

文章编号: 0258-7025(2003)03-0236-03

载波相位引起高斯脉冲时间特性的变化

陈建国, 张菁, 李大义

(四川大学光电系, 四川 成都 610064)

摘要 分析了载波相位 ϕ 引起的高斯形几周期无啁啾脉冲(FCP)时间特性的变化, 导出了高斯光脉冲携带的能量 W , 脉冲时间重心 $\langle t \rangle$ 以及脉冲有效宽度 τ_{eff} 等与载波相位的关系式。分析结果表明, 当包络脉宽(FWHM) τ_P 小于载波周期时, 载波相位对上述诸量的影响开始表现出来。

关键词 几何光学; 高斯脉冲; 载波相位; 有效脉冲宽度

中图分类号 TN 241 **文献标识码** A

Carrier Phase Modified Temporal Characteristics of Few-cycle Gaussian Pulses

CHEN Jian-guo, ZHANG Jing, LI Da-yi

(Optoelectronics Department, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610064, China)

Abstract Carrier phase dependent characteristics of a few-cycle chirp-free Gaussian pulse have been studied in the time domain. Expressions of the pulse energy W , center of gravity of the time $\langle t \rangle$, and effective pulse width τ_{eff} have been deduced in terms of the carrier phase ϕ . Results suggest that the carrier phase takes effect when the time width (FWHM) τ_P of the pulse envelope becomes smaller than the period of the carrier oscillation period.

Key words geometrical optics; Gaussian pulse; carrier phase; effective pulse width

1 引言

超短光脉冲技术正在飞速发展, 目前人们已在近红外波段获得几周期脉冲(FCP), 即包络宽度不过只有少数几个载波周期的脉冲^[1]。从趋势上看, 人们可望在近红外波段得到单周期甚至更短的脉冲。在 XUV 乃至软 X 射线波段, 利用钛宝石锁模激光器输出的飞秒脉冲抽运惰性气体产生的高次谐波, 可望获得阿秒(1 attosecond = 10^{-18} s)脉冲^[2,3]以及相应的短脉冲测试手段^[4]。本文只讨论近红外 FCP, 而不讨论高次谐波合成的阿秒脉冲。

在光学中, 电磁场可以表示为

$$E(t) = A(t)\cos(\omega_0 t + \phi) \quad (1)$$

式中, 实函 $A(t)$ 为电场振幅, ω_0 和 ϕ 分别为载波的(角)频率和相位。在一般情况下, 测量所涉及的是电场的平方; 在求光强、功率等参量时, 人们往往先

对 $\cos^2(\omega_0 t + \phi)$ 作周期平均。这种常规处理的方法在振幅缓慢变化的情况下是没有问题的, 当包络宽度(FWHM) τ_P 下降至与载波周期 $T_0 (= 2\pi/\omega_0)$ 可以比拟时, 位相 ϕ 就不再是一个可以忽视的量了^[5,6]。图 1(a), (b) 为具有高斯形包络的无啁啾脉冲的示意图。作图时, 振幅 $A(t)$ 的平方为高斯分布(如图中虚线所示), 其表达式为

$$A^2(t) = \exp(-t^2/T^2) \quad (2)$$

常量 T 与包络函数对应的脉宽(FWHM) τ_P 满足

$$\tau_P = 2(\ln 2)^{1/2} T \quad (3)$$

在作图时, 使用的 $\tau_P = T_0$ 。图中阴影部分的面积代表了脉冲携带的能量 W (或包含的光子数目 N)。比较图 1(a) 和 (b) 可以看出, 在脉宽接近载波周期时, 相位 ϕ 对脉冲能量有明显的影

响。Brabec 等^[5]的研究表明, 相位 ϕ 的变化相当于载波与包络间的相对移动, 正是这种移动使得脉冲

收稿日期: 2001-12-17; 收到修改稿日期: 2002-03-04

作者简介: 陈建国(1945—), 博士, 教授, 主要研究方向包括半导体激光与光通信、超短脉冲以及非线性光学等。E-mail: jing_zhang@163.net

的平均频率 $\bar{\omega}$ 发生变化。在计算了 ϕ 分别为 0 和 $\pi/2$ 两种情况下 $\bar{\omega}$ 的变化后, Brabec 等认为“包络加载波”方法可以用来描述 $\tau_p \geq T_0$ 的光脉冲与物质的相互作用。近来的研究表明^[5~7], 即使是来自一个稳定工作的锁模激光器的脉冲串的各个脉冲的相位也不会是固定的。就算某个脉冲的载波相位 ϕ 可以为零, 它前后两个相邻脉冲的相位未必会是零, 其最直接的原因在于: 波阵面以相速度运动而波包则以群

