

光束夹角及空间分布对光克尔开关门成像的影响

孙志红, 夏彦文*, 张波, 彭志涛

中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900

摘要 构建光克尔效应时间门物理模型, 采用抽运探测实验获得的二硫化碳(CS_2)克尔信号曲线作为光开关门响应函数, 对光束传输进行时间切片和空间离散, 模拟出了光开关门的时空演化规律。研究了在不同的抽运光与探测光夹角和光束空间分布情况下的时间门宽度和光束强度分布。结果表明: 对于高斯空间分布的抽运光束和探测光束, 随着抽运光束与探测光束夹角增大, 时间门变窄, 光斑由对称圆变成椭圆形, 交叉角越大, 椭圆度越大; 如果抽运光束和探测光束的空间分布为超高斯分布, 随着光束夹角增大, 开关门的时间曲线前沿不断变缓, 但光斑空间形状基本没有变化, 椭圆光斑的椭圆度约为 $1/3$ 。这些结果为抽运探测和光学弹道成像等实验参数的选取提供了一定的参考依据。

关键词 非线性光学; 光克尔效应; 光开关门; 抽运探测; 超快成像

中图分类号 O436.4

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0401006

Influence of Beam Angle and Spatial Distribution on Optical Kerr Gate Imaging

Sun Zhihong, Xia Yanwen, Zhang Bo, Peng Zhitao

Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China

Abstract A model of optical Kerr effect time gate is built. The CS_2 Kerr signal curve obtained through the pump-probe experiment is acted as optical gate response function. The beam propagation is divided through time slicing and space distribution, and the temporal and spatial variation of the optical gate is given through the simulation. The width of the time gate and the spatial distribution of the beam are studied under different angles between the pump beam and the probe beam and different spatial distributions of the pulses. The results indicate that, for the pump beam and probe beam with Gaussian distribution, the time gate width becomes narrow with the intersection angle increasing between the pump beam and the probe beam, and the spatial distribution changes from roundness to ellipse. The bigger the intersection angle is, the bigger the ellipse degree is. If the spatial distributions of input pump beam and probe beam are super-Gaussian distribution, the rise edge of the temporal distribution becomes slow with increasing intersection angle between the pump beam and the probe beam, while the spatial distribution is unchanged, and the ellipse degree is about $1/3$. The results provide reference for parameter design of experiments such as pump probe and time gated ballistic imaging.

Key words nonlinear optics; optical Kerr effect; optical gate; pump probe; ultrafast imaging

OCIS codes 190.3270; 100.0118

1 引 言

光克尔效应是一种由光场引起折射率变化的三阶非线性效应。在光克尔效应实验中, 两束光中光强较强的一束称为抽运光, 用于激发非线性介质, 使其产生非线性光学效应; 另一束光强较弱的光称为

探测光, 探测光用于探测相对于抽运光存在时间延迟的克尔介质的非线性效应。光克尔效应开关门^[1-2]的主要原理是利用抽运光束与介质的三阶非线性极化的共同作用, 使材料的折射率发生快速变化, 从而对成像光进行光克尔门选通。实验中, 抽运光与成像光之间的时间延迟通过光学延迟线实现,

收稿日期: 2017-10-10; 收到修改稿日期: 2017-11-06

基金项目: 国家自然科学基金(61377102, 61605185)、国防基础科研计划(B1520133010)

作者简介: 孙志红(1965—), 女, 硕士, 研究员, 主要从事高功率激光参数检测方面的研究。E-mail: sunzh01@163.com

* 通信联系人。E-mail: xiayanwen1972@163.com

成像光路中的起偏器用来改变成像光的偏振方向,使其与抽运光偏振方向的夹角为 45° 。检偏器的透光方向与起偏器正交,这样在没有抽运光作用时,原则上成像光完全被消光,非线性介质在抽运光的作用下诱导产生各向异性效应,当成像光通过非线性介质时,其偏振方向会由于抽运光引起的介质的各向异性而发生改变,从而使部分成像光透过检偏器,光强与延迟时间、克尔介质响应、抽运光和成像光束特性有关。

