

文章编号: 1001-3806(2010)05-0701-03

不同脉宽的啁啾脉冲高斯光束载波相位漂移研究

马再如, 王树德

(西华大学 物理与化学学院, 成都 610039)

摘要: 为了研究不同脉宽情况的线性啁啾脉冲高斯光束在传播方向和横截面内的载波相位变化分布, 采用数值研究方法, 对载波相位在传播过程中的变化进行了研究。由数值研究可知, 在传播方向上, 不同脉宽的脉冲光束, 从负无穷远到正无穷远将经历 π 相位变化, 并在正无穷远处渐趋于 $-\pi/2$; 在传播距离越远的平面, 其载波相位变化量越小, 且其变化量为 0 的位置 r 越小。结果表明, 载波相位变化的特点主要由波前和相位曲率半径的关系决定。

关键词: 激光光学; 载波相位漂移; 数值计算; 脉冲高斯光束

中图分类号: TN012 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2010.05.034

Carrier-envelope phase shift of chirped pulsed Gaussian beam with varied pulse duration

MA Zai-ru, WANG Shu-de

(Institute of Applied Physics, Xihua University, Chengdu 610039, China)

Abstract: In order to study the phase shift of the carrier envelope of the linear chirped pulsed Gaussian beam in the propagation direction and the cross section, the phase shift was simulated. The results show the carrier envelope phase ϕ_{CEP} for beam with different pulse width undergoes a π shift from negative infinity to positive infinity and gradually changes to $-\pi/2$. The farther from the original beam waist plane, the smaller the phase shift, and the smaller the radius to the axis. The phase shift of the carrier envelope is dependent on the relation between the phase front and the phase radius.

Key words: laser optics; carrier envelope phase shift; numerical simulation; chirped pulsed Gaussian beam

引言

随着超快激光技术的快速发展, 在实验室中已能产生几周期脉冲乃至单周期脉冲^[1]。当光脉冲发展到几周期领域, 采用载波-包络的数学形式不能充分表示载波与包络之间的相对位置关系, 需要引入新的参量——载波相位 (carrier envelope phase, CEP), 即载波与包络之间的相位差, 来描述光场的实际情况^[1-2]。在几周期光束与强激光与物质的相互作用领域^[3-6], CEP 起着重要的作用。

在几周期脉冲光束的传播过程中, 载波以相速度传播, 而包络以群速度传播, 导致它们之间的相对位置在传播过程中会发生相对滑动, 导致 CEP 漂移, 即载波相位在经过这些过程后, 相对于初始相位会有一些的改变, 本文中用 ϕ_{CEP} 表示这种相位的改变。人们研

究了传播过程中引起 CEP 变化的原因, 如在它的产生过程中的受激自发辐射放大、3 阶克尔效应, 在传播过程中的衍射效应对不同空间结构如高斯光束和拉盖尔-高斯光束的 CEP 变化影响^[7-11]。

而脉冲光束脉宽大小不仅会决定其所携带能量, 还会影响其频率中心^[12], 但它对脉冲光束传播过程中 CEP 的分布有何影响, 笔者尚未见相关报道。考虑到几周期脉冲从产生到实际应用过程中会经历一定的色散, 因此, 本文中主要研究不同脉宽的几周期脉冲高斯光束在自由空间传播中的 ϕ_{CEP} 的分布。

1 物理模型

定义线性啁啾脉冲高斯光束的束腰平面位置为 $z = 0$, 它在束腰平面的方程为:

$$E(r, 0, t) = \frac{A}{s_0} \exp\left(-\frac{r^2}{s_0^2}\right) \times \exp\left[-\frac{1+jC}{2}\left(\frac{t}{T}\right)^2\right] \exp(-j\omega_0 t) \quad (1)$$

式中, A 是脉冲高斯光束的振幅, s_0 是束腰宽度, $r^2 = x^2 + y^2$, C 是线性啁啾系数, T 是脉冲半峰全宽 (在光强峰值的 e^{-1} 处), ω_0 是中心角频率, j 是虚数单位。为得

基金项目: 四川省重点科技项目资助项目 (07JY029-139); 西华大学重点基金资助项目 (Z0723302)

