

一阶时空耦合高斯脉冲光束的传输特性研究

曾曙光^{1,2} 宋来忠¹ 王 飞¹ 刘 雁^{1,2} 何慧灵¹

(¹ 三峡大学理学院, 湖北 宜昌 443002
² 三峡大学新能源研究院, 湖北 宜昌 443002)

摘要 采用柯林斯公式研究了一阶时空耦合高斯脉冲光束在自由空间的传输特性。推导出了输出面上光束的解析表达式。定义了等相位面旋转角度来衡量相位耦合的严重程度。分析了关联因子和等相位面旋转角度随传输距离的变化。数值模拟了一阶时空耦合高斯脉冲光束在自由空间传输时,空间-频率域中脉冲光束强度分布和相位分布的演化情况。研究结果表明,一阶时空耦合高斯脉冲光束在自由空间传输一段距离后仍然是一阶时空耦合高斯脉冲光束;但其时空耦合程度、脉冲光束强度分布和相位分布都会随着传输距离而改变。

关键词 超快光学;超短脉冲;时空耦合;传输特性;高斯脉冲光束;自由空间

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.1014002

Propagation Characteristics of Gaussian Pulsed Beams with First-Order Spatio-Temporal Couplings

Zeng Shuguang^{1,2} Song Laizhong¹ Wang Fei¹ Liu Yan^{1,2} He Huiling¹

(¹ College of Science, China Three Gorges University, Yichang, Hubei 443002, China
² College of New Energy, China Three Gorges University, Yichang, Hubei 443002, China)

Abstract The propagation characteristics of Gaussian pulsed beams with first-order spatio-temporal coupling (FSTC) are investigated by means of Collins formula, and the analytical expression for the FSTC beam on the output plane is derived. The rotation angle of equiphase surface is defined to estimate the severity of phase couplings. The correlation coefficient and the rotation angle of equiphase surface are analyzed with the variation of propagation distance. The intensity distribution and phase distribution for different propagation distances are simulated. It is found that after passing a distance in the free space, the FSTC beam keeps the form, but the severity of spatio-temporal couplings, the intensity distribution and phase distribution of the FSTC beam vary with the propagation distance.

Key words ultrafast optics; ultrashort pulse; spatio-temporal coupling; propagation characteristics; Gaussian pulsed beam; free space

OCIS codes 140.7090; 140.3295

1 引 言

近几十年来,超短激光脉冲技术的发展十分迅速,超短激光脉冲的应用也日益广泛。在超快光学中,一个很重要的假设是认为超短脉冲电场的时域部分和空域部分相互独立,即认为超短脉冲的电场可以表示为时域部分和空域部分的乘积^[1-2]。在这种假定下,对超短脉冲的描述和研究变得相对简单,

因为超短脉冲在空域中的任一点都被假定有着相同的时域分布。然而,随着超快光学的发展,人们发现这个假定经常失效。衍射和折射的频率依赖性、光学系统设计的不理想等因素都会导致超短脉冲的时空变量不可分离,出现所谓的时空耦合现象。例如,未对准的棱镜对或光栅对压缩器、有像差的光学系统等都会导致脉冲时空扭曲,引起时空变量之间出

收稿日期: 2013-05-02; **收到修改稿日期**: 2013-06-14

基金项目: 湖北省教育厅自然科学基金重点项目(D20111207)、宜昌市科学技术研究与开发项目(A2012-302-28)、三峡大学优秀人才科研启动基金(KJ2011B066)

作者简介: 曾曙光(1984—),男,讲师,主要从事超短脉冲相关技术方面的研究。E-mail: zengshuguang19@sohu.com

现耦合^[3-5]。对超短激光脉冲的应用而言,时空耦合效应有利有弊。例如脉冲压缩^[6]和脉冲整形^[7]就离不开时空耦合效应。然而,在对超短脉冲进行聚焦时^[8],时空耦合就扮演着负面的角色。当时空耦合效应有副作用时,要尽量避免或减少它们;而当它们有利时,就要对它们进行较好的控制。因此,非常需要从理论及实验上来研究时空耦合效应。