超短激光诱发的光克尔效应的时间特性使得光克尔效应及其相关研究被广泛应用于高时间分辨的等离子体、损伤、超连续谱强度诊断等领域。光克尔开关成像技术可被应用于高对比度的弹道成像^[3-7],通过调节抽运光束与成像光束的时间延迟进行时间选通,弹道光子最早从介质出射,其光束波形与入射光相同,采用皮秒或飞秒激光实现光快门,阻止漫射光子进入探测器,从而可通过克尔效应实现成像光束不同位置(弹道)分时提取的透视作用。火箭喷射^[8-9]超快成像技术通过光克尔效应使成像光束及其附近的有效光子到达探测器,阻止使图像对比度降低的散射光子,从而获得瞬态的高对比度流场图像。除此以外,光克尔效应也用来研究样品的反射率、透射率、非线性吸收和脉冲对比度^[10-11]等参数。

在光克尔效应实验中,开关门的时间宽度、上升

沿和下降沿、成像光束空间分布等可用于衡量开关特性。影响克尔开关门性质的因素有很多,如群速度色散效应以及不同谱成分通过如透镜、偏振片和开关介质等光学元件传输时引入的色散畸变。此外,抽运光束宽度、抽运光的能量、抽运与成像光束的形状、抽运与成像光束的交叉角度等也是影响克尔开关门性质的因素。针对光克尔效应实验中的光束演化和相互干扰,根据非线性双折射理论,克尔介质中抽运光引起的折射率差值是空间位置和时间的函数。由于折射率场的作用,成像光束会产生相位差,其在各向同性的非线性介质中的传播会改变,按照光束传输进行时间切片和空间离散,理论模拟了成像光束以群速度沿传播方向的光场的时空分布特性。

2 光克尔效应开关门物理模型

光克尔效应成像实验系统的光学元件主要包括飞秒激光器、光学开关介质、可控延迟器件、探测器、偏振片和波片等。二硫化碳(CS_2)具有较大的三阶非线性极化率(非线性折射率 $n_2 = 3.2 \times 10^{-14} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ ^[12])、较高的损伤阈值($2 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$)和较短的响应时间等优势,因此常被用作光克尔效应开关介质。光克尔效应开关门成像^[3,5,7,9-10]实验装置示意图如图 1 所示。

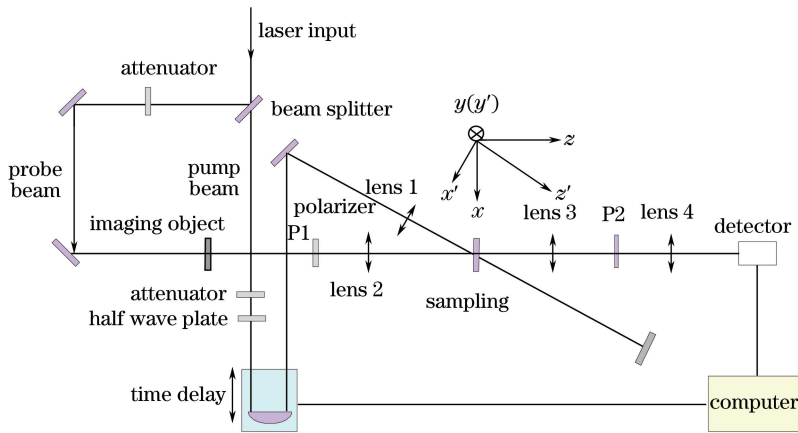


图 1 光克尔效应开关门成像实验装置示意图

Fig. 1 Diagram of experimental setup for optical Kerr gate imaging

实验中,入射激光为水平线偏振光,分束器将入射激光分成强度比为 10:1 的两束光,将较弱的一束光作为探测光,将另一束较强光作为抽运光。抽运光经过一个中心波长为 800 nm 的半波片,其偏振方向旋转至与水平方向成 45° ,保证了光克尔门的传输效率最高。在探测光与抽运光的交点位置处放