作者简介: 马再如 (1972-), 男, 副教授, 主要从事超短脉冲及光纤通信的研究。

E-mail: zairu-sima@163.com

收稿日期: 2009-09-24; 收到修改稿日期: 2009-11-04

到该脉冲在自由空间中的传播,可将脉冲高斯光束分解为单色高斯光束,傅里叶变换到其到频域内,在近轴条件下,可采用高斯光束的传播办法进行分析,经过简单计算,传输距离 z 后,该光束的谱表达式为:

$$E(r, z, \omega) = |E(r, z, \omega)| \exp[j\phi(r, z, \omega)] = \frac{\sqrt{2\pi}AT}{s(z, \omega)} \exp\left[-\frac{r^2}{s^2(z, \omega)}\right] \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2 T^2}{2(1 + C^2)}\right] \exp\left\{j\left[k\left(z + \frac{r^2}{2R(z, \omega)}\right) - \arctan\left(\frac{z}{Z_R(\omega)}\right) - \frac{\arctan C}{2} + \frac{C}{2(1 + C^2)}(\omega - \omega_0)^2 T^2\right]\right\} \quad (2)$$

其中,

$$s^2(z, \omega) = s_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{Z_R(z, \omega)}\right)^2\right] \quad (3)$$

$$R(z, \omega) = z + \frac{Z_R^2(\omega)}{z} \quad (4)$$

$$Z_R(\omega) = \frac{\omega s_0^2}{2c} \quad (5)$$

式中, k 是波数, 即 $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$, λ 是光波波长, $s(z, \omega)$ 为传播距离 z 后的脉冲光束束腰半径, $R(z, \omega)$ 是波前曲率半径, $Z_R(\omega)$ 是瑞利长度。从(2)式可见, 几周期光脉冲在传播过程中, 其载波相位变化与传播的距离 z 、径向位置 r 、啁啾系数 C 和脉宽 T 有关。

为获得光场的时域形式, 对(2)式进行逆傅里叶变换, 即:

$$E(r, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(r, z, \omega) \exp(j\omega t) d\omega \quad (6)$$

从该式可知, z 处光场的束腰与其频率有关。一般而言, (6)式没有解析解, 但可以通过数值求解得到其光场的形式, 从而得到其载波相位, 该载波相位与初始相位比较, 可得到 ϕ_{CEP} 。

2 数值结果与分析

啁啾脉冲高斯光束的参量腰宽 $s_0 = 3\mu\text{m}$, 中心波长 $\lambda_0 = 800\text{nm}$, 对应的脉冲周期为 $T_0 = 2.67\text{fs}$ 。对(6)式数值分析, 讨论不同脉宽下的 $\phi_{\text{CEP}}(r, z)$ 在光轴和横截面内分布特点。

2.1 $\phi_{\text{CEP}}(0, z)$ 在光轴上的分布

图1是 ϕ_{CEP} 在光轴上的分布。从图1a中可知, 在光轴上, ϕ_{CEP} 具有中心对称分布特点, 即 $\phi_{\text{CEP}}(0, -z) = -\phi_{\text{CEP}}(0, z)$ 。从(2)式可知, 构成光谱相位 $\phi(r, z, \omega)$ 的第1项为光波从束腰平面传播到 z 处的相位滞后。第2项源于脉冲光束的波前弯曲, 而在空间带来的相位变化。第3项来源于衍射效应导致的 Gouy 相移。第4项来源于光脉冲的线性啁啾项, 它仅由线性啁啾系数决

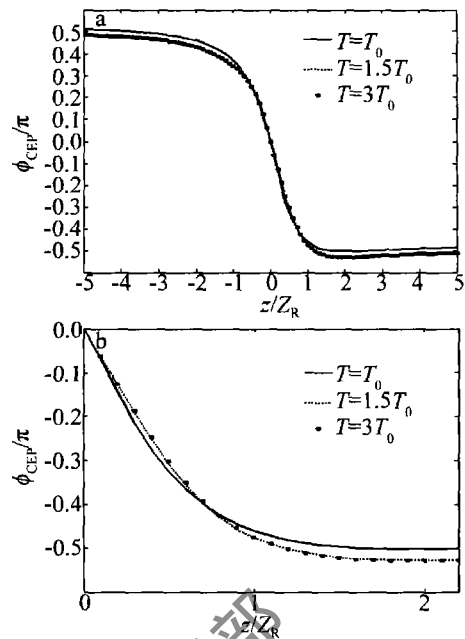


Fig. 1 Distribution of the ϕ_{CEP} on the axis with $C=1$ and $s_0=3\mu\text{m}$

定, 它不造成载波相位改变。第5项与脉宽和啁啾系数有关的相位项, 在光轴上, 其中心载频 $\omega_0(z) = \omega_0$

$\left[1 + \frac{2z}{Z_R^2(z)} \left(\frac{\Delta\omega_{\text{RMS}}}{\omega_0}\right)^2\right]$, ω_0 为束腰平面处的中心载频, $\Delta\omega_{\text{RMS}}$ 为位置 z 处的均方根脉冲宽度, 可见, $\omega_0(z)$ 也是关于 $z=0$ 对称的。脉冲光束在向前或向后传播过程中, 导致的载波相位漂移量 $\phi(r, z, \omega)$ 由前3项因素决定和最后一项所决定, 它们恰好关于传播方向对称, 因而在光轴上具有上述特点。

