

5 fs 放大激光脉冲载波包络相位的锁定研究

杜强, 朱江峰, 滕浩, 运晨霞, 魏志义*

中国科学院物理研究所光物理重点实验室, 北京 100080

* 联系人, E-mail: zywei@aphy.iphy.ac.cn

2007-10-29 收稿, 2007-12-03 接受

国家自然科学基金(批准号: 60490281, 60621063, 60608003)、中国科学院知识创新工程重要方向项目(批准号: KJCX-SW-W14)和国家重点基础研究发展计划(批准号: 2007CB815104)资助项目

摘要 针对结合啁啾脉冲放大技术(CPA)及脉冲压缩技术所产生的 5 fs 激光脉冲的载波包络相位(CEP)变化情况, 设计制作了用于控制种子脉冲 CEP 快变化和放大压缩后 1 kHz 重复频率的亚毫焦耳能量激光脉冲 CEP 慢变化的两级负反馈锁相环路, 分析了相位控制系统的结构和原理, 介绍了两级锁相环路中相位信号的提取、伺服控制环路的设计和闭环锁定的结果. 实验结果表明, 利用该锁相系统可以稳定地实现周期量级放大激光脉冲的 CEP 锁定, 在大于 3 h 的时间内, 锁定后的 CEP 变化小于 53 mrad(均方根值).

关键词

周期量级脉冲

载波包络相位

锁相环控制

超短激光脉冲为人类研究更短时间尺度的物理问题提供了强有力的工具. 当超短激光脉冲的脉冲宽度短至仅仅包含几个光学周期的时候, 其脉冲包络和载波电场之间的相对相位将变得十分重要, 这个称为载波包络相位(carrier-envelope phase, 简称 CEP)的参数决定了周期量级超短激光脉冲的电场形状^[1]. 理论和实验证明, 稳定的 CEP 在光学频率梳^[2,3]、阿秒物理^[4-6]、强场物理^[7]等领域具有非常重要的意义. 例如, 2002 年单个阿秒脉冲的产生可以使人们深入到原子内部探测阿秒(10^{-18} s)时间尺度的物理现象, 而这一尺度正是核外电子轨道周期的时间量级. “阿秒科学”开辟了解析更基础物理和化学过程的全新研究领域, 为人们研究原子内部的瞬态行为提供了有力的工具.

CEP 的漂移被认为来源于激光振荡器中群速度与相速度的不同, 由激光脉冲峰值功率的波动所引起的钛宝石激光晶体的克尔效应起伏, 将导致脉冲相位的变化和激光脉冲光谱中对应纵模的漂移. 在实际的激光运行中, 气流、振动、环境温度, 甚至抽运光功率的变化, 都会导致 CEP 的漂移. 近年来, 利用自参考技术(F-2F)^[8,9]和差频技术(DFG)^[10,11]获得的拍频信号, 并通过锁相环电路反馈驱动声光调制器

而动态调制钛宝石激光的抽运光功率, 人们已经实现了飞秒激光脉冲 CEP 的精密控制. F-2F 技术的核心是利用光子晶体光纤将待锁定的飞秒激光光谱展宽到大于倍频程的超连续光谱, 通过差拍该超连续谱中短波部分与长波部分的倍频而获得拍频信号. DFG 则是利用待锁定的激光脉冲在特殊设计的 PPLN 晶体中的非线性效应, 通过自相位调制产生的超宽光谱与其超宽光谱内各光谱成分差频所产生的新光谱成分之间的差拍而得到拍频信号的一种新方案. 由于光子晶体光纤所产生的超连续光谱相位噪声大、效率低、稳定性差, 因此采用 DFG 技术的方案显示出更加优越的性能和实用前景. 尽管目前利用该技术已能实现振荡器输出飞秒激光脉冲 CEP 的高精度控制, 但在利用 CEP 锁定的该激光脉冲作种子的放大过程中, 由于环境的热涨落、光束指向的不稳定性以及激光能量的抖动等因素影响, 仍会使放大后的激光脉冲的 CEP 发生变化^[12]. 通常 CEP 的这种变化幅度在 2 rad 量级, 不利于周期量级激光脉冲与物质相互作用的实验研究以及用其驱动阿秒激光脉冲的产生, 为此必须对放大激光脉冲的 CEP 进行控制. 由于放大激光脉冲的重复频率远低于振荡器的重复频率, 典型的高重复频率放大也仅限于 1 kHz, 因此不能像 100