置光开关介质,格兰棱镜(P1 和 P2)的偏振方向分别为水平和垂直方向,通过调节抽运光束与成像光束的时间延迟,利用 CCD 探测器获得成像物体经过光克尔效应开关门的选通信息。抽运光束与成像光束在空间重叠,抽运光束的光斑比成像光束的光斑略大,两光束的夹角通常为 $5^\circ \sim 15^\circ$,也有文献采用

比较大的光束夹角^[13]。由于非线性介质厚度比较小,因此超短脉冲在介质中传输时的展宽可以忽略,认为探测器工作在线性区。克尔介质在抽运光束的作用下出现各向异性,非常光与寻常光的折射率差为

$$\Delta n(x', y', z', t) = n_2 \int_{-\infty}^t I_p(x', y', z', \tau) K(t - \tau) d\tau, \quad (1)$$

式中 n_2 为克尔介质的非线性光学折射率,单位为 $\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$; $K(t)$ 为克尔介质的响应函数; (x', y', z') 为抽运光束的坐标,坐标系的原点在克尔介质中央,如图 1 所示; $I_p(x', y', z', t)$ 为抽运光束强度的时间平均包络。假设抽运光束在时间和空间上都为高斯分布,则 $I_p(x', y', z', t)$ 可以表示为

$$I_p(x', y', z', t) = I_{p0} \exp\left(-\frac{x'^2 + y'^2}{r_p^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_p^2}\right), \quad (2)$$

式中 I_{p0} 为最大光束强度, r_p 和 τ_p 分别为抽运光束的空间半径和时间宽度。抽运光束与成像光束之间的夹角为 θ , 成像光束的坐标系为 xyz 。实验之前,通过调节半波片使抽运光束偏振态与成像光束偏振态的夹角为 45° , 在这种情况下,由于折射率场的作用,成像光束沿着传播方向获得的相位差为

$$\Delta\Phi(x, y, z, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-\infty}^t \Delta n(x, y, z, t') v_i dt', \quad (3)$$

式中 $\Delta n(x, y, z, t')$ 为成像光束坐标系下抽运光束引起的克尔介质折射率场分布,可由坐标系 $x'y'z'$ 绕 $y'(y')$ 旋转 θ 投影到坐标系 xyz 得到, $\Delta n(x, y, z, t')$ 在克尔介质之外设为 0; v_i 为成像光束传输的群速度,则 $v_i dt$ 为成像光束在时间步长 dt 内的移动距离。

假设成像光束在时间和空间上都是高斯分布,则 $I_i(x, y, z, t)$ 在成像光束的坐标系下可以表示为

$$I_i(x, y, z, t) = I_{i0} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{r_i^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_i^2}\right), \quad (4)$$

式中 r_i 和 τ_i 分别为成像光束的光束空间半径和时间宽度。成像光束沿 z 方向以群速度 v_i 穿过克尔介质,光束强度为 $I_i(x, y, t - z/v_i)$, 被探测器探测的信号对应成像光束离开克尔介质并且透过第 2 个偏振片的成像光束强度,此时成像光束强度可表示为

$$S(x, y, t') = \int_{t_1}^{t_2} I_i\left(x, y, t' - \frac{z_e}{v_i}\right) \sin^2\left[\frac{\Delta\Phi(x, y, z_e, t)}{2}\right] dt, \quad (5)$$

式中 t_1 为成像光束到达克尔介质第一个表面的时间, t_2 为成像光束最后 1 个光子离开克尔介质的时间, $z_e = L/2$, L 为克尔介质长度。实验中,通过调节时间延迟使得成像光束最强。

