

文章编号: 0258-7025(2009)05-1160-06

飞秒脉冲通过散射表面后的时域特性

刘文军¹ 任守田¹ 曲士良¹ 戴恩文² 周常河²

(¹哈尔滨工业大学光电科学系, 山东 威海 264209; ²中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要 从理论上和实验上对飞秒激光脉冲通过散射表面后的时域特性进行了研究分析。用频率分辨光学开关法对通过散射表面前后的飞秒脉冲进行了测量和对比。理论分析和实验结果表明, 由于散射表面对飞秒脉冲的散射导致飞秒脉冲的展宽和形状的畸变。输入脉冲在时间相关函数的半峰全宽为 64 fs; 透射脉冲在时间相关函数半峰全宽的平均值为 117 fs。对透射脉冲场的统计特性进行了讨论, 透射脉冲场实部和虚部的概率函数分布遵从高斯函数分布; 强度的概率分布遵从指数分布规律; 给出了入射飞秒脉冲强度的自相关函数分布和飞秒时域散斑场强度的互相关函数分布的实验结果, 并且对二者的时间相关函数进行了讨论。

关键词 散射; 时域特性; 频率分辨光学开关法; 飞秒脉冲; 散射表面

中图分类号 O436.2 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20093605.1160

Temporal Characteristics of Femtosecond Pulse Propagation through a Scattering Surface

Liu Wenjun¹ Ren Shoutian¹ Qu Shiliang¹ Dai Enwen² Zhou Changhe²

(¹ Department of Opto-Electronics Science, Harbin Institute of Technology, Weihai, Shandong 264209, China)
(² Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract The time domain characteristics of femtosecond pulse propagation through a scattering surface are investigated theoretically and experimentally. The input femtosecond pulse and output pulse from scattering surface are measured and compared by frequency-resolved optical gating. Theoretical analysis and experimental results show that when femtosecond pulse propagates through scattering surface, it will be broadened and distorted. The full time width at half maximum peak of input pulse is 64 fs, and the average of that of transmitted pulse is 117 fs. The characteristics of the transmitted pulse are discussed. Probability functions of real and imaginary components of transmitted pulse show good agreement with Gaussian distribution. Probability distribution of the intensity follows exponential distribution. The experimental results of the intensity autocorrelation of input pulse and intensity correlation of femtosecond time domain scattered field shown, and the time correlation between them are also discussed.

Key words scattering; time domain characteristic; frequency-resolved optical gating; femtosecond pulse; scattering surface

1 引言

由于飞秒激光脉冲的时间宽度极短, 光谱极宽, 而光学元件的固有光学特性又与光的波长密切相关, 当飞秒激光脉冲通过光学元件时会发生时间-空间耦合, 即使是在自由空间传播的飞秒脉冲也会发生时间-空间耦合, 从而导致克尔透镜效应、自相位调制等非线性光学现象以及材料色散引起的色差

等线性光学现象^[1~3]。

一个飞秒脉冲入射到散射表面, 光子可能被介质吸收, 也可能被散射; 光与介质的相互作用将导致脉冲相干性被破坏, 相位将发生无规则的变化, 脉冲将发生畸变。被吸收的光子对透射光电场并无贡献, 只有被散射的光子对透射光电场才有贡献^[4, 5]。在传播方向上相干脉冲和散射脉冲同时存在, 所以

收稿日期: 2008-06-18; 收到修改稿日期: 2008-11-10

基金项目: 哈尔滨工业大学创新基金资助项目。

作者简介: 刘文军(1968—), 男, 副教授, 博士, 主要从事超快现象的测量等方面的研究。E-mail: liuwenjun86@163.com

透射的脉冲电场会发生很大的波动。出射脉冲光电场是一个多重波动场,而且这种波动存在于空域、时域和谱域^[6~8]。本文从理论上和实验上对飞秒脉冲通过散射表面后的时域特性进行分析和研究,并给出时域散射场的有关统计特性。