MHz级重复频率的振荡器那样直接采用拍频的手段获得拍频信号, 目前比较可行的方案是通过光谱干涉^[13]的方法获取CEP信息, 然后利用锁相环反馈电路进行控制补偿。一种具体的方法是将反馈信号施加到振荡器的声光调制器上^[6], 通过对抽运光功率的综合控制实现对放大脉冲CEP的锁定; 另一种技术是改变展宽器或者压缩器中光栅之间的距离^[14], 从而实现对放大脉冲CEP的控制。

本文我们针对 5 fs 脉宽的钛宝石放大激光系统, 在采用差频技术测量并反馈控制振荡器输出脉冲 CEP 的基础上, 进一步设计制作了第二级锁相环路电路, 并以光谱干涉测得的 CEP 信号为对象, 通过伺服控制环路相位锁定技术, 实现了飞秒放大激光 CEP 的精确锁定。

1 实验系统及控制原理

我们拟锁定放大激光脉冲 CEP 的实验系统如图 1 所示, 其中种子脉冲源飞秒钛宝石激光振荡器输出的激光脉宽小于 10 fs, 重复频率为 80 MHz, 所用抽运源为 5 W 功率的连续波 532 nm 激光器 (Verdi 5, Coherent Inc.), 一个声光调制器置于抽运光路上用于快速调制抽运光功率。该种子脉冲经 1 kHz 重复频率的 CPA 系统放大后的单脉冲能量为 0.8 mJ, 相关仪测得的脉宽为 25 fs (Femtolaser Inc.). 进一步, 我们将放大后的该脉冲注入到充有一定惰性气体的中空导波中

进行光谱展宽, 经啁啾反射镜对的最佳组合压缩后, 可产生单脉冲能量约 0.4 mJ、脉宽仅 5.1 fs 的周期量级激光脉冲^[15]。

振荡器输出激光脉冲 CEP 的锁定是通过“快环”锁相系统 (Menlo System Inc.) 将通过差频技术测得的 CEP 频率锁定于振荡器重复频率的 4 分频频率上。对于经 CPA 放大后的飞秒激光脉冲, 由于重复频率为 1 kHz, 因此需要经过第二级“慢环”负反馈稳定放大过程引入的 CEP 漂移。第二级中 CEP 频率通过光谱干涉技术而获得, 控制信号加载在第一级的锁定参考点 (偏置) 上, 形成两个环路的级联。由于这两级环路采用不同的 CEP 获取技术, 因此对应有不同的环路参数和控制手段, 同时闭合二级电路则可以实现放大激光脉冲 CEP 的锁定。

如果以 CEP 随时间的变化 $f_{\text{CEP}}(t)$ 为过程变量, 用传递函数描述系统的控制模型, 则级联环路控制可以用图 2 来描述。相位控制系统的任务是抵消外界扰动对 CEP 的影响, 使得闭环后的稳态误差 $E(s) = 0$ 。图中 $G_p(s)$ 是改变 AOM 调制电压后振荡器输出种子脉冲的 CEP 变化, $H_1(s)$ 表示“快环”基于 DFG 方法获取 CEP 的过程, $H_2(s)$ 表示“慢环”基于光谱干涉方法获取 CEP 的过程, $G_{c1}(s)$ 和 $G_{c2}(s)$ 则分别是两个环路滤波器的传递函数。振荡器中的外界扰动对 CEP 的影响用 $D_1(s)$ 表示, CPA 放大过程中外界扰动对 CEP 的影响用 $D_2(s)$ 表示。分析系统闭环传递函数, 得到锁定