在数值求解过程中,首先给出成像光束第 1 个光子到达克尔介质的时间与最后一个光子离开克尔介质的时间,将时间间隔按照 dt 进行等分,光束在传输中存在的坐标转换关系为 $x = x' \cos \theta + (t'v_p + z') \sin \theta$, 其中 v_p 为抽运光束传输的群速度; $v_p = c/n_g(\lambda_1)$, c 为光速, n_g 为群折射率。由于 $z = z' \cos \theta - x' \sin \theta$, 故有 $t = t' \cos \theta - (x' \sin \theta)/v_p$ 。两光束在 z 方向上的传输速度不同,引起的时间差为 $(v_i - v_p \cos \theta)t_i/v_p$ 。

数值模拟的具体过程为:1) 计算 t 时刻克尔介质内 (x, y, z) 位置处的折射率差值分布 $\Delta n(x, y, z, t)$; 2) 计算在 dt 内获得的相位 $d\Phi$, 并叠加得到总相位差值 $\Delta\Phi$; 3) 计算成像光束透过极化后的克尔介质的光强积分; 4) 通过改变空间步长,即改变成像光束和抽运光束位置 $v_i dt$ 和 $v_p dt$, 获得两光束不断穿过克尔介质过程中探测器面上成像光束强度分布变化。

为了获得 $K(t)$, 将图 1 中的探测器 CCD 替换为光电管和示波器,将 CS_2 填充在 1 mm 厚的石英比色皿中。实验中,通过不断调节抽运光束与成像光束之间的时间延迟,可获得不同时间延迟下的克尔信号强度分布,实验测试的 CS_2 光克尔信号与曲线拟合结果如图 2 所示。光克尔信号的半峰全宽为 528 fs, 底宽为 2.47 ps, 信号的后延带有明显的拖尾,测试结果与文献[14]中报道的弛豫时间结果(1.6~3.0 ps)类似。

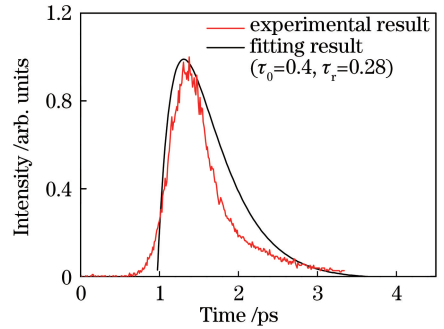


图 2 实验测试的 CS_2 光克尔信号与曲线拟合结果
Fig. 2 Experimental result and fitting curve result of CS_2 optical Kerr signal

由图 2 可以看出, CS_2 光克尔信号曲线包括峰值附近超快速的上升、快速下降和较慢的弛豫这 3

部分。在克尔介质响应函数的分析中,一种方法是考虑介质分子在光场中的响应,包含电子、分子间运动和分子内运动的贡献,每一部分均给出相应的表达式,介质的总响应是这3部分各自响应的线性叠加^[15]。另一种比较简单的方法是用单指数或双指数函数直接拟合光克尔信号,得到介质在抽运光束作用下的弛豫^[16],克尔介质响应函数的表达式为

$$K(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right), \quad (6)$$

式中 τ_0 和 τ_r 为指数系数。根据测试的 CS_2 的克尔信号直接拟合得到光克尔效应的响应函数,如图2中给出的拟合曲线对应 $\tau_0 = 0.4$, $\tau_r = 0.28$ 。光克尔信号是介质的总响应函数与激光脉冲的卷积,由于入射激光脉冲宽度为几十飞秒,因此可忽略激光脉冲宽度的影响,认为克尔信号的形状即为介质的响应函数分布。在模拟计算中,克尔介质的响应函数选用 $\tau_0 = 0.4$ 和 $\tau_r = 0.28$ 的双指数函数表示形式。