2 理 论

飞秒脉冲通过散射表面后的传播可以用麦克斯韦方程描述^[9],即

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\mu(\mathbf{r})\epsilon(\mathbf{r})}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} + [\nabla \ln \mu(\mathbf{r})] \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \nabla[\mathbf{E} \cdot \nabla \ln \epsilon(\mathbf{r})] = 0, \quad (1)$$

式中 \mathbf{E} 为矢量电场, c 为真空中的光速, $\epsilon(\mathbf{r})$ 和 $\mu(\mathbf{r})$ 分别为复介电常数和磁导率。如果复介电常数为常数或者在输入电场的波长范围内二者的变化极小,方程(1)可以简化为

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\tilde{n}^2(\omega, \mathbf{r})}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = 0, \quad (2)$$

式中 $\tilde{n}(\omega, \mathbf{r}) = \sqrt{\epsilon(\mathbf{r})\mu(\mathbf{r})}$ 为介质的折射率。忽略极化效应并变换到频域,方程(2)可以化为标量亥姆霍兹方程

$$\nabla^2 u(\mathbf{r}) + k_0^2 \tilde{n}^2(\omega, \mathbf{r}) u(\mathbf{r}) = 0, \quad (3)$$

式中 $u(\mathbf{r})$ 为脉冲电场的复振幅函数, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为电场在真空中的波数。方程(3)可以改写为

$$(\nabla^2 + k_0^2) u(\mathbf{r}) = -o(\mathbf{r}) u(\mathbf{r}), \quad (4)$$

其中 $o(\mathbf{r})$ 是与散射表面特性有关的特征函数

$$o(\mathbf{r}) = -k_0^2 [\tilde{n}^2(\omega, \mathbf{r}) - 1], \quad (5)$$

方程(4)的解可以写为两个分量的和

$$u(\mathbf{r}) = u_o(\mathbf{r}) + u_s(\mathbf{r}), \quad (6)$$

式中 $u_o(\mathbf{r})$ 为入射脉冲电场的复振幅函数, $u_s(\mathbf{r})$ 为散射表面产生的散射场。若无散射表面存在, $u_o(\mathbf{r})$ 应是亥姆霍兹方程的解,即

$$(\nabla^2 + k_0^2) u_o(\mathbf{r}) = 0. \quad (7)$$

综合方程(6),(7)和(4),可以得到散射场分量满足的方程为

$$(\nabla^2 + k_0^2) u_s(\mathbf{r}) = -o(\mathbf{r}) u(\mathbf{r}). \quad (8)$$

方程(8)的解可以写为^[10]

$$u_s(\mathbf{r}) = u_o(\mathbf{r}) + \int G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') o(\mathbf{r}') u(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (9)$$

式中 $G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ 为格林函数,是下列微分方程的解

$$(\nabla^2 + k_0^2) G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (10)$$

$\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ 是狄拉克 δ 函数。格林函数可以写为

$$G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{\exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (11)$$

由方程(9)可以求出散射场 $u_s(\mathbf{r})$, 总的透射电场可以表示为 $u(\mathbf{r}) = u_o(\mathbf{r}) + u_s(\mathbf{r})$ 。根据玻恩近似,方程(9)可以展开为玻恩序列

$$u(\mathbf{r}) = u_o(\mathbf{r}) + \sum_{i=1}^j u_i(\mathbf{r}), \quad (12)$$

第 i 级散射场 $u_i(\mathbf{r})$ 为

$$u_i(\mathbf{r}) = \int G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') o(\mathbf{r}') u_{i-1}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (13)$$

如果散射场 $|u_s(\mathbf{r})|$ 远小于入射场 $|u_o(\mathbf{r})|$, 散射场可以近似用一级散射场表示为

$$u_s(\mathbf{r}) = u_1(\mathbf{r}) = \int G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') o(\mathbf{r}') u_o(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (14)$$