人们对时空耦合效应的早期研究主要集中在某些特殊类型的一阶时空耦合效应上。文献^[9-14]中分别从理论及实验上研究了一阶空间啁啾、一阶角色散、一阶脉冲前端倾斜这几种最为常见的一阶时空耦合效应。后来,Akturk等^[15]提出了一阶时空耦合的统一理论,将所有的8种一阶时空耦合效应统一起来,并将时空耦合分为振幅耦合和相位耦合,此外还证明了所有带有一阶时空耦合的高斯脉冲光束均可以由统一的公式来描述。目前,对于一阶时空耦合效应的起源、分类、测量等研究已经较为成熟。然而,对一阶时空耦合效应的传输特性及演化规律的研究目前较为缺乏。例如,带有一阶时空耦合的脉冲光束在自由空间传输时,其时空耦合程度以及时空分布等将如何变化这些问题尚未见报道。另外,Akturk等^[15]提出了关联因子来衡量振幅耦合的严重程度。但目前尚缺乏用于衡量相位耦合严重程度的参数。

本文采用柯林斯公式^[16]研究了一阶时空耦合高斯脉冲光束在自由空间的传输特性。提出了等相位面旋转角度来衡量一阶相位耦合的严重程度。分析了关联因子和等相位面旋转角度随传输距离的变化。数值模拟了一阶时空耦合高斯脉冲光束在自由空间传输时,空间-频率域中脉冲光束强度和相位分布的演化情况。

2 理论模型与解析推导

Akturk等^[15]提出了一阶时空耦合高斯脉冲光束的概念。根据该理论,在 $x\omega$ 域中,初始位置 $z=0$ 处,带有一阶时空耦合的高斯脉冲光束可表示为^[15]

$$E(x_1, \Omega, 0) \propto \exp\{R_{xx}x_1^2 + 2R_{x\omega}x_1\Omega - R_{\omega\omega}\Omega^2\} = \exp\{ax_1^2 + 2bx_1\Omega - c\Omega^2\} \cdot \exp[i(ex_1^2 + 2fx_1\Omega - g\Omega^2)], \quad (1)$$

式中 $a = R_{xx}^R, b = R_{x\omega}^R, c = R_{\omega\omega}^R, e = R_{xx}^I, f = R_{x\omega}^I, g = R_{\omega\omega}^I, \Omega = \omega - \omega_0, \Omega_0$ 为中心角频率,此处采用上标“R”和“I”来简洁地表示相应参数的实部和虚部。 a, b, c 分别为实部(振幅部分)相应的参数, e, f, g 分别为虚部(相位部分)相应的参数。

接下来分析各参数的物理意义。在(1)式中,

$$R_{xx} = a + ie = -\frac{1}{\omega^2(z)} - i\frac{\pi}{\lambda_0 R(z)}, \quad (2)$$

$$R_{\omega\omega} = c + ig = \frac{1}{(\Delta\omega)^2} + i\beta, \quad (3)$$

式中 ω 为光束的束宽, λ_0 为中心波长, $R(z)$ 为光束等相面曲率半径; $\Delta\omega$ 为脉冲带宽, β 为频率啁啾。由(2)、(3)式, a 和 c 分别与光束尺寸及频谱宽度有关, a 总是负的, c 总是正的; e 与等相面曲率半径有关,可正可负。 b 和 f 分别是与振幅耦合和相位耦合有关的参数。在 $x\omega$ 域中,振幅耦合为空间啁啾,相位耦合为波前倾斜色散^[15]。值得注意的是,当且仅当 $b=0$ 时, ω 和 $\Delta\omega$ 才是严格意义上的光束的束宽和脉冲的带宽^[17]。

由(1)式,在 $x\omega$ 域中, $E(x_1, \Omega, 0)$ 的振幅部分为高斯分布,相位分布则比较复杂。为了分析方便,将相位分布 φ 改写为如下形式:

$$\varphi = ex_1^2 + 2fx_1\Omega - g\Omega^2 = \left(\frac{e}{-a}\right)(\sqrt{-ax_1})^2 + 2\left(\frac{f}{\sqrt{-ac}}\right)(\sqrt{-ax_1})(\sqrt{c}\Omega) - \left(\frac{g}{c}\right)(\sqrt{c}\Omega)^2 = EX^2 + 2FX\Theta - G\Theta^2, \quad (4)$$

式中 $E = \frac{e}{-a}, F = \frac{f}{\sqrt{-ac}}, G = \frac{g}{c}, X = \sqrt{-ax_1},$