3 计算结果及讨论

在计算中, CS_2 介质参数选取为:厚度 $H = 1 \text{ mm}$; $n_2 = 3.2 \times 10^{-14} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$; $n_p = n_i = 1.6276$; 设成像光束的时间宽度大于抽运光束的时间宽度,抽运光束和成像光束的时间宽度分别为 0.12 ps 和 2.00 ps ; 抽运光束和成像光束的空间分布符合高斯分布, $r_p = r_i = 2.0 \text{ mm}$; 计算区域空间和切片数分别为 $N_x = 2^7$ 和 $N_t = 2^7$; 空间和时间计算范围分别为 $L_x = 6 \text{ mm}$, $L_t = 6 \text{ ps}$; 抽运光束与成像光束之间的时间延迟 $\Delta t = 0$ 。选取两光束之间的交叉角分别为 0° 、 7° 、 15° 和 20° , 不同交叉角下的时空演变图如图3所示。其中,纵轴表示成像光束透射部分在探测器 x 方向的空间分布。由于两光束在 x 方向交叉,光束重叠区域抽运光束比成像光束的光斑略大,光束在 y 方向空间分布不变,在此不考虑。

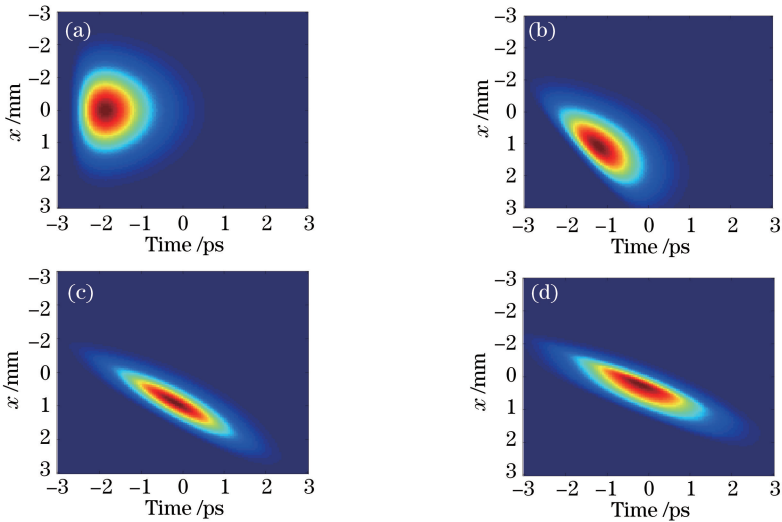


图3 不同交叉角下的时空演变图。(a) 0° ; (b) 7° ; (c) 15° ; (d) 20°

Fig. 3 Spatial-temporal evolution distributions with different intersection angles. (a) 0° ; (b) 7° ; (c) 15° ; (d) 20°

图3中,横轴方向不同时刻的垂直线表示抽运光束入射到介质后在探测器的 x 方向上不同时间的空间强度分布信息,纵轴上不同点对应的水平线表示不同空间位置的时间强度分布。随着抽运光束不断入射到介质中,克尔介质中分子取向时间非常短,产生的折射率变化使得成像光束强度不断增加,之后,极性分子从规则定向排列变为混乱状态,开关关闭,成像光束强度不断减小至消失。在这个过程中,由于抽运光束斜入射到克尔介质,在同一时刻抽运光束与入射的成像光束波面不重叠,并且由于抽运光束时间分布的不对称,在非线形过程中,介质弛豫产生的光束

强度在时间上的不断叠加,使得开关时间和空间分布强度的中心发生改变。由图3可以看出,随着抽运光束与成像光束的交叉角增大,抽运光束时间分布陡峭的上升沿和相对缓慢的弛豫过程逐渐对称,透射光束空间分布出现轻微不对称。沿着水平轴的不同空间位置,时间强度叠加给出了在某一个交叉角下的时间强度积分,不同交叉角下的时间强度分布如图4所示。同样,将不同时间的 x 方向的强度叠加,可获得沿成像光束方向探测器 CCD 得到的强度积分图像,即不同交叉角下探测器获得的 x 方向的光斑分布,不同交叉角下的 x 方向强度空间分布如图5所示。