由方程(14)可以看出,散射场的解正比于散射表面的特征函数和入射场二者的乘积再与格林函数求卷积。

3 实验与结果

实验装置如图 1 所示,来自谐振腔的飞秒激光脉冲被分光镜分为两部分:其中的一束作为参考脉冲经过延迟臂;另一束作为探测脉冲入射到散射表面,用小孔滤波除去散射场边缘不确定的噪声。来自延迟臂的参考脉冲和出射的散射脉冲场被透镜汇聚到 BBO 晶体中产生和频信号, BBO 的厚度为 100 μm ,光谱仪前的小孔挡住参考脉冲和透射脉冲的倍频信号,用光谱仪接收产生的和频信号。

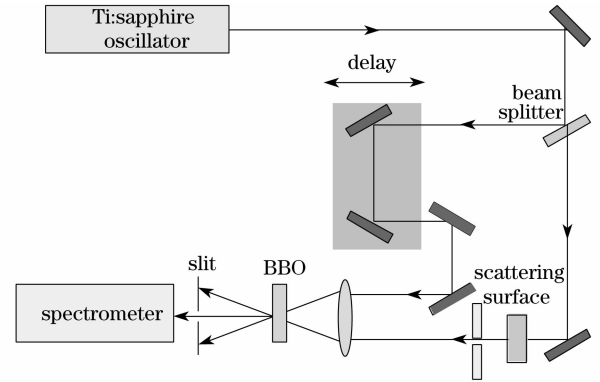


图 1 测量飞秒脉冲通过散射表面的实验装置

Fig. 1 Experimental setup for characterizing femtosecond pulse propagation through a scattering surface

采用二次谐波频率分辨光学开关法对谐振腔的出射飞秒脉冲进行测量^[11],测量结果如图 2 所示。图 2(a)描述图的大小为 1024 pixel \times 100 pixel,脉冲强度半峰全宽为 64 fs,时间带宽积为 0.8839,中心波长为 822 nm。由于参考脉冲和散射表面的输入脉冲都来源于谐振腔,所以测量结果既是参考脉冲的参量,也是入射到散射表面脉冲的参量。