在传播距离很远的条件下, 不同脉冲宽度的脉冲高斯光束的载波相位漂移渐近于 $-\pi/2$ 。对 ϕ_{CEP} 取极限, 即 $\lim_{z \rightarrow +\infty} (\phi_{\text{CEP}}(0, z)) = \lim_{z \rightarrow +\infty} \left(\arctan\left(\frac{z}{Z_R(\omega_0)}\right)\right) = -\pi/2$, 表明在传播距离较远时, 其值与由衍射导致的 Gouy 相移相同, 即 Gouy 相移决定远场的 ϕ_{CEP} 值, 见图1b, 该结论与参考文献[9]中的结论一致, 表明了数值计算结论的正确性。

从图1b可以看出, 在光轴原点附近, 脉宽 $T=T_0$ 情况下, $\phi_{\text{CEP}}(0, z)$ 的变化略快于 $T=1.5T_0$ 和 $T=3T_0$ 的情况, 表明脉冲宽度越小, 则 $\phi_{\text{CEP}}(0, z)$ 变化越快。当脉宽较大, 即 $T=1.5T_0$ 与 $T=3T_0$ 时, 可知在传播过程中, 它们的 ϕ_{CEP} 在光轴上的分布基本相同。表明脉冲宽度越大, 载波相位变化趋于一致, 从而其变化也趋于相同, CHEN 等人^[2]指出, 当脉冲宽度在一个周期以上时, 其载波相位对其时间、光谱特性基本没有影响, 可以采用载波-包络形式描述该脉冲, 这点在实验中也得到充分的证明^[1], 因此, 采用脉宽在 10fs 以上的脉冲进行实验时, 可以不考虑载波相位的分布及变化, 而

在采用亚 10fs 脉冲进行实验, 需要考虑该载波相位的影响。

2.2 $\phi_{\text{CEP}}(r, z_0)$ 在径向分布

图 2 是不同脉宽 T 下, 在 $z_0 = Z_R/2$, $z_0 = Z_R$ 和 $z_0 =$

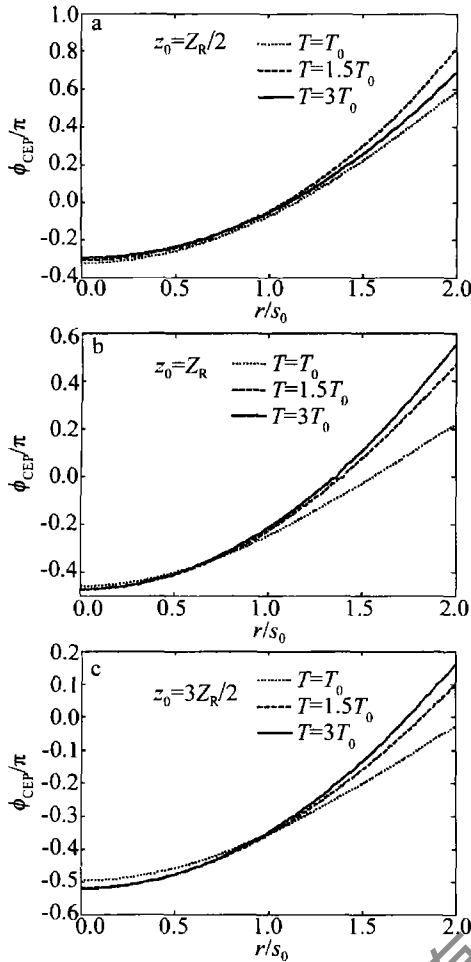


Fig. 2 Distribution of the ϕ_{CEP} at the plane with $C=1$ and $s_0 = 3\mu\text{m}$