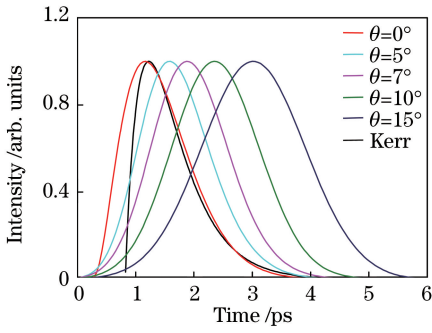


图 4 不同交叉角下的时间强度分布

Fig. 4 Temporal intensity distribution with different intersection angles

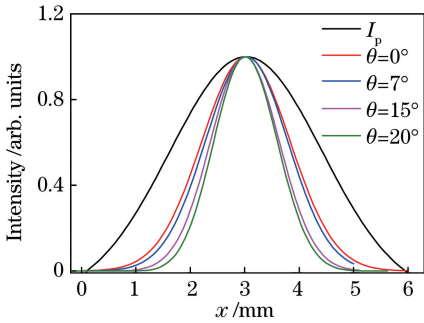


图 5 不同交叉角下的 x 方向空间强度分布

Fig. 5 Spatial intensity distribution in x direction with different intersection angles

图 4 中, Kerr 为克尔介质的响应函数曲线。由图可以看出, 当 $\theta=0^\circ$ 时, 输出的开关时间曲线与克尔介质的响应曲线基本一致, 上升沿略变缓, 随着两光束的夹角增大, 由于抽运光束的倾斜入射和在介质中非线性过程的不断叠加, 输出的开关时间曲线前沿不断变缓, 时间强度分布的半峰全宽变宽, 时间分布变得更加对称。图 5 中, I_p 为入射的抽运光束在 $x'y'z'$ 坐标系中 x' 方向的空间分布, 随着抽运光束与成像光束夹角的增大, 成像光束在 x 方向的强度分布范围变小, 即在探测器水平方向上的光斑会变窄。假设入射的抽运光束和成像光束是圆对称的

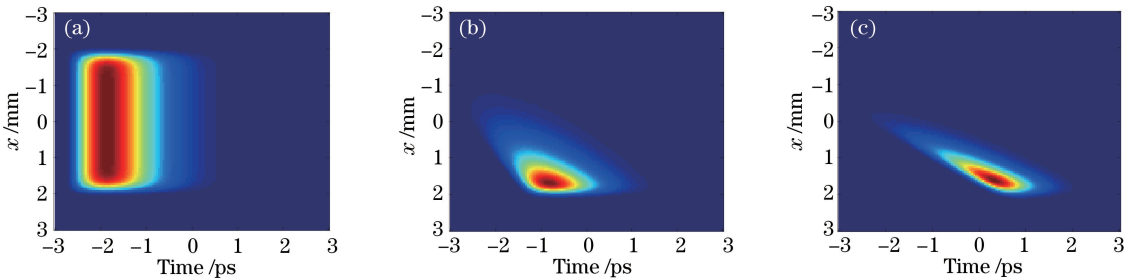


图 6 不同交叉角下的时空演变图。(a) 0° ; (b) 7° ; (c) 15°

Fig. 6 Spatial-temporal evolution distributions for different intersection angles. (a) 0° ; (b) 7° ; (c) 15°

空间分布, 当光开关不起作用时, 由 CCD 探测器可得到完全对称的圆光斑; 如果光开关起作用, 由 CCD 探测器可得到椭圆光斑, 夹角越大, 光斑的椭圆度越大。模拟结果显示, 如果两光束交叉角增大, 两光束在时间和空间的重叠区域变小, 由于抽运光束倾斜入射和克尔介质弛豫产生非线性过程的叠加, 使得时间开关变慢, 成像光束的空间分布区域减小, 所以在实验装置中必须考虑两光束之间的夹角。采用非共轴成像方式时, 为减少光束走离, 夹角要尽量小, 考虑到元件的空间排布, 最好将夹角限制在 10° 以内。