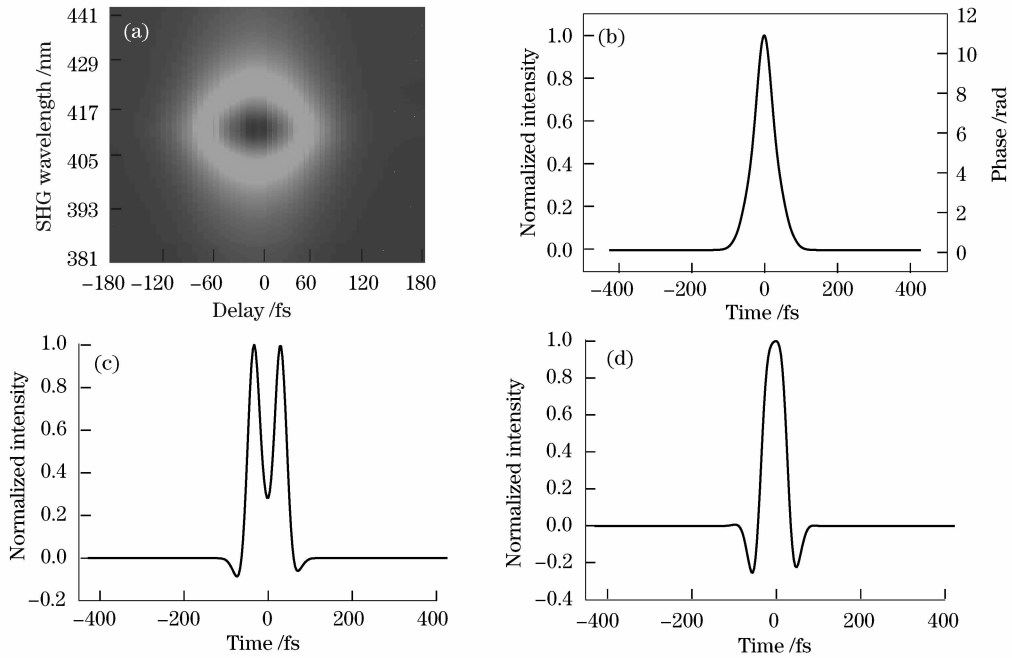


图 2 用二次谐波频率分辨光学开关测量输入脉冲的实验结果。(a)测量的描述图;(b)脉冲的时域分布,脉冲半峰全宽为 64 fs;(c)脉冲电场的实部分布;(d)脉冲电场的虚部分布

Fig. 2 Experimental results of input pulse to scattering surface obtained by second-harmonic generation frequency-resolved optical gating technique. (a) measured trace; (b) intensity in time domain, temporal full width half maximum (FWHM) is 64 fs; (c) real component of electric field in time domain; (d) imaginary component of electric field in time domain

用图 1 所示的实验装置对经历散射表面后的透射飞秒脉冲进行测量,参考脉冲和散射脉冲被汇聚透镜汇聚后在 BBO 中的交叉角约为 5° 。在实验中用的散射表面厚度约为 1 mm 的毛玻璃,用 Taylor Hobson 仪器测量毛玻璃表面的平均粗糙度为 $\sigma_n = 811.4 \text{ nm}$, σ_n 是表面粗糙度的标准偏差。为了得到透射脉冲形状及其电场在时域的统计特性,实验中进行了 5 次测量,每次测量后将随机介质横向移动 $10 \mu\text{m}$,然后进行下一次测量。

5 次测量结果如图 3 所示。(a)为其中一次测量中的描述图,其他 4 次的描述图在这里省略掉;(b)是经历散射表面后的出射脉冲(图中用符号表示),并且与输入脉冲(图中用虚线表示)进行对比,为了体现输入脉冲和透射脉冲的细微差别,纵坐标采用 lg 函数标度,图中的实线表示 5 次实验结果的平均值;(c)是散射脉冲电场的实部;(d)是散射脉冲电场的虚部。

4 分析与讨论

从图 3(b)中可以看出,5 次测量的透射脉冲强度之间在时域的分布存在着细微的差别。这主要是由于随机介质表面不同位置处的粗糙度有细微的差

别造成的;同时透射脉冲与输入脉冲相比,输入脉冲的宽度为 64 fs,透射脉冲的平均值约为 120 fs,脉冲的宽度变大,形状发生了畸变。

把图 3(c),(d)的实验结果与图 2(c),(d)进行对比,可以看出,透射脉冲电场的实部和虚部与输入脉冲相比都发生了严重的畸变。脉冲以及电场的畸变和展宽可能归因于下列原因:第一,材料的色散特性;第二,散射表面的散射特性。为了确定材料的色散特性对脉冲展宽和畸变的影响程度,在实验中去掉表面散射材料而放入一块同样厚度的透明材料进行测量,测得脉冲强度在时域的分布如图 4 所示(图中用 Δ 表示),并与输入脉冲(图中用实线表示)进行了对比。从图 4 中可以看出,经过厚度为 1 mm 透明玻璃后的透射脉冲与输入脉冲在时域的分布几乎完全一样。同时,也把实验结果与理论计算结果进行了比较,透明的玻璃可以看作是线性光学系统,与材料色散有关的透射脉冲宽度 T 为

$$T = (T_0^2 + 4\beta_2^2 z^2 / T_0^4)^{1/2} = T_0 (1 + 4\beta_2^2 z^2 / T_0^4)^{1/2}, \quad (15)$$

T_0 表示输入脉冲的宽度, z 为玻璃的厚度, $\beta_2 = 41.54184 \text{ mm}^{-1} \cdot \text{fs}^2$ 。当输入脉冲的宽度为 64 fs 时,出射脉冲的宽度为 64.01 fs,理论计算与实验结