$\Theta = \sqrt{c}\Omega$ 。新的参数 E, F, G 均为无量纲的参数, X 为相对空间坐标, Θ 为相对频率坐标。由(4)式,当 e 和 g 同号时, $x\omega$ 域中的相位面分布为双曲抛物面;当 e 和 g 异号时, $x\omega$ 域中的相位面分布为椭圆抛物面;参数 f 与 $x\omega$ 域中相位面旋转的方向和角度有关。在 $X\Theta$ 域中,有相位耦合时的相位分布($\varphi = EX^2 + 2FX\Theta - G\Theta^2$)相对于无相位耦合时的

相位分布($\varphi = EX^2 - G\Theta^2$)旋转的角度可由下式决定:

$$\theta = \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{2F}{E+G}\right), \quad (5)$$

由(5)式可知,当 E, G 均一定时, F 越大,相位面旋转的角度越大,相位耦合越严重。

利用柯林斯公式^[16],一阶时空耦合高斯脉冲光束经过自由空间传输一段距离 z 后,输出面上光波场可以表示为

$$\begin{aligned}
 E(x_2, \Omega, z) &= \sqrt{-\frac{i}{\lambda z}} \exp(ikz) \int \exp(R_{xx}x_1^2 + 2R_{x\omega}x_1\Omega - R_{\omega\omega}\Omega^2) \cdot \\
 &\exp\left[\frac{ik}{2z}(x_1^2 + x_2^2 - 2x_1x_2)\right] dx_1 = \sqrt{-\frac{i}{\lambda z}} \exp(ikz) \sqrt{-\frac{2\pi z}{2R_{xx}z + ik}} \cdot \\
 &\exp\left[\frac{2ikR_{xx}zx_2^2 + 4ikR_{x\omega}zx_2\Omega - (4R_{x\omega}^2z^2 + 2ikR_{\omega\omega}z + 4R_{xx}R_{\omega\omega}z^2)\Omega^2}{2z(2R_{xx}z + ik)}\right] = \\
 &\sqrt{-\frac{i}{\lambda z}} \exp(ikz) \sqrt{-\frac{2\pi z}{2R_{xx}z + ik}} \exp(R'_{xx}x_2^2 + 2R'_{x\omega}x_2\Omega - R'_{\omega\omega}\Omega^2), \quad (6)
 \end{aligned}$$

式中, 波长 $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$, 波数 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. 当脉冲光束的带宽远小于中心角频率时, 可以将(6)式中的波长 λ 和波数 k 用中心波长 λ_0 和中心波数 k_0 代替. 当脉冲光束的带宽远小于中心角频率时, 一阶时空耦合高斯脉冲光束在自由空间传输一段距离后, 形式上仍然为一阶时空耦合高斯脉冲光束, 且相应的参数 $a' \sim g'$ 为

$$a' = R'_{xx} = \frac{ak^2}{4z^2a^2 + (2ze + k)^2}, \quad (7)$$

$$b' = R'_{x\omega} = \frac{k[2z(be - af) + kb]}{4z^2a^2 + (2ze + k)^2}, \quad (8)$$

$$c' = R'_{\omega\omega} = \frac{4z^2(a^2c + ab^2 - af^2 + e^2c + 2bfe) + 4zk(ec + bf) + k^2c}{4z^2a^2 + (2ze + k)^2}, \quad (9)$$

$$e' = R'_{xx} = \frac{2kz(a^2 + e^2) + k^2e}{4z^2a^2 + (2ze + k)^2}, \quad (10)$$

$$f' = R'_{x\omega} = \frac{k[2z(ab + ef) + kf]}{4z^2a^2 + (2ze + k)^2}, \quad (11)$$

$$g' = R'_{\omega\omega} = \frac{4z^2(e^2g - eb^2 + ef^2 + a^2g + 2abf) + 2zk(2eg - b^2 + f^2) + k^2g}{4z^2a^2 + (2ze + k)^2}. \quad (12)$$

(7)~(12)式的分母都是相同的, 且分母恒大于0, 因此参数 $a' \sim g'$ 的符号取决于分子的符号. 参数 $a' \sim f'$ 与参数 g 无关. 由(7)式, 参数 a' 的符号和参数 a 的符号相同, 均恒为负; 由(8)式和(11)式, 参数 b' 和 f' 的符号和参数 a, b, e, f 均有关; 由(9)式, 根据光束能量有限的条件, 不难证明参数 c' 的符号和参数 c 的符号相同, 均恒为正. $x-t$ 域、 $k-\omega$ 域、 $k-t$ 域中的时空分布可由(6)式作傅里叶变换得到.