开关特性与抽运光束和成像光束的空间分布也有很大的关系, 设抽运光束和成像光束的空间分布均为 16 阶超高斯分布, 其余计算参数与之前相同。图 6 为不同交叉角下的时空演变图, 交叉角分别为 $0^\circ, 7^\circ$ 和 15° 。由图 6 可以看出, 抽运光束和成像光束在非共轴情况下, 不同时刻的光束空间分布完全不同于平顶分布, 开关时间曲线较介质的响应曲线前沿不断变缓。图 7 给出不同交叉角下的时间强度和 x 方向上光束空间强度分布图, 由图 7(a) 可以看出, 输出光束半峰全宽变化不大, 随着夹角的增大, 时间强度中心从靠近前沿逐渐向后沿移动, 使得上升沿变得更缓。由图 7(b) 可以看出, 交叉角为 0° 时, 光束空间分布呈高斯分布, 在偏离共轴情况下, 光束空间分布范围约减少至原来的 $1/3$, 不同角度下的光斑形状基本没有变化, 椭圆度约为 $1/3$ 。

光克尔开关成像基于光束非线性互相位调制过程, 强的抽运光束诱导介质产生非线性作用, 导致成像光束在时间和空间上发生变化, 成像光束特性受限于抽运光束的入射功率、脉冲宽度和光束分布等。以上计算结果表明:

1) 在两光束高斯空间分布情况下, 如果两光束夹角增大, 开关门的时间半峰全宽增大, 上升沿变缓, 则开关效果不好, 同时, 成像光束空间上在一个

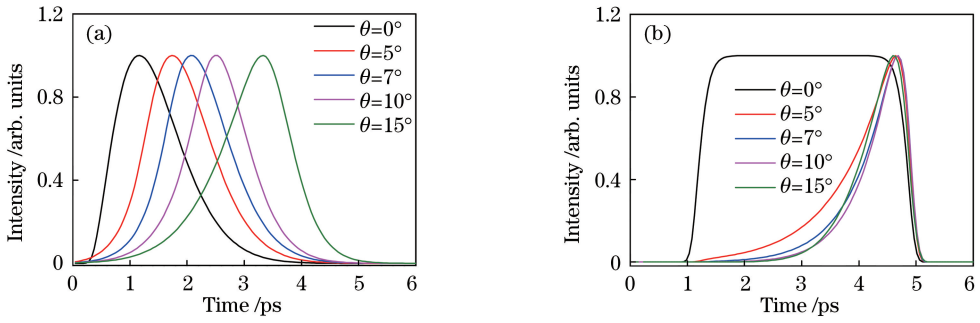


图 7 不同交叉角下的(a)时间强度分布和(b) x 方向光束空间强度分布

Fig. 7 (a) Temporal intensity distribution and (b) spatial intensity distribution in x direction with different intersection angles

方向变窄,使得空间分辨率变小。由计算结果可知,实验中两光束的夹角最好控制在 10° 之内。

2) 如果两光束为超高斯空间分布,随着两光束夹角的增大,开关时间上升沿变缓,这对成像光束的选通不利。如果两光束非共轴相差很小的角度,光束空间分布与没有经过开关介质的分布差异很大,且很快变窄,则光束空间分辨率较小,因此在抽运探测成像中最好不要使用空间分布均匀的光束。数值模拟结果对于诸如高对比度弹道成像、时间波形测量、火箭喷射等超快成像诊断实验具有一定的理论和实验指导意义。

4 结 论

采用抽运探测实验获得的克尔信号拟合曲线作为克尔开关门响应函数,建立光克尔效应时间门物理模型,将光束传输进行空间离散和时间切片,给出克尔介质时间门的时空演变图。改变抽运光束与成像光束夹角、入射抽运光束强度和抽运光束空间分布,数值求解时间门宽度和光斑分布。计算结果表明,如果抽运光束和探测光束的空间分布皆为高斯分布,随着抽运光束与成像光束夹角的增大,时间门变窄,光斑由对称圆变成椭圆,交叉角越大,椭圆度越大;如果抽运光束和成像光束的空间分布为超高斯分布,随着光束夹角的增大,开关门的时间曲线前沿不断变缓,后沿变抖,半峰全宽变化不大,光斑形状基本不变,呈椭圆分布,椭圆度约为 $1/3$;模拟结果为实验中参数的选取和实验现象的解释提供了理论依据。

参 考 文 献

[1] Li W H, Wang Z H, Wu Y E, *et al.* Ultrafast optical gating techniques based on transient optical Kerr effect[J]. High Power Laser and Particle

Beams, 2016, 28(10): 101005.