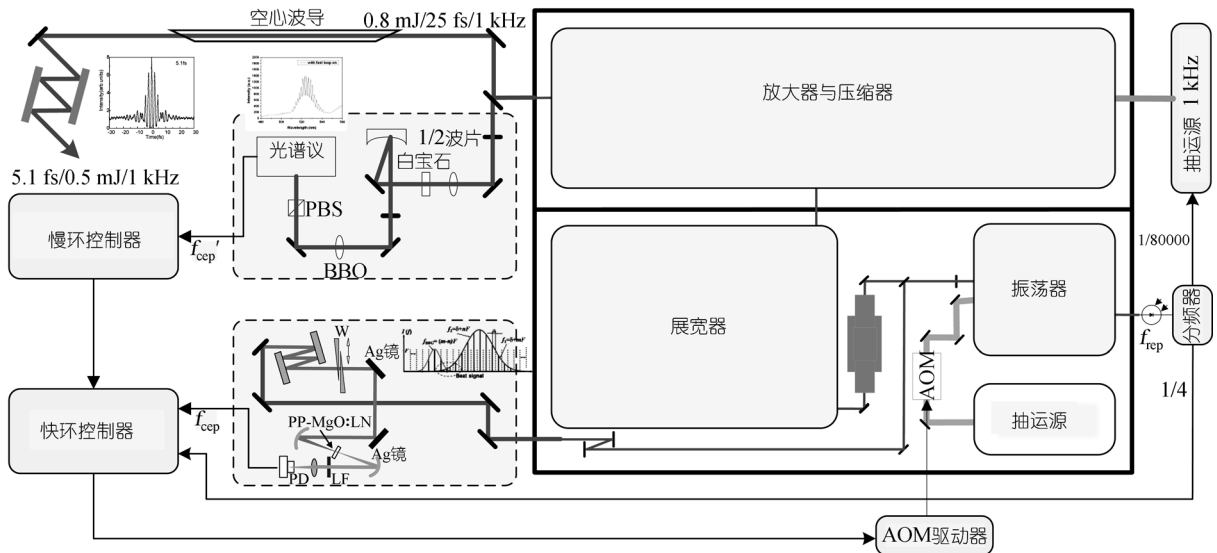


图 1 放大激光脉冲 CEP 控制系统实验构成图

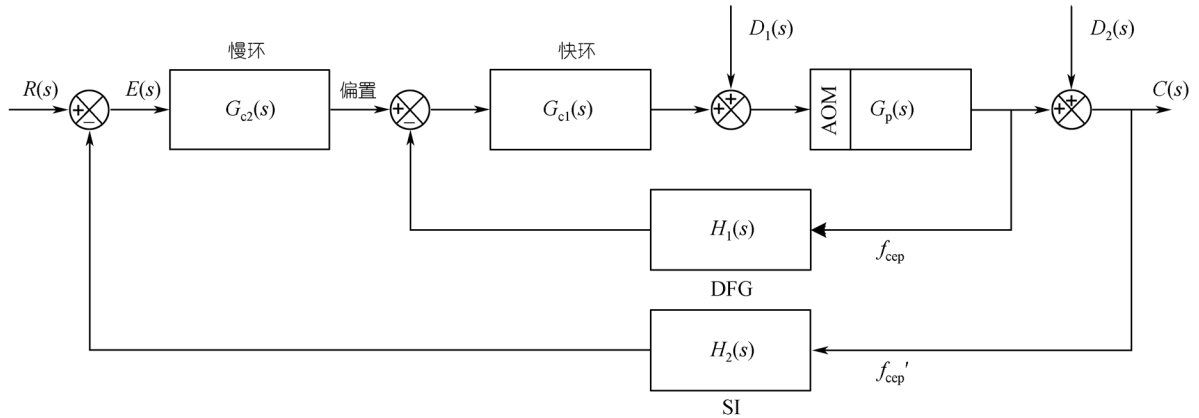


图 2 放大激光脉冲 CEP 控制系统框图

后 CEP 的变化为

$$C(s) = \frac{G_{c1}(s)G_{c2}(s)G_p(s)}{1 + G_{c1}(s)G_p(s)H_1(s) + G_{c1}(s)G_{c2}(s)G_p(s)H_2(s)} R(s) + \frac{G_p(s)}{1 + G_{c1}(s)H_1(s)G_p(s)} D_1(s) + \frac{1 + G_{c1}(s)H_1(s)G_p(s)}{1 + G_{c1}(s)H_1(s)G_p(s) + G_{c2}(s)H_2(s)G_p(s)} D_2(s). \quad (1)$$

当相位锁定，即过程变量设定参考点 $R(s)=0$ 时，假设 $D_1(s)$ 和 $D_2(s)$ 为阶跃扰动，稳态误差 $E(s)=0$ 要求

$$e_{ss} = \lim_{t \rightarrow \infty} E(t) = \lim_{s \rightarrow 0} sE(s) = 0, \quad (2)$$

$$\lim_{s \rightarrow 0} \left(\frac{sG_p(s)}{1 + G_{c1}(s)H_1(s)G_p(s)} \cdot \frac{1}{s} + \frac{s + sG_{c1}(s)H_1(s)G_p(s)}{1 + G_{c1}(s)H_1(s)G_p(s) + G_{c2}(s)H_2(s)G_p(s)} \cdot \frac{1}{s} \right) = 0. \quad (3)$$

由 (3) 式可见，当只锁定“快环”时，如果 $\|G_{c1}(s)H_1(s)\| \gg 1$ 且 $\|G_{c1}(s)H_1(s)G_p(s)\| \gg 1$ ，则 $D_1(s)$ 对 $E(s)$ 的影响可忽略，但最后一项，即 CPA 放大过程引入的相位误差仍存在。只有同时锁定，且满足