为了衡量一阶振幅耦合的严重程度, Akturk 等^[15]定义了一个归一化的关联因子 $\rho_{x\omega}$:

$$\rho_{x\omega} = \frac{R'_{x\omega}}{\sqrt{-R'_{xx}R'_{\omega\omega}}}. \quad (13)$$

$\rho_{x\omega}$ 为一个归一化无量纲参数, 其值越大, 一阶振幅耦合的程度越严重.

将(7)~(9)式代入(13)式, 经过一段距离传输后的关联因子为

$$\rho_{x\omega} = \frac{2z(be - af) + kb}{\sqrt{-a[4z^2(a^2c + ab^2 - af^2 + e^2c + 2bfe) + 4zk(ec + bf) + k^2c]}}. \quad (14)$$

初始的关联因子仅与实部参数 a, b, c 有关, 而经过自由空间传输后, 虚部参数 e, f 对关联因子也会有影响. 在(14)式中, 令 $z \rightarrow \infty$, 可以求出关联因子的远场极限值

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \rho_{x\omega} = \frac{be - af}{\sqrt{-a(a^2c + ab^2 - af^2 + e^2c + 2bfe)}}. \quad (15)$$

将(7)~(12)式代入(5)式, 可以计算出经过一段距离传输后的相位面旋转的角度. 令 $z \rightarrow \infty$, 还可以求出等相位面旋转角度的远场极限值 $\theta_0 = 0$.

另外, 当初始高斯脉冲光束的振幅耦合参数 b 和相位耦合参数 f 均为0时, 由(5)、(7)~(14)式, 不管传输距离如何, 均有 $\rho_{x\omega} \equiv 0$ 及 $\theta \equiv 0$. 这说明了振幅耦合参数 b 和相位耦合参数 f 是产生振幅耦合和相位耦合的必要条件.

3 数值模拟与分析

为了更形象地研究一阶时空耦合高斯脉冲光束在自由空间的传输特性, 根据第二部分推导出来的公式, 对不同传输距离处的脉冲光束强度分布和相

位分布等进行了分析与模拟。在该部分的计算中,不加以特别说明时,脉冲的中心波长 λ_0 为 800 nm;初始面上的参数 $a \sim g$ 分别为: $a = -1.0 \times 10^6 \text{ m}^{-2}$, $c = 5.14 \times 10^{-26} \text{ s}^2$, $e = -5.0 \times 10^5 \text{ m}^{-2}$, $g = -2.57 \times 10^{-26} \text{ s}^2$ 。由(2)和(3)式可计算得初始面上脉冲光束的束宽 $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{-a}} = 1 \text{ mm}$, 带宽为 $\Delta\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{c}} = 4.41 \text{ THz}$; 由(4)式可计算得 $E = -0.5, G = -0.5$ 。另外,中心波长对应的瑞利长度 $Z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda_0} = 3.93 \text{ m}$ 。

根据(14)式可以计算出关联因子随传输距离的变化,如图 1 所示。实线表示初始面上高斯脉冲光束仅有振幅耦合,无相位耦合的情形,相应的计算参数为 $b = 1.13 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \cdot \text{s}, f = 0 (F = 0)$; 虚线表示初始面上高斯脉冲光束仅有相位耦合,无振幅耦合的情形,相应的计算参数为 $b = 0, f = 1.13 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \cdot \text{s} (F = 0.5)$; 点线表示初始面上高斯脉冲光束相位耦合和振幅耦合同时存在的情形,相应的计算参数为 $b = 1.13 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \cdot \text{s}, f = 1.13 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \cdot \text{s} (F = 0.5)$ 。从图 1 可以看出,当初始面上的关联因子为正时,随着传输距离的增加,关联因子不断减小,最终趋于一个恒定值;当初始面上的关联因子为 0 时,在相位耦合参数 f 的作用下,关联因子先增加至一个极大值,最终也趋于一个恒定值;当初始面上相位耦合和振幅耦合同时存在时,关联因子先增加至一个极大值,最终亦趋于一个恒定值。图 1 可由(14)、(15)式来解释。另外,当初始面上的关联因子为正时,随着传输距离的增加,关联因子将由正变负,说明此时振幅耦合的方向发生了变化,这一点将在后面详细讨论。