李文华, 王振华, 吴玉娥. 基于瞬态光克尔效应的超快光学快门技术[J]. 强激光与粒子束, 2016, 28(10): 101005.

[2] Xiao Y, Guo Z D, Zhang J, *et al.* Optical pulse propagation under influence of fifth order nonlinear Kerr effect[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(2): 0206002.

肖燕, 郭泽东, 张健, 等. 五阶非线性克尔效应影响下光脉冲的传输[J]. 光学学报, 2017, 37(2): 0206002.

[3] Purwar H, Idlahcen S, Rozé C, *et al.* Collinear two-color optical Kerr effect shutter for ultrafast time-resolved imaging[J]. Optics Express, 2014, 22(13): 15778-15790.

[4] Ziaee A, Dankwart C, Minniti M, *et al.* Ultra-short pulsed off-axis digital holography for imaging dynamic targets in highly scattering conditions[J]. Applied Optics, 2017, 56(13): 3736-3743.

[5] Xu S H, Tan W J, Si J H, *et al.* Optimum heterodyning angle for heterodyned optical Kerr gated ballistic imaging[J]. Optics Express, 2015, 23(2): 1800-1805.

[6] Tan W J, Zhou Z G, Lin A X, *et al.* Instantaneous three-dimensional imaging using supercontinuum and ultrafast optical Kerr gate of tellurite glass[J]. Optical Engineering, 2014, 53(4): 043108.

[7] Zhan P P, Si J H, Tan W J, *et al.* The influence of turbid medium properties on object visibility in optical Kerr gated imaging[J]. Laser Physics, 2014, 24(1): 015401.

[8] Schmidt J B, Schaefer Z D, Meyer T R, *et al.* Ultrafast time-gated ballistic-photon imaging and shadowgraphy in optically dense rocket sprays[J]. Applied Optics, 2009, 48(4): 137-144.

[9] Liu J S, Xu C S. The study of near field in diesel spray based on ballistic imaging[J]. Laser Journal, 2010, 31(1): 36-38.

- 刘劲松, 许沧粟. 基于弹道光子成像技术的柴油机近场喷雾研究[J]. 激光杂志, 2010, 31(1): 36-38.
- [10] Wu D K, He J F, Zhu C J, *et al.* Measurement of femtosecond pulse contrast of low-repetition-rate lasers by optical Kerr effect[J]. Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials, 2014, 23(3): 1450031.
- [11] Zhong Z Q, Hou P C, Zhang B. A novel radial beam smoothing scheme based on optical Kerr effect[J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(9): 094207.
钟哲强, 侯鹏程, 张彬. 基于光克尔效应的径向光束匀滑新方案[J]. 物理学报, 2016, 65(9): 094207.
- [12] Boyd R W. Nonlinear optics[M]. New York: Academic Press, 2008.
- [13] Mathieu F, Reddemann M A, Palmer J, *et al.* Time-gated ballistic imaging using a large aperture switching beam[J]. Optics Express, 2014, 22(6): 7058-7074.
- [14] Wei J, Zhang X B, Chen J. Ultrafast optical switching efficiency detection method based on optical Kerr effect[J]. Ordnance Industry Automation, 2013, 32(3): 50-52.
魏健, 张筱波, 陈娇. 基于光克尔效应的超快光开关效率检测方法[J]. 兵工自动化, 2013, 32(3): 50-52.
- [15] Heisler I A, Correia R R B, Buckup T, *et al.* Time-resolved optical Kerr-effect investigation on CS₂/polystyrene mixtures[J]. Journal of Chemical Physics, 2005, 123(5): 054509.
- [16] Sala K, Richardson M C. Optical Kerr effect induced by ultrashort laser pulses [J]. Physical Review A, 1975, 12(3): 1036-1047.