大时, 经历较低散射阶次光子强度比例都

将减小, 并且占脉冲总强度最大比例的光子散射阶次将增大。当散射介质吸收系数 μ_a 增大时, 经历较低阶次散射光子强度比例反而会增大, 占脉冲总强度最大比例的光子散射阶次也将减少。

3.4 散射系数与传播深度的乘积为定值时,脉冲的传播特性对散射介质参数的依赖关系

从图 2~4 可以看出,散射系数 μ_s 或者传播深度 d 增加都可以使散射介质对于光子的散射程度增强,从而影响脉冲的时间、空间分布以及各散射阶次光子强度比例分布特性。为了进一步探究散射系数 μ_s 和传播深度 d 对脉冲的时间、空间分布以及各

散射阶次光子强度比例分布特性的影响差异,本文在吸收系数 μ_a 较小时,保持散射系数 μ_s 与传播深度 d 的乘积为定值,开展了相应的仿真研究工作,结果如图 5 所示。仿真中,吸收系数 $\mu_a = 0.001 \text{ cm}^{-1}$,传播深度 d 与散射系数 μ_s 的乘积保持为定值 10。

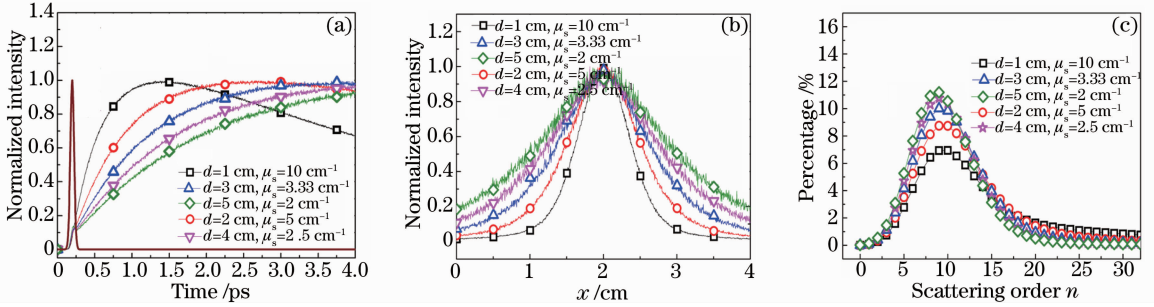


图 5 脉冲的时间、空间分布和各阶次散射光强度比例分布特性与传播深度的依赖关系

Fig. 5 Dependences of pulse temporal distribution, pulse spatial distribution and light intensity distribution of scattering orders on propagation depth

由图 5(a)可知,当吸收系数 μ_a 较小时,保持散射系数 μ_s 与传播深度 d 的乘积为定值情况下,随着传播深度 d 增大(或散射系数 μ_s 减小),脉冲的时间展宽越大,弹道脉冲峰值与散射光峰值之间的时间间隔逐步增大。同时,由图 5(b)可知,此时脉冲的空间扩展也越强。由图 5(c)可知,在这种情况下,散射光子强度最大的散射阶次几乎保持不变,然而当传播深度 d 较大时,观察面上较低散射阶次的散射光子强度比例逐步增大。

图 5 的仿真结果表明,当吸收系数 μ_a 较小时,保持散射系数 μ_s 与传播深度 d 的乘积为定值情况下,随着传播深度 d 增大(或散射系数 μ_s 减小),超短脉冲在散射介质中传播的时间展宽和空间扩散程度都将增强,尽管所占比例最大的散射阶次的位置几乎保持不变,然而较低阶次散射光子强度占脉冲总强度的比例将逐步增大。图 5 的研究结果也意味着,对吸收较小、散射程度一致但厚度不同的散射介质中隐藏物体直接成像时,较小厚度的散射介质内的物体的成像对比度较差。

3.5 光克尔门选通脉冲强度分布特性与开关时间的依赖关系

为了进一步揭示开关时间对光克尔门选通成像结果的影响,在散射介质的各光学参数为 $\mu_s = 10 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_a = 0.001 \text{ cm}^{-1}$, $g = 0.9$ 的情况下,通过统计某一时间内观察面上所有散射光子权重,模拟了不同开关时间的光克尔门选通脉冲空间强度分布

特性,仿真结果如图 6 所示,其中纵坐标为脉冲的归一化强度,横坐标为脉冲强度在 x 轴上的分布情况,插图为相应的脉冲空间强度分布图像。图 6 中的观察面位于 $d=1.0 \text{ cm}$ 处,图 6(a)为入射脉冲的空间分布特性,图 6(b)为观察面上不加时间门所得脉冲空间分布特性,图 6(c)为观察面上 0.3 ps 时间门选通脉冲的空间分布特性,图 6(d)为观察面上 10 ps 时间门选通脉冲的空间分布特性。