$$\|(G_{c2}(s)H_2(s) - G_{c1}(s)H_1(s))G_p(s)\| \gg 1 \quad (4)$$

时，所有扰动才可以被闭环系统抑制。在不断的外界扰动中，闭环系统的动态稳态误差与相应的上升时间和最大超调量等有很大关系，因此，为保持最好的 CEP 相位控制精度，必须根据 (4) 式，在保证环路稳定性的前提下对 $G_{c1}(s)$ 和 $G_{c2}(s)$ 进行设计和优化。

2 “快环”锁相控制系统

振荡器输出的激光脉冲 CEP 由第一级锁相环，即“快环”锁定，其信号的提取采用 DFG 技术。图 3 为差频测量的原理示意图，从振荡器输出的激光脉冲在频域上表现为间隔等于重复频率 F 的一组纵模，其起始纵模的位置即为 CEP 偏置频率 δ ，这样第 n 个纵模的绝对频率可表示为 $f_n = \delta + nF$ 。如将该光谱中第 n 个纵模和第 m 个纵模通过 PPLN 晶体进行差频，不难看出 CEP 的偏置频率则被相互抵消，所产生的差频激光频率为 $f_{DFG} = (m-n)F$ 。再将该激光频率与原光谱中第 $m-n$ 个纵模，即绝对频率 $f_{m-n} = \delta + (m-n)F$ 的纵模相互差拍，则可获得拍频信号 $f_{CEP} = f_n - f_{DFG} = \delta$ ，即 CEP 偏置频率的大小。

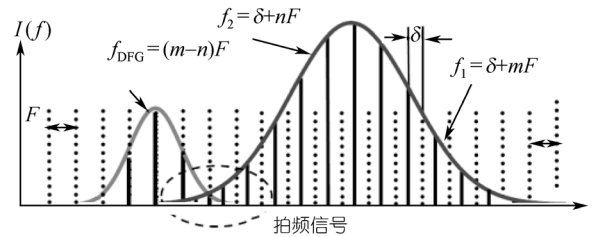


图 3 “快环”中差频获取 CEP 信号的原理图

用雪崩光电二极管 (APD) 对拍频信号进行光电采样，并与重复频率的 4 分频信号鉴相，可以获得相位误差电压信号。鉴相过程可理解为射频信号在数学上的乘积，经过低通滤波器后表现为二者的频差或相差，即

$$H_1(\varphi_{CE}) = K_1 \sin(\varphi_{CE}), \quad H_1(s) = K_1 \cdot \frac{1}{s^2 + 1}. \quad (5)$$