$3Z_R/2$ 平面上 $\phi_{\text{CEP}}(r, z_0)$ 的分布。比较图 2a、图 2b 和图 2c 可以看出, 离束腰越远的平面, ϕ_{CEP} 分布由大到小单调变化, 且 $\phi_{\text{CEP}}=0$ 出现的位置离 r 越大。从(2)式可知, 构成光谱相位 $\phi(r, z, \omega)$ 的第 1 项与第 3 项仅与传播距离有关。第 2 项源于脉冲光束的波前弯曲, 而在径向方向使脉冲的相位变化。第 5 项与脉宽和啁啾系数有关的相位项, 在径向方向上, 其中心载频 $\omega_0(r) = \omega_0 \left\{ 1 + \frac{2}{1 + Z_R^2(z)/z^2} \left[1 - \frac{2r^2}{s_{\omega_0}^2(z)} \right] \left(\frac{\Delta\omega_{\text{RMS}}}{\omega_0} \right)^2 \right\}$, 可见, 不同脉宽的中心载频 $\omega_0(r)$ 与传播距离 z 和空间位置 r 有关 (s_{ω_0} 为中心角频率 ω_0 对应的束腰宽度)。导致相位波前的曲率半径小于脉冲波前 (即相位波前比脉冲波前更弯曲), 而在远离光轴区间的某位置, 相位波前将大于脉冲波前的曲率半径, 这种曲率半径的关系在该位置附近空间发生改变, 基于同样的原因, 也直接导致了 ϕ_{CEP} 在空间分布还具有以下两个特点。即传播距离越长则 ϕ_{CEP} 的范围更小, 脉冲高斯

光束传输过程中, 其束腰宽度将变大, 这在一定程度上将缓解衍射效应对 ϕ_{CEP} 的影响, 使其脉冲波前和相位波前的曲率半径之差越来越小, 从而 ϕ_{CEP} 在一个较小的区间内变化; 其二, 在不同平面内, 脉宽 $T = T_0$, $T = 1.5T_0$ 和 $T = 3T_0$ 的情况下, 它们的 ϕ_{CEP} 分布曲线出现了交点。

3 结论

采用数值计算的方法, 研究了不同脉宽条件下, 脉冲光束在传播过程中的载波相位漂移情况。结果表明, 不同脉宽脉冲光束的相位和近似解的结果 ϕ_{CEP} 都趋近于常量 $-\pi/2$, 由衍射导致的 Gouy 相移是决定性的因素, 同时, 当谱宽大到一定的程度, 其 ϕ_{CEP} 分布的规律基本相似。 ϕ_{CEP} 在径向分布特点是离束腰平面越远, 其变化范围越小, $\phi_{\text{CEP}}=0$ 的位置离光轴越远, 主要决定于波前曲率半径和相位曲率半径的关系。另外, 在啁啾系数 $C=0$ 的情况下, 由于初始相位 $\phi_0=0$, 可知载波相位漂移与脉冲高斯光束的载波相位分布相同。

参考文献

- [1] BRABEC T, KRAUSZ F. Intense few-cycle laser fields: frontiers of nonlinear optics[J]. Reviews of Modern Physics, 2000, 72(2):545-591.
- [2] CHEN J G, ZHANG J, LI D Y. Carrier phase modified temporal characteristics of few cycle gaussian pulses[J]. Chinese Journal of Lasers, 2003, 30(3):236-238 (in Chinese).
- [3] CHRISTOV I P, MURNANE M M, KAPTEYN H C. High-harmonic generation of attosecond pulses in the single-cycle regime [J]. Phys Rev Lett, 1997, 78(7):1251-1254.
- [4] LI X L, LI J, TAO X Y. The thermal analysis of ultrashort laser pulse ablation on semiconductor surface[J]. Laser Technology, 2007, 31(6):624-626(in Chinese).
- [5] LAN P F, LU P X, CAO W. Spatial distribution of Thomson scattering driven by ultrashort laser pulse[J]. Acta Physics Sinica, 2007, 56(5):2482-2487 (in Chinese).
- [6] ZHANG P, SONG Y R, ZHANG Z G. Thomson scattering with few-cycle laser pulses [J]. Acta Physics Sinica, 2006, 55(12):6208-6213 (in Chinese).
- [7] GOORJIAN P M, CUNDIFF S T. Nonlinear effects on the carrier-envelope phase[J]. Opt Lett, 2004, 29(12):1363-1365.
- [8] ZHOU Y H, JIANG H B, GONG Q H. Controlling of slope of carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses on propagation distance near the focus[J]. Chinese Physics Letter, 2007, 24(5):1245-1247.
- [9] PORRAS M A. Diffraction effects in few-cycle optical pulses [J]. Phys Rev, 2002, E65(2):026606/1-026606/11.
- [10] ZHOU Y H, JIANG H B, GONG Q H. The carrier envelope phase of focused few-cycle laser pulses[J]. Chinese Physics Letters, 2006, 23(1):110-112.
- [11] LIU H Y, LUO B. Influence of self-steepening effect on focusing property of femtosecond pulsed beam[J]. Laser Technology, 2008, 32(5):536-538(in Chinese).
- [12] ZOU Q H, LÜ B D. Propagation of ultrashort chirped pulsed gaussian beams in free space [J]. Chinese Journal of Lasers, 2006, 33(4):499-503 (in Chinese).