从图 6(a)~(d)可以看出,经过散射,脉冲光斑的半峰全宽(FWHM)已由入射时的 0.58 cm 扩散为 0.83 cm。若使用 0.3 ps 的时间门选通脉冲,由于时间门有效地滤除了大量散射光子,观察面上被选通的脉冲空间分布与入射脉冲空间分布几乎相同,光斑大小约为 0.59 cm。若使用 10 ps 的时间门选通脉冲,被选通的脉冲尽管相对于不加时间门选通的脉冲空间扩散程度略有下降,光斑大小约为 0.76 cm,但是此时被选通脉冲中仍然存在大量的散射光子,相对于入射脉冲,其空间扩散程度仍然很强。此外,从图 6(a)~(d)的插图还可以看出,当使用时间门,特别是开关较快的时间门选通被散射脉冲时,所得脉冲光强与入射脉冲光强相比将大大减少。由图 6 的仿真结果可以推测,当使用光克尔门选通成像技术时,光克尔门的开关时间越短,透射率越大将越有利于获取隐藏于散射介质中目标物体的成像信息。

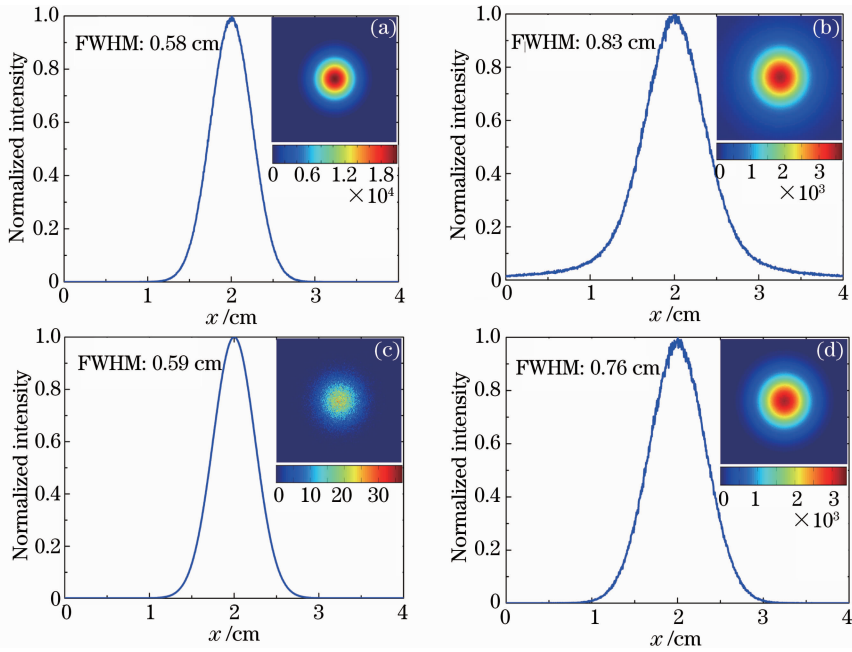


图 6 光克尔门选通脉冲空间强度分布特性。(a) 入射脉冲；(b) 无光克尔门；(c) 开关时间 0.3 ps；(d) 开关时间 10 ps
Fig. 6 Optical Kerr gated spatial distribution characteristics of pulse. (a) Incident pulse; (b) without optical Kerr gate; (c) 0.3 ps switching time; (d) 10 ps switching time

4 结 论

采用蒙特卡罗方法模拟超短脉冲在散射介质中的传播过程,分析了散射介质的各光学参数对传播过程中脉冲的时间、空间分布以及各散射阶次光子强度比例分布的影响。研究表明:超短脉冲在散射介质传播过程中,散射介质的各向异性因子 g 和吸收系数 μ_a 越小,散射系数 μ_s 和传播深度 d 越大,入射脉冲在散射介质中传播的时间展宽越大、空间扩散越强、高阶次散射光子强度占脉冲总强度比例也越大;当散射介质吸收系数 μ_a 较小时,如果散射系数 μ_s 与传播深度 d 乘积为定值,即散射介质的光学深度几乎不变的情况下,传播深度 d 越大,入射脉冲在散射介质中传播的时间展宽和空间扩散越强,尽管所占比例最大的散射阶次的位置几乎保持不变,但是较低阶次光子强度占脉冲总强度的比例将随之增大;当使用光克尔门选通成像技术时,光克尔门的开关时间越短,透射率越大将越有利于获取隐藏于散射介质中目标物体的成像信息。

参 考 文 献

- 1 L Wang, P P Ho, C Liu, *et al.*. Ballistic 2-d imaging through scattering walls using an ultrafast optical Kerr gate[J]. *Science*, 1991, 253(5021): 769–771.
- 2 C Dunsby, P M W French. Techniques for depth-resolved imaging through turbid media including coherence-gated imaging [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2003, 36(14):