环路控制器 $G_{c1}(s)$ 采用比例-积分控制, 即 $G_{c1}(s) = K_{pi} \cdot \left(1 + \frac{1}{T_{i1}s}\right)$. 实验测量环路带宽 400 kHz, 锁定后振荡器 CEP 稳态误差小于 50 mrad(均方根值).

3 “慢环”锁相控制系统

在对放大信号 CEP 的获取过程中, 由于激光脉冲的重复频率只有 1 kHz, 很难采用 F-2F 或 DFG 的方法获取 CEP 信号. 2001 年, Kakehata 等人^[13]提出了利用光谱干涉法(spectrum interferometry)测量千赫兹重复频率的放大激光脉冲 CEP 的技术, 其方法是光脉冲在色散介质中经延时并展宽光谱后, 通过频谱中基频光的短波部分与长波的二次谐波叠加相互干涉, 从而获得光强随波长呈周期变化的光谱干涉曲线, 这样从该曲线的周期信号中即可获得 CEP 信息. 我们知道, 一个具有高斯包络的超短激光脉冲电场的频域可表达为

$$E_F(\omega) = \sqrt{2\pi} \exp\left\{-[(\omega - \omega_c)/2]^2\right\} \exp(j\varphi_{CE}), \quad (6)$$

其中 ω_c 为脉冲光谱的中心频率, φ_{CE} 为脉冲的 CEP.

考虑基频光的短波分量和长波分量, 当脉冲经过色散介质(例如透镜、晶体等)时, 短波部分经历一个延时 τ , 从而产生一个相移 $\exp(-j\omega\tau)$. 计算一阶和二阶电偶极矩, 得到基频光的短波分量和长波分量的二次谐波相叠加的光谱强度表达式:

$$I(\omega) \propto \left|P_\tau^{(1)}(\omega) + jP_\tau^{(2)}(\omega)\right|^2 \\ \propto I_F + I_{SH} + 2[I_F I_{SH}]^{1/2} \cos[\omega\tau + \varphi_{CE} + \pi/2]. \quad (7)$$

对于一个特定的实验装置, 延时 τ 是确定的. 对干涉信号进行傅里叶变换, 就可以提取出 φ_{CE} . 另外还可以看出, 干涉条纹的周期与延时 τ 成反比, 这一点在实际的实验中有重要意义, 因为测量光谱信号的光谱仪的分辨率是有限的, 只有当延时比较小时, 干涉条纹的周期才足够大, 从而很容易被光谱仪所分辨.

如果将光谱仪获取的干涉光谱进行傅里叶变换(以示区分, 傅式频率为 k 表示), 并计算其幅值和相位, 则有

$$F(I(\omega)) \propto \exp\left[\frac{k - \tau/2\pi}{2}\right]^2 \exp(j\varphi_{CE}), \quad (8)$$

$$\arg\left[F(I(\omega))\right]_{k=\tau/2\pi} \propto \tan^{-1}(\varphi_{CE}). \quad (9)$$

“慢环”锁相控制的过程可通过运行在个人计算机上的实时控制软件完成, 数据的输入和控制量的输出分别通过光纤光谱仪(Ocean Optics, HR2000)和数字-模拟转换卡(National Instruments, PCI-6221)与软件通信. 系统首先对光谱仪的信号进行快速采样, 完成波长标定, 并对感兴趣波长区间的光谱干涉信号进行快速傅里叶变换(FFT), 由此分别提取 CEP 信号的功率谱密度分布和相位变化. 然后, 系统对功率谱进行峰值估计以得到 φ_{CE} 所在的频率偏移 k , 根据(9)式得到慢环系统鉴相过程的传递函数:

$$H_2(\varphi_{CE}(t))|_{\varphi_{CE} \ll 1} \approx K_2 \varphi_{CE}(t), H_2(s) \approx K_2 \frac{1}{s^2}. \quad (10)$$