图 2 给出了一阶时空耦合高斯脉冲光束的等相位面旋转角度随传输距离的变化。其计算参数同

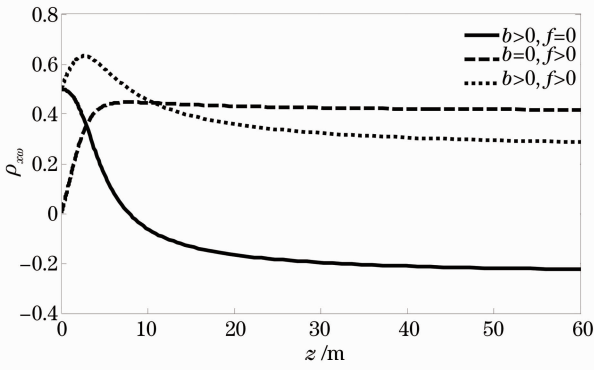


图 1 关联因子随传输距离的变化

Fig. 1 Correlation coefficients change with propagation distance

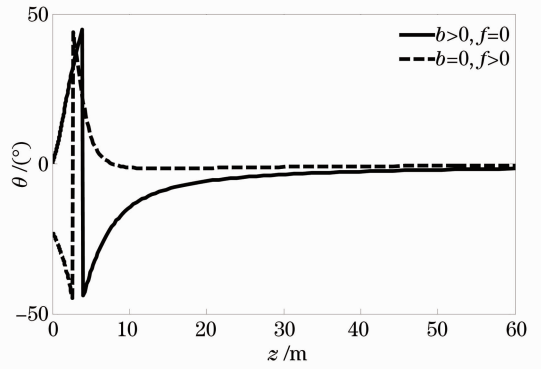


图 2 等相位面旋转角度随传输距离的变化

Fig. 2 Rotation angle of equiphase surface versus propagation distance

图 1。图 2 的实线对应初始的高斯脉冲光束仅有振幅耦合,随着传输距离的增加,等相位面旋转角度从 0° 增大至最大值 45° 后,在某一距离处突变为 -45° ; 在此之后旋转角度继续增加最终趋于 0° 。当初始的高斯脉冲光束仅有相位耦合时,随着传输距离的增加,等相位面旋转角度从 -22.5° 减小至最小值 -45° 后,在某一距离处突变为 45° ; 在此之后旋转角度继续减小最终趋于 0° 。在传输距离较大时旋转角度趋于 0° 说明该类型的超短脉冲光束在远场的等相位面分布趋于稳定且相对于主轴没有旋转。由图 1 和图 2 可以看出,一阶时空耦合高斯脉冲光束在自由空间传输时,振幅耦合和相位耦合会相互影响;振幅耦合会导致相位耦合,反之亦然。

图 3 给出了初始面上高斯脉冲光束仅有相位耦合时,参数 E, F, G 随传输距离的变化。相应的计算参数与图 1 的虚线计算参数相同。由图 3 可以看出,随着传输距离的增加, E 的值逐渐增大, F 逐渐减少直至一个定值, G 先增大然后逐渐减少直至一个定值。这些可由(10) ~ (12) 式以及 E, F, G 的定义式

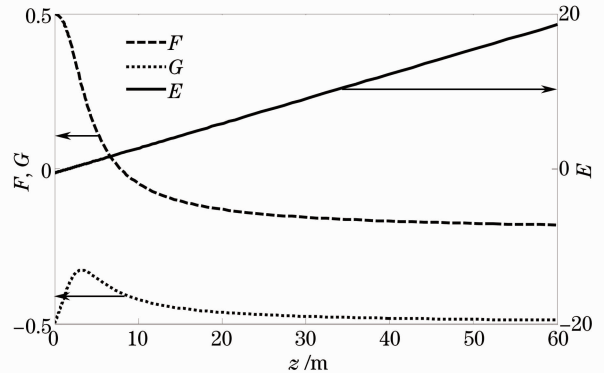


图 3 参数 E, F, G 随传输距离的变化

Fig. 3 Parameters E, F, G change with propagation distance

来解释。例如，

$$\lim_{z \rightarrow \infty} F = \frac{ab + ef}{\sqrt{-a(a^2c + ab^2 - af^2 + e^2c + 2bfe)}} \quad (16)$$