果相吻合。因此,脉冲和电场的展宽与畸变主要是由于脉冲在散射表面经历的散射造成的,材料色散

特性的影响可以忽略不计。

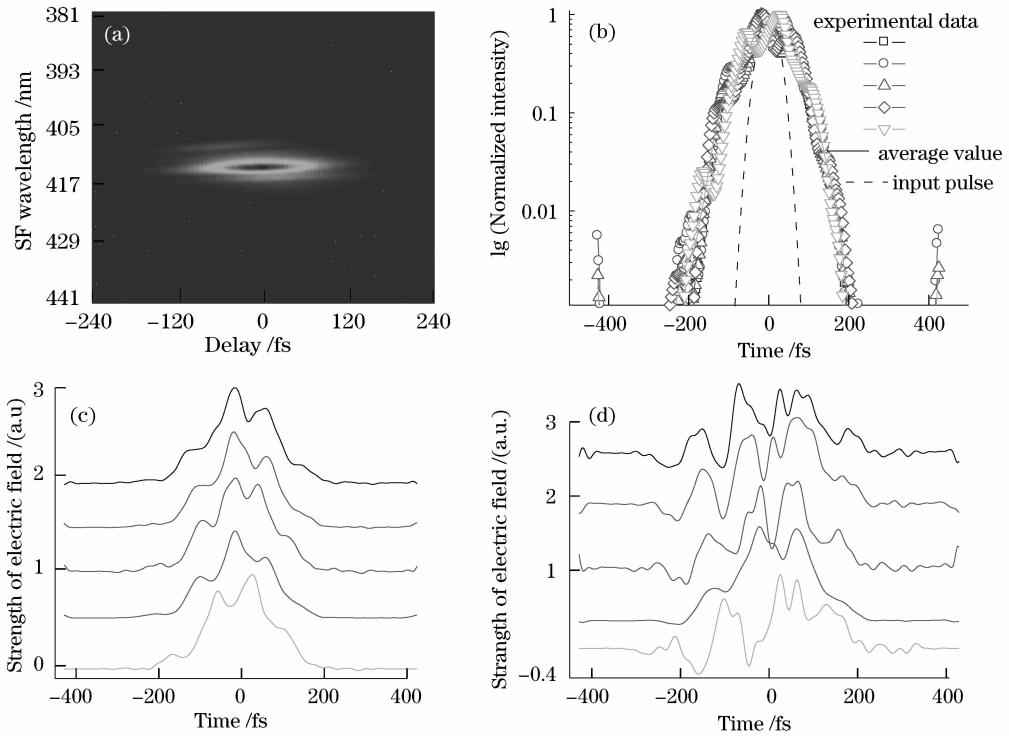


图 3 对散射表面透射脉冲 5 次测量的实验结果。(a)其中一次测量的描述图;(b)符号表示脉冲的时域分布,实线为 5 次实验结果的平均值,纵轴为强度对数;(c)脉冲电场的实部在时域分布;(d)脉冲电场的虚部在时域分布

Fig. 3 Experimental results of five independent measurements of transmitted pulse from scattering surface. (a) a measured trace; (b) temporal intensity (symbols) and their average value (solid-line), compared with input pulse (dashed-line), vertical axis is plotted on logarithmic scales; (c) real component of transmitted electric field in time domain; (d) imaginary component of transmitted electric field in time domain

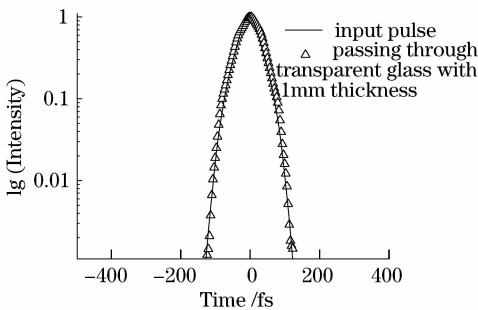


图 4 通过厚度为 1 mm 的透明玻璃后的透射脉冲(Δ)和输入脉冲(实线)的比较

Fig. 4 Experimental results of transmitted pulse (Δ) coming from wholly transparent glass with 1 mm thickness, compared with the input pulse (solid-line)