速度传播。

目前, 有关超短脉冲技术涉及的大多数过程与相位无关, 然而人们的研究已经开始涉及到了一些与载波相位有关的物理过程^[4]。随着超短、超强脉冲研究的进一步开展, 必然还会更多地涉及到载波相位。本文导出了高斯光脉冲携带的能量、脉冲的时间重心 $\langle t \rangle$ 以及等效脉宽 $\sqrt{\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2}$ 与载波相位 ϕ 的关系式, 并在此基础上进行了相应的讨论。

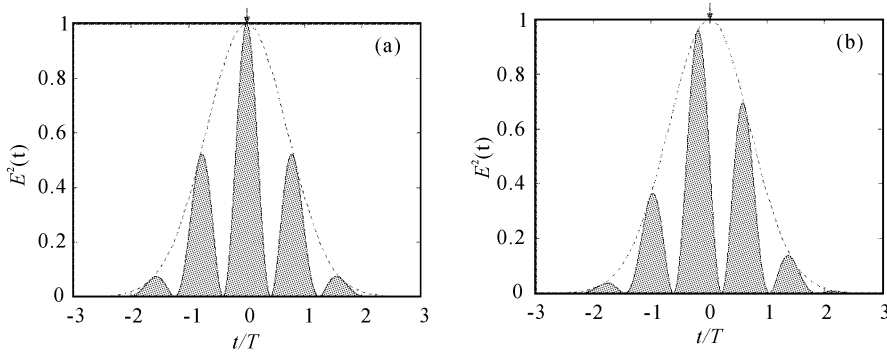


图 1 具有高斯形包络的脉冲示意图

Fig. 1 Sketch of pulses with a Gaussian envelope

(a) $\phi = 0$; (b) $\phi = \pi/4$

2 高斯脉冲的能量

采用适当的单位, 使 FCP 所携带的能量 $W(\phi)$ 满足

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} E^2(t) dt \quad (4)$$

把(1),(2)式代入(4), 就可得到无啁啾高斯脉冲的能量为

$$W(\phi) = W_0 [1 + \cos(2\phi) \exp(-\omega_0^2 T^2)] \quad (5)$$

其中, W_0 代表常规意义下无啁啾高斯脉冲携带的能量, 其表达式为

$$W_0 = \sqrt{\pi} T / 2 \quad (6)$$

从(5)式可以看到, 在 $\phi = 0$ 和 $\pi/2$ 时, 脉冲能量分别取极大 W_{\max} 和极小 W_{\min} 。在图 2 中, 我们画出了 $\phi = 0, \pi/4$ 和 $\pi/2$ 三种情况下, 脉冲能量随脉冲包络宽度变化的曲线。从该图可以看出, 直至 $\tau_p/T_0 \approx 1$, 脉冲能量对相位 ϕ 还不灵敏; 当 τ_p/T_0 降至 1 以下后, ϕ 的作用逐渐明显。Brabec^[5] 曾经数值计算了 $\phi = 0$ 和 $\pi/2$ 两种极端情况下脉冲平均频率的差随脉宽变化的情况, 他们的结果表明在 $\tau_p \geq T_0$ 时, 载波相位影响可以忽略。这一点与我们通过研究脉冲能量变化而得到的结论是一致的。另外, 从(5)式还

可以看到, 在对多个脉冲的能量求平均时, 脉冲的平均能量依然是 W_0 , 与常规处理的结果是一致的; 如果测量系统能够定出每个脉冲的能量, 那么从锁模激光器输出的脉冲能量是有起伏的。

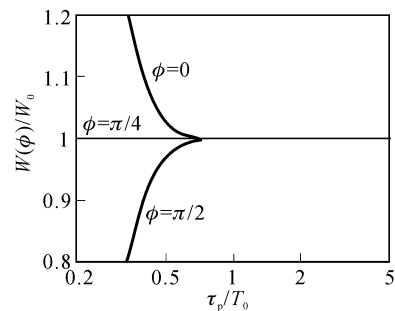


图 2 脉冲能量随脉冲包络宽度的变化曲线

Fig. 2 Dependence of pulse energy on the time width of the envelope

3 脉冲有效宽度

脉冲的各阶时间矩 $\langle t^m \rangle$, 可采用下式求得

$$\langle t^m \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t^m \exp(-t^2/T^2) \cos^2(\omega_0 t + \phi) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-t^2/T^2) \cos^2(\omega_0 t + \phi) dt} \quad (7)$$