由(16)式可知， F 的远场极限值为一个定值。同理可知， G 的远场极限值亦为一个定值，而 $\lim_{z \rightarrow \infty} E = \infty$ 。

由等相位面旋转角度的计算公式(5)式和图3可对图2进行解释。以图2的虚线为例，初始面上， $E = -0.5, F = 0.5, G = -0.5$ 。随着传输距离的增加， E 的值逐渐增大，直至变为正号，此时双曲抛物面变为椭圆抛物面；与此同时，等相位面旋转角度将不断增加减小，当 E 的绝对值等于 G 的绝对值时，旋转角度达到最小值 -45° ；随着 E 值继续增大， E 的绝对值大于 G 的绝对值，椭圆抛物面的长短轴方向交换，此时旋转角度将有 90° 的突变，将变为 $+45^\circ$ ；

接下来，随着 E 值继续增大，旋转角度将逐渐减小直至趋于 0° 。

为了更形象地描述一阶时空耦合高斯脉冲光束在自由空间的传输特性，数值模拟了不同传输距离处的脉冲光束强度分布和相位分布，分别如图4和图5所示。图4的计算参数同图1的实线，对应初始面上高斯脉冲光束仅有振幅耦合，无相位耦合的情形。图4的3幅图中，图4(a)对应的关联因子绝对值最大，其强度分布的倾斜度最大，振幅耦合最严重；图4(b)对应的关联因子为0，其强度分布完全对称，相应于没有振幅耦合的情形；图4(c)对应的关联因子为负数，其强度分布的倾斜方向与图4(a)恰好相反。因此，关联因子 ρ_{sw} 很好地反映了振幅耦合的大小和方向。

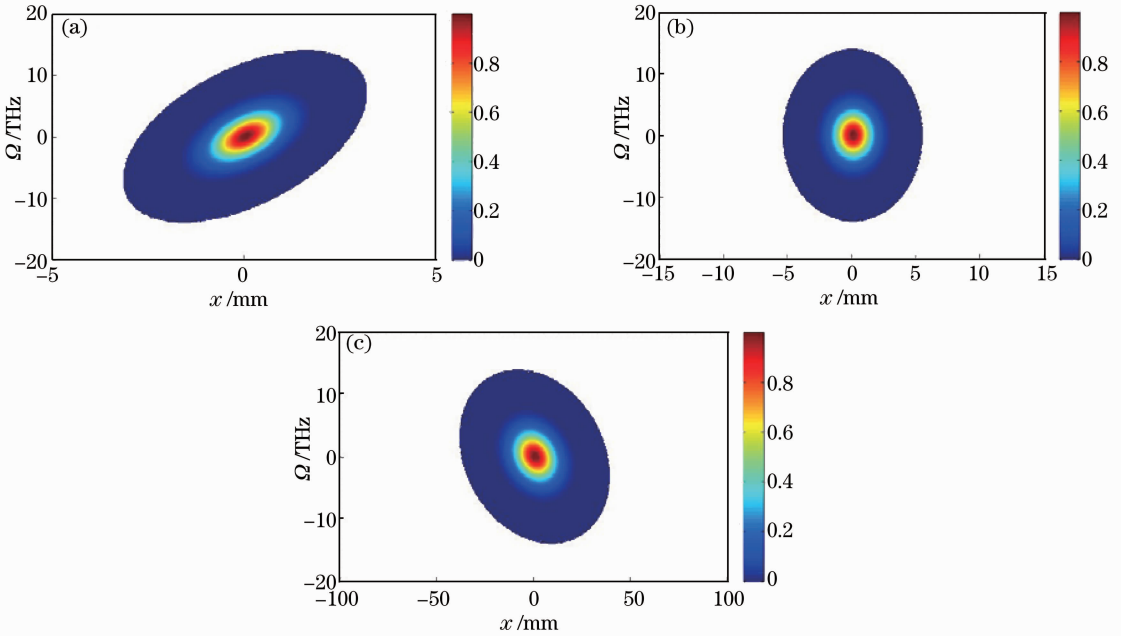


图4 不同距离处的强度分布图。(a) $z = 0, \rho_{sw} = 0.5$ ；(b) $z = 2Z_R, \rho_{sw} = 0$ ；(c) $z = 50 \text{ m}, \rho_{sw} = -0.22$