对 5 次实验结果的电场实部 E_r 和虚部 E_i 分别计算出平均值 $\langle E_r \rangle$ 和 $\langle E_i \rangle$, 实部电场强度和虚部电场强度

变化与它们各自对应的归一化概率 $P(E_r/\langle E_r \rangle)$ 和 $P(E_i/\langle E_i \rangle)$ 之间的关系如图 5 所示。图中实线为最佳高斯拟合。从图中的高斯拟合可以看出,时域散斑场实部和虚部变化的概率函数遵从高斯函数分布。

通过对透射脉冲时域强度 5 次实验结果的直方图进行计算和平均,得到强度概率分布如图 6 中的竖条方块所示。图中的实线为最佳指数函数拟合。从图中可以看出强度的概率分布遵从指数分布,这与理论相吻合。由于时域散斑场的强度正比于电场的二次方,而电场分布又遵从高斯分布,因此强度必然遵从指数分布^[12],即

$$P(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp \left[-\frac{I}{\langle I \rangle} \right]. \quad (16)$$

透射脉冲场二阶强度相关函数为

$$C_I(\tau) = \sum_{k=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} [I_k(r, t) I_k(r, t + \tau) - \langle I(r, t) \rangle \langle I(r, t + \tau) \rangle] / \left[N \int_{-\infty}^{\infty} \langle I(r, t) \rangle \langle I(r, t + \tau) \rangle dt \right], \quad (17)$$

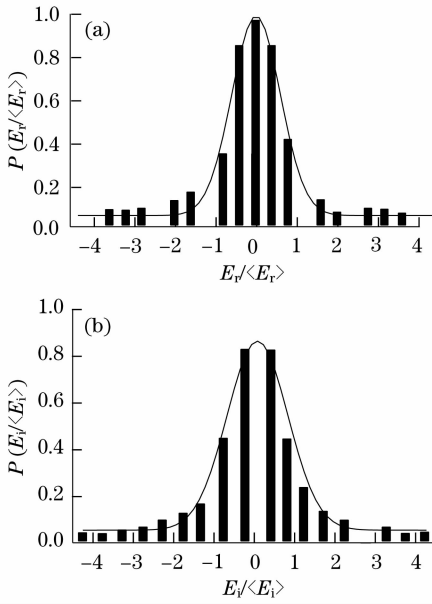


图 5 电场实部 $E_r/\langle E_r \rangle$ (a)和虚部 $E_i/\langle E_i \rangle$ (b) 的归一化概率分布。图中的实线为最佳高斯拟合
Fig. 5 Normalized probability function of real electric field $E_r/\langle E_r \rangle$ (a), imaginary electric field $E_i/\langle E_i \rangle$ (b). The solid lines in both (a) and (b) are best Gaussian fit

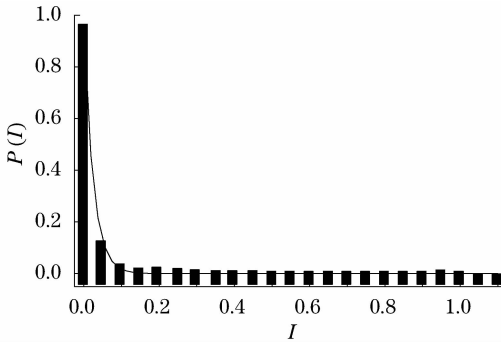


图 6 通过对测得的透射脉冲强度直方图进行平均计算得到的强度概率分布
Fig. 6 Probability distribution of intensity. The distribution is obtained by computing and averaging the histograms of the all measured intensity of transmitted pulse

其中

$$\langle I(r, t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N I_k(r, t). \quad (18)$$