从图 1(b)可以看出,在 $\phi = \pi/4$ 时,脉冲的时间重心 $\langle t \rangle$,即时间的一阶矩,显然与包络的峰 ($t = 0$) 不重合,因为此时脉冲的时间重心向 $t < 0$ 的方向移动。由(7)式可算得

$$\langle t \rangle = -\omega_0 T^2 \sin(2\phi) \exp(-\omega_0^2 T^2) / [1 + \cos(2\phi) \exp(-\omega_0^2 T^2)] \quad (8)$$

图 3 中,我们画出了 τ_P 分别为 $0.5T_0, 0.6T_0$ 和 $0.7T_0$ 时,脉冲时间重心与载波相位的关系曲线。从图中可以看到,脉冲包络宽度越短,时间重心变化范围越大。虽然在 $\phi = 0$ 和 $\pi/2$ 时,脉冲的时间重心 $\langle t \rangle$ 均为零,但这两种情况下脉冲的能量却不相同,一个对应最大能量而另一个却对应最小的能量。

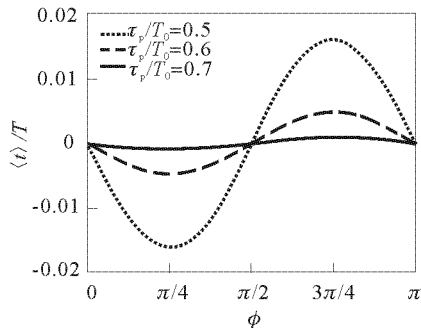


图 3 脉冲时间重心与载波相位的关系曲线
Fig. 3 Dependence of center of gravity on the carrier phase

由图 1 的阴影部分还可以看出,这些不能先对 $\cos^2(\omega_0 t + \phi)$ 作周期平均的 FCP,实际的形状呈现出了一种复杂的结构。按照通常的惯例^[8],用均方差描述脉冲宽度更为合适一些,即脉冲等效脉宽 τ_{eff} 为

$$\tau_{\text{eff}} = (\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2)^{1/2} \quad (9)$$

利用(7)式可算得

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{T}{\sqrt{2}} \left\{ 1 - \frac{2\omega_0^2 T^2 e^{-\omega_0^2 T^2} [\cos(2\phi) + e^{-\omega_0^2 T^2}]}{[1 + \cos(2\phi) e^{-\omega_0^2 T^2}]^2} \right\}^{1/2} \quad (10)$$

图 4 画出了 τ_P 分别等于 $0.5T_0, 0.6T_0$ 和 $0.7T_0$ 时, $\tau_{\text{eff}}/(T/\sqrt{2})$ 随载波相位 ϕ 变化的曲线,分母上的 $T/\sqrt{2}$ 为脉冲包络函数的方差。从图中可以看出,脉

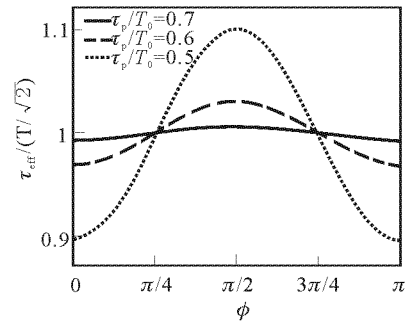


图 4 等效脉冲宽度与载波相位的关系曲线
Fig. 4 Dependence of effective pulse width on the carrier phase

冲包络宽度越短,载波相位对等效脉冲宽度的影响越大; τ_{eff} 的最小值对应最大脉冲能量,而 τ_{eff} 的最大值对应最小脉冲能量。

参 考 文 献

- 1 L. Gallmann, D. H. Sutter, N. Matuschek *et al.*. Characterization of sub-6-fs optical pulses with spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction [J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(18): 1314~1316
- 2 N. A. Papadogiannis, B. Witzel, C. Kalpouzos *et al.*. Observation of attosecond light localization in higher order harmonic generation [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **83**(21): 4289~4292
- 3 Hu Suxing, Xu Zhizhan. High-order harmonic emission from a single atom in the intense chirped laser pulses [J]. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1998, **18**(7): 851~855 (in Chinese)
- 4 A. Scrinzi, M. Geissler, T. Brabec. Attosecond cross correlation technique [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**(3): 412~415
- 5 T. Brabec, F. Krausz. Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**(17): 3282~3285
- 6 J. Reichert, R. Holzwarth, Th. Udem *et al.*. Measuring the frequency of light with mode-locked lasers [J]. *Opt. Comm.*, 1999, **172**: 59~68
- 7 L. Xu, Ch. Spielmann, A. Poppe *et al.*. Route to phase control of ultrashort light pulses [J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(24): 2008~2010
- 8 Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics* [M]. 2nd edition. New York: Academic Press, 1995. 70~73