Fig. 4 Intensity profiles of pulsed beam at different distances. (a) $z = 0, \rho_{sw} = 0.5$ ；(b) $z = 2Z_R, \rho_{sw} = 0$ ；(c) $z = 50 \text{ m}, \rho_{sw} = -0.22$

图5的计算参数同图3，对应初始面上高斯脉冲光束仅有相位耦合，无振幅耦合的情形。图5(b)等相位面旋转角度绝对值最大，相位耦合最严重；图5(c)对应的等相位面旋转角度为 0° ，其相位分布完全对称，相应于没有相位耦合的情形；图5(d)对应的是远场的相位分布图，其等相位面旋转角度接近于 0° ，相位耦合程度很弱。另外，图5(a)为双曲抛物面，其他三幅图则为椭圆抛物面。这可由图3来解释。 E 的初始值小于0，随着传输距离的增大， E 的

值将变号，从而导致相位分布由双曲抛物面变为椭圆抛物面。由以上几个图，等相位面旋转角度 θ 很好地反映了相位耦合的大小和方向。

4 结 论

采用柯林斯公式研究了一阶时空耦合高斯脉冲光束在自由空间的传输特性，并推导出了输出面上光场的解析表达式。定义了等相位面旋转角度来衡量相位耦合的严重程度。分析了关联因子和等相位

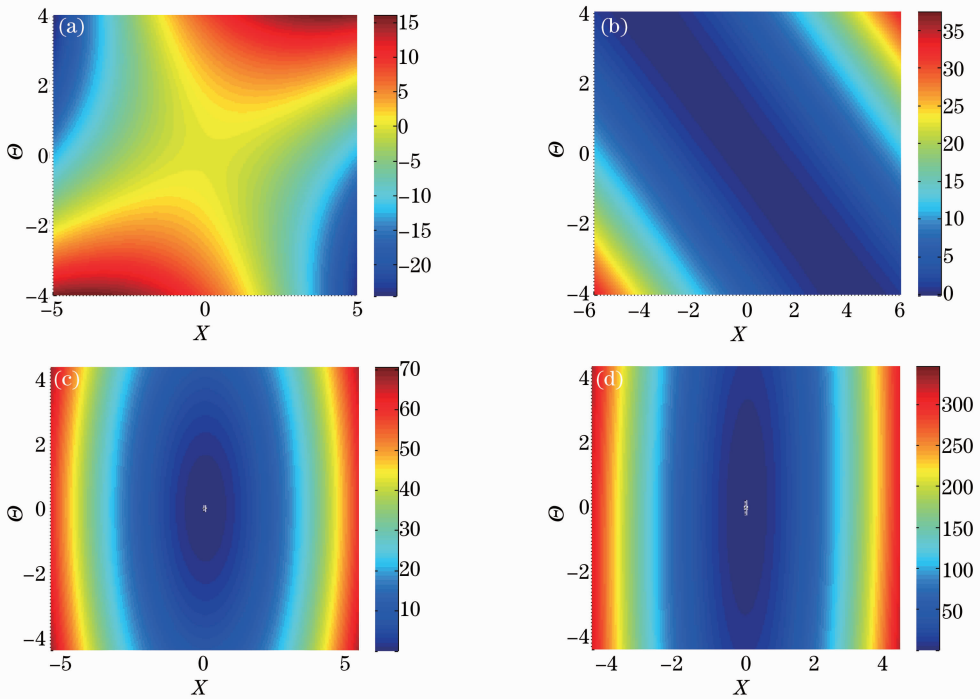


图 5 不同距离处的相位分布图。(a) $z=0$, $\theta=-22.5^\circ$; (b) $z=2.6$ m, $\theta=-44.7^\circ$; (c) $z=2Z_R$, $\theta=0^\circ$;
(d) $z=50$ m, $\theta=-0.68^\circ$

Fig. 5 Phase distribution of a pulsed beam at different distances. (a) $z=0$, $\theta=-22.5^\circ$; (b) $z=2.6$ m, $\theta=-44.7^\circ$;
(c) $z=2Z_R$, $\theta=0^\circ$; (d) $z=50$ m, $\theta=-0.68^\circ$

面旋转角度随传输距离的变化。数值模拟了一阶时空耦合高斯脉冲光束在自由空间传输时,空间-频率域中脉冲光束强度分布和相位分布的演化情况。研究结果表明:

1) 一阶时空耦合高斯脉冲光束在自由空间传输一段距离后仍然是一阶时空耦合高斯脉冲光束;

2) 一阶时空耦合高斯脉冲光束的振幅和相位耦合程度、脉冲光束强度分布和相位分布都会随着传输距离而改变;

3) 当振幅耦合参数 b 和相位耦合参数 f 均为 0 时,不管传输距离如何,均不存在振幅耦合和相位耦合,振幅耦合和相位耦合在传输过程中会相互影响;

4) 关联因子 ρ_{aw} 很好地反映了振幅耦合的大小和方向,等相位面旋转角度 θ 很好地反映了相位耦合的大小和方向。

参 考 文 献

- 1 C Bourassin-Bouchet, M Stephens, S Rossi, *et al.*. Duration of ultrashort pulses in the presence of spatio-temporal coupling [J]. *Opt Express*, 2011, 19(18): 17357–17371.
- 2 S Akturk, X Gu, P Bowlan, *et al.*. Spatio-temporal couplings in ultrashort laser pulses [J]. *J Optics*, 2010, 12(9): 093001.
- 3 K Osvay, A P Kovacs, Z Heiner, *et al.*. Angular dispersion and temporal change of femtosecond pulses from misaligned pulse

compressors [J]. *IEEE J Sel Top Quantum Electron*, 2004, 10(1): 213–220.

- 4 Liu Qiangsheng, Cen Zhaofeng, Li Xiaotong, *et al.*. Spatio-temporal-property analysis of ultrashort pulse propagating through real optical system [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(1): 0132001.
- 刘强生, 岑兆丰, 李晓彤, 等. 超短脉冲通过实际光学系统的时空特性分析[J]. *光学学报*, 2013, 33(1): 0132001.
- 5 T A Planchon, S Ferre, G Hamoniaux, *et al.*. Experimental evidence of 25-fs laser pulse distortion in singlet beam expanders [J]. *Opt Lett*, 2004, 29(19): 2300–2302.
- 6 I Walmsley, L Waxer, C Dorrer. The role of dispersion in ultrafast optics [J]. *Rev Sci Instrum*, 2001, 72(1): 1–29.
- 7 F Frei, A Galler, T Feurer. Space-time coupling in femtosecond pulse shaping and its effects on coherent control [J]. *J Chem Phys*, 2009, 130(3): 034302.
- 8 T Tanabe, F Kannari, F Korte, *et al.*. Influence of spatiotemporal coupling induced by an ultrashort laser pulse shaper on a focused beam profile [J]. *Appl Opt*, 2005, 44(6): 1092–1098.
- 9 X Gu, S Akturk, R Trebino. Spatial chirp in ultrafast optics [J]. *Opt Commun*, 2004, 242(4-6): 599–604.
- 10 S Akturk, M Kimmel, P O'Shea, *et al.*. Measuring spatial chirp in ultrashort pulses using single-shot frequency-resolved optical gating [J]. *Opt Express*, 2003, 11(1): 68–78.
- 11 K Varju, A P Kovacs, K Osvay. Angular dispersion of femtosecond pulses in a Gaussian beam [J]. *Opt Lett*, 2002, 27(15): 2034–2036.
- 12 K Varju, A P Kovacs, G Kurdi, *et al.*. High-precision measurement of angular dispersion in a CPA laser [J]. *Appl Phys B*, 2002, 74(1 supplement): s259–s263.
- 13 S Akturk, X Gu, E Zeek, *et al.*. Pulse-front tilt caused by

- spatial and temporal chirp [J]. *Opt Express*, 2004, 12(19): 4399–4410.
- 14 S Akturk, M Kimmel, P O'Shea, *et al.*. Measuring pulse-front tilt in ultrashort pulses using GRENOUILLE[J]. *Opt Express*, 2003, 11(5): 491–501.
- 15 S Akturk, X Gu, P Gabolde, *et al.*. The general theory of first-order spatio-temporal distortions of Gaussian pulses and beams [J]. *Opt Express*, 2005, 13(21): 8642–8661.
- 16 S A Collins. Lens-system diffraction integral written in terms of matrix optics [J]. *J Opt Soc Am*, 1970, 60(9): 1168–1177.
- 17 J C Diels, W Rudolph. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* [M]. London: Academic Press, 2006. 135–136.

栏目编辑：宋梅梅