误差信号经比例-积分(proportional integration, PI)控制器 $G_{c2}(s) = K_{p2} \cdot \left(1 + \frac{1}{T_{i2}s}\right)$ 的补偿输出以调节

快环的参考设定点, 实现“慢环”锁相闭环. 为了能够满足(4)式的要求, 并且适应激光器在不同条件下的传递函数特性以获取最低的稳态误差, 比例-积分控制器的设计必须具有适应性. 这里, 我们采用了基于设定参考点更替法的自动调谐算法, 由激光系统当前的控制特性确定控制器的 PI 参数, 实现被控相位误差的最优上升时间和最小过冲, 获得最低稳态相位误差. 实验证明, 采用自动调谐 PI 控制通常比手动调谐的闭环相位稳态误差小 2~3 倍.

需要指出的是, 对于更低重复频率的放大脉冲, 尽管光谱干涉法仍可以有效地测量 CEP, 但由于慢环控制的负反馈带宽受限于重复频率, 对环境噪声的抑制动态范围也会受限.

4 CEP 锁定实验结果

钛宝石放大器的输出脉冲参数为重复频率 1 kHz, 单脉冲能量 0.8 mJ, 脉冲宽度 25 fs, 中心波长 780 nm, 光谱宽度 40 nm (FWHM). 首先我们将振荡器输出的激光脉冲用“快环”锁定, 再在放大器后用一个 1% 的分束片分出大约 10 μ J 的脉冲能量用来做光谱干涉实验, 让这部分光分别经过光阑和中性密度衰减片以改变入射光强, 然后通过一个半波片后聚焦进入 1 mm 厚的白宝石片中, 在这里产生自聚焦效应和成丝, 从而展宽入射激光脉冲的光谱宽度, 达到超过一个倍频程的带宽. 接下来把超连续光谱聚焦进入一块

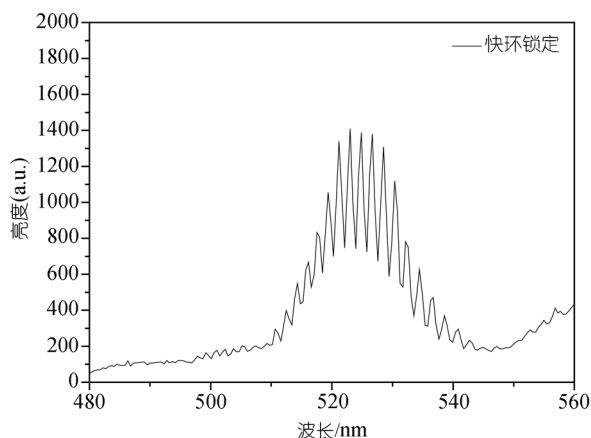


图4 光谱仪获得的光谱干涉曲线

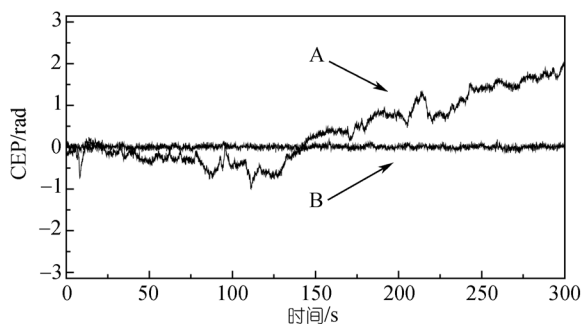


图5 放大激光脉冲的 CEP 随时间的变化曲线图

A 为只锁定振荡器的结果; B 为振荡器和放大器同时锁定的结果

BBO 晶体中, 倍频超连续光谱中的长波成分. 倍频晶体是 类相位匹配的 BBO 晶体($\theta=22.9^\circ$, $\varphi=0^\circ$), 厚 0.5 mm, 相位匹配波长在 $1\ \mu\text{m}$ 附近. 最后经准直并通过一个偏振分光棱镜送入光纤光谱仪测量光谱信号. 图4是光谱仪采样获得的 CEP 快环锁定后的光谱干涉曲线.