入射脉冲强度的自相关和透射脉冲强度的互相关分别如图 7 中的虚线和实线所示。

透射脉冲场的时间相关函数可以表示为

$$C(\tau) = \langle I(t)I(t+\tau) \rangle = \frac{1}{v^2} \iint_0^\infty T(s_1/v) T(s_2/v) \tilde{E}_{in}^*(t-s_1/v) \times \tilde{E}_{in}(t+\tau-s_1/v) \times \tilde{E}_{in}^*(t-s_2/v) \times \tilde{E}_{in}(t+\tau-s_2/v) ds_1 ds_2, \quad (19)$$

式中 $T(s/v)$ 为轨迹分布函数, v 为光的传播速度, E_{in} 表示输入脉冲的电场。由于散射表面是静态的, 因此在一个飞秒脉冲宽度的时间内, 轨迹分布函数可以被看成稳定不变分布, 在这种前提下(19)式进一步简化为

$$C(\tau) = \frac{1}{v^2} |T(t)|^2 \left| \int_0^\infty \tilde{E}_{in}^*(s/v) \tilde{E}_{in}(s/v+\tau) ds \right|^2. \quad (20)$$

输入脉冲和透射脉冲散射场的时间相关函数分别如图 8 中的虚线和实线所示。输入脉冲在时间相关函数半峰全宽处为 64 fs; 透射脉冲在时间相关函数半峰全宽为 117 fs。

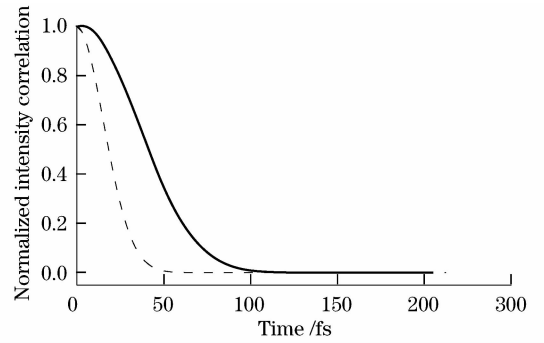


图 7 入射脉冲的自相关函数(虚线)和透射脉冲的互相关函数(实线)

Fig. 7 Intensity autocorrelation function of the incident pulse (dashed line) and intensity correlation function of the transmitted pulses (solid line)

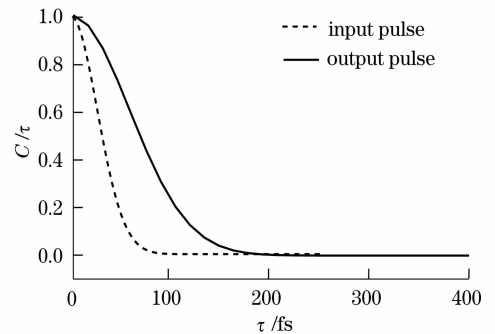


图 8 输入脉冲(虚线)和输出脉冲(实线)归一化的时间相关分布

Fig. 8 Normalized temporal correlation function. Dashed line is for input pulse, solid line is for transmitted pulse

5 结 论

从理论上和实验上对飞秒脉冲经过散射表面后的时域特性进行了研究。实验结果表明, 飞秒脉冲经过表面散射后, 脉冲的形状和电场在时域的分布上都发生了严重的畸变, 导致时域散斑的产生。散

射场实部和虚部的统计特性遵从高斯分布,强度的统计特性遵从指数分布。由于散射表面的散射特性,导致透射脉冲的宽度和强度的互相关宽度分别大于入射脉冲的宽度和强度的自相关宽度。本文的研究工作对于研究飞秒脉冲在其他随机介质中的传播,如大气散射和生物光学成像^[13~18]等领域具有应用意义。