- R207–R227.
- 3 D Doxaran, M Babin, E Leymarie, *et al.*. Near-infrared light scattering by particles in coastal waters[J]. *Opt Express*, 2007, 15(20): 12834–12849.
- 4 A F Fercher. Optical coherence tomography [J]. *Journal of Biomedical Optics*, 1996, 1(2): 157–173.
- 5 J B Schmidt, Z D Schaefer, T R Meyer, *et al.*. Ultrafast time-gated ballistic-photon imaging and shadowgraphy in optically dense rocket sprays[J]. *Applied Optics*, 2009, 48(4): B137–B144.
- 6 D R Symes, U Wegner, H C Ahlswede, *et al.*. Ultrafast gated imaging of laser produced plasmas using the optical Kerr effect [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 96(1): 011109.
- 7 Tong Junyi, Yang Yi, Si Jinhai, *et al.*. Measurements of the scattering coefficients of intralipid solutions by a femtosecond optical Kerr gate [J]. *Optical Engineering*, 2011, 50(4): 043607.
- 8 Tong Junyi, Tan Wenjiang, Si Jinhai, *et al.*. High time-resolved imaging of targets in turbid media using ultrafast optical Kerr gate [J]. *Chinese Physics Letters*, 2012, 29(2): 024207.
- 9 Tan Wenjiang, Zhou Zhiguang, Lin Aoxiang, *et al.*. High contrast ballistic imaging using femtosecond optical Kerr gate of tellurite glass[J]. *Opt Express*, 2013, 21(6): 7740–7747.
- 10 T J Farrell, M S Patterson, B C Wilson. A diffusion theory model of spatially resolved, steady-state diffuse reflectance for the noninvasive determination of tissue optical properties *in vivo* [J]. *Medical Physics*, 1992, 19(4): 879–888.
- 11 S R Arridge, H Dehghani, M Schweiger, *et al.*. The finite element model for the propagation of light in scattering media: a direct method for domains with nonscattering regions[J]. *Medical Physics*, 2000, 27(1): 252–264.
- 12 L T Perelman, Wu Jun, I Itzkan, *et al.*. Photon migration in turbid media using path integrals[J]. *Physical Review Letters*, 1994, 72(9): 1341–1344.
- 13 Wu Kaihua, Yang Guanling, He Zhenjiang. The influence of medium parameters on the transmitted intensity and shape of

- ultrashort laser pulses[J]. Chinese J Lasers, 1999, 26(7): 623—626.
- 吴开华, 杨冠玲, 何振江. 混沌介质参数对超短脉冲激光透射强度与形状的影响[J]. 中国激光, 1999, 26(7): 623—626.
- 14 Wang Jiangang, Wang Guiying, Xu Xhizhan. Monte-Carlo simulations for light propagation in striated scattering medium [J]. Acta Optica Sinica, 2000, 20(3): 346—350.
- 王建刚, 王桂英, 徐至展. 光在分层散射介质中传输行为的蒙特卡罗模拟研究[J]. 光学学报, 2000, 20(3): 346—350.
- 15 B C Wilson, G Adam. A Monte Carlo model for the absorption and flux distribution of light in tissue[J]. Medical Physics, 1983, 10(6): 824—830.
- 16 Wang Lihong, S L Jacques, Zheng Liqiong. Mcml-Monte-Carlo modeling of light transport in multilayered tissues[J]. Computer Methods and Programs in Biomedicine, 1995, 47(2): 131—146.
- 17 Wang Lihong, S L Jacques, Zheng Liqiong. Conv-convolution for responses to a finite diameter photon beam incident on multilayered tissues [J]. Computer Methods and Programs in Biomedicine, 1997, 54(3): 141—150.
- 18 Wang Lihong, S L Jacques. Hybrid model of Monte Carlo simulation and diffusion theory for light reflectance by turbid media[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1993, 10(8): 1746—1752.
- 19 Wang Lihong, S L Jacques. Rapid modeling of diffuse reflectance of light in turbid slabs[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1998, 15(4): 936—944.
- 20 Fang Qianqian, D A Boas. Monte Carlo simulation of photon migration in 3D turbid media accelerated by graphics processing units[J]. Opt Express, 2009, 17(22): 20178—20190.
- 21 C Chen, J Q Lu, H Ding, *et al.*. A primary method for determination of optical parameters of turbid samples and application to intralipid between 550 and 1630 nm [J]. Opt Express, 2006, 14(16): 7420—7435.
- 22 A Tycho, T M Jogensen, H T Yura, *et al.*. Derivation of a Monte Carlo method for modeling heterodyne detection in optical coherence tomography systems[J]. Applied Optics, 2002, 41(31): 6676—6691.
- 23 K M Yoo, F Liu, R R Alfano, *et al.*. Imaging through a scattering wall using absorption[J]. Opt Lett, 1991, 16(14): 1068—1070.

栏目编辑: 史 敏