图5中曲线 A 为当仅锁定振荡器输出种子脉冲的 CEP 时, 放大激光脉冲的 CEP 在 5 min 内的漂移, 可以看出即使在振荡器锁定的情况下, 稳态误差受环境扰动变化的幅度很大. 图5中曲线 B 是同时两级锁相环后的结果, 在这种情况下, 放大器的 CEP 均方根误差只有 53 mrad, 锁定时间在 3 h 以上.

5 结论

本文介绍和分析了锁定周期量级放大激光脉冲 CEP 的原理和实验. 我们采用两级负反馈锁相环路, 分别实现了对振荡器输出的激光脉冲 CEP 的“快环”控制和放大激光脉冲 CEP 的“慢环”控制. 实验结果表明, 放大器输出的激光脉冲的 CEP 可以锁定在 53 mrad 的漂移精度, 锁定时间超过 3 h. 这一结果将在超强激光与物质的相互作用、阿秒激光脉冲的产生、相干控制超快动力学等研究领域具有重要的应用.

参考文献

- 1 Telle H R, Steinmeyer G, Dunlop A E, et al. Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation. *Appl Phys B*, 1999, 69(4): 327—332[DOI]
- 2 Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, et al. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis. *Science*, 2000, 288(5466): 635—639 [DOI]
- 3 Baltuska A, Wei Z, Pshenichnikov M S, et al. Optical pulse compression to 5 fs at a 1-MHz repetition rate. *Opt Lett*, 1997, 22(2): 102—104
- 4 Paul P M, Toma E S, Breger P, et al. Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation. *Science*, 2001, 292(5522): 1689—1692[DOI]
- 5 Hentschel M, Kienberger R, Spielmann C, et al. Attosecond metrology. *Nature*, 2001, 414: 509—513[DOI]
- 6 Baltuska A, Udem Th, Uiberacker M, et al. Attosecond control of electronic processes by intense light fields. *Nature*, 2003, 421(6293): 611—615[DOI]
- 7 Nisoli M, De Silvestri S, Svelto O. Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique. *Appl Phys Lett*, 1996, 68(20): 2793—2795[DOI]
- 8 Diddams S A, Jones D J, Ye J, et al. Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 5102—5105[DOI]
- 9 韩海年, 魏志义, 张军, 等. 飞秒钛宝石激光脉冲的载波包络相移测量研究. *物理学报*, 2005, 54(1): 155—158
- 10 Fuji T, Apolonski A, Krausz F. Self-stabilization of carrier-envelope offset phase by use of difference-frequency generation. *Opt Lett*, 2004, 29(6): 632—634[DOI]
- 11 韩海年, 赵研英, 张炜, 等. PPLN 晶体差频测量飞秒激光脉冲的载波包络相移. *物理学报*, 2007, 56(5): 2756—2759
- 12 Kakehata M, Fujihira Y, Takada H, et al. Measurements of carrier-envelope phase changes of 100-Hz amplified laser pulses. *Appl Phys B*, 2002, 74(9): 43—50[DOI]
- 13 Kakehata M, Takada H, Kobayashi Y, et al. Single-shot measurement of carrier-envelope phase changes by spectral interferometry. *Opt Lett*, 2001, 26: 1436—1438[DOI]
- 14 Chang Z. Carrier-envelope phase shift caused by grating-based stretchers and compressors. *Appl Opt*, 2006, 45(32): 8350—8353[DOI]
- 15 朱江峰, 王鹏, 韩海年, 等. 利用光谱展宽再压缩技术实现高能量周期量级激光脉冲. *中国科学 G 辑: 物理学 力学 天文学*, 2008(待发表)