参 考 文 献

- 1 M. Kempe, U. Stamm, B. Wilhelmi *et al.*. Spatial and temporal transformation of femtosecond laser pulses by lenses and lens systems[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1992, **9**(7):1158~1165
- 2 Wang Zhongyang, Zhang Zhengquan, Xu Zhizhan *et al.*. Space-time profile of an ultrashort pulsed Gaussian beam[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, **30**(4):566~573
- 3 M. A. Porras. Propagation of single-cycle pulsed light beams in dispersive media[J]. *Phys. Rev. A*, 1999, **60**(6):5069~5073
- 4 K. M. Yoo, R. R. Alfano. Time-resolved coherent and incoherent components of forward light scattering in random media[J]. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(6):320~322
- 5 A. Z. Genack, P. Sebbah, M. Stoytchev *et al.*. Statistics of wave dynamics in random media[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **82**(4):715~718
- 6 M. Tomita, M. Matsuoka. Temporal fluctuations in disordered static optical media[J]. *Phys. Rev. B*, 1991, **43**(16):13579~13582
- 7 M. A. Webster, T. D. Gerke, A. M. Weiner *et al.*. Spectral and temporal speckle field measurements of a random medium[J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(13):1491~1493
- 8 E. Tal, Y. Silberberg. Transformation from an ultrashort pulse to spatiotemporal speckle by a thin scattering surface[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(23):3529~3531
- 9 M. Born, E. Wolf. Principles of Optics [M], 7th edn. Cambridge: Cambridge University Press, 1999
- 10 P. M. Morse, H. Feshbach. Methods of Theoretical Physics [M]. New York: McGraw-Hill, 1953
- 11 R. Trebino. Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses [M]. USA: Kluwer Academic Publishers, 2002.
- 12 J. W. Goodman. Statistical Optics [M]. New York: John Wiley & Sons, 2000
- 13 Xia Hui, Huang Shengxiang, Li Hongjian. Measuring the quality of milk using low-coherence dynamic light scattering [J]. *Chinese. J. Lasers*, 2008, **35**(1):102~105
夏辉, 黄生祥, 李宏建. 应用低相干动态光散射检测乳制品品质[J]. *中国激光*, 2008, **35**(1):102~105
- 14 Zhang Hongyu, Ma Wenjiang, Zou Zhaohui *et al.*. Generation of antitumor vaccines for H22 tumor on mouse using photodynamic therap[J]. *Chinese. J. Lasers*, 2008, **35**(4):631~634
张红雨, 马文江, 邹朝晖等. 光动力法制备抗小鼠 H22 肝癌的肿瘤疫苗[J]. *中国激光*, 2008, **35**(4):631~634
- 15 Zhang Limin, He Huiyuan, Gao Feng *et al.*. Image reconstruction in fluorescence molecular tomography based on full time-resolved scheme[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(7):1262~1268
张丽敏, 和慧园, 高峰等. 荧光分子层析中的全时间分辨图像重建法[J]. *光学学报*, 2008, **28**(7):1262~1268
- 16 Yang Fang, Ma Yiwen, Gao Feng *et al.*. Multi-level wavelet domain decomposition based time-domain diffuse optical tomography[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(8):1571~1578
杨芳, 马艺闻, 高峰等. 一种基于多级小波域分解的时域扩散光学层析成像方法的研究[J]. *光学学报*, 2008, **28**(8):1571~1578
- 17 Han Donghai, Wang Jiahua. Review of nondestructive measurement of fruit quality by means of near infrared spectroscopy [J]. *Chinese. J. Lasers*, 2008, **35**(8):1123~1131
韩东海, 王加华. 水果内部品质近红外光谱无损检测研究进展[J]. *中国激光*, 2008, **35**(8):1123~1131
- 18 Ding Haifeng, Huang Meizhen, Tong Yaxing *et al.*. Research on opto-thermal response of human skin irradiating by CW and pulsed laser based on FEM simulation [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(10):1983~1988
丁海峰, 黄梅珍, 童雅星等. 激光辐照下皮肤组织光热响应有限元分析[J]. *光学学报*, 2008, **28**(10):1983~1988