

少周期脉冲双光学选通门电场的精密调控

苏航 王小伟 王家灿 王力 赵增秀

Precise control of the electric field in double optical gating with few-cycle pulses

SU Hang, WANG Xiao-Wei, WANG Jia-can, WANG Li, ZHAO Zeng-xiu

引用本文:

苏航, 王小伟, 王家灿, 王力, 赵增秀. 少周期脉冲双光学选通门电场的精密调控[J]. 中国光学, 2026, 19(5): 1-9. doi: 10.3724/CO.2025-0112

SU Hang, WANG Xiao-Wei, WANG Jia-can, WANG Li, ZHAO Zeng-xiu. Precise control of the electric field in double optical gating with few-cycle pulses[J]. Chinese Optics, 2026, 19(5): 1-9. doi: 10.3724/CO.2025-0112

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.3724/CO.2025-0112>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

距离选通成像系统中短脉冲激光驱动技术研究

Short pulse laser drive technology in a distance-selective imaging system

中国光学 (中英文). 2023, 16(3): 567 <https://doi.org/10.37188/CO.2022-0142>

纳秒脉冲激光对背照式CMOS探测器组件损伤机理研究

Investigation of laser-induced damage mechanisms in back-illuminated CMOS detector modules under nanosecond pulsed irradiation

中国光学 (中英文). 2025, 18(6): 1277 <https://doi.org/10.37188/CO.2025-0090>

基于Au纳米平行双棒超表面阵列的双Fano共振和折射率传感器特性研究

Double Fano resonance and refractive index sensors based on parallel-arranged Au nanorod dimer metasurface arrays

中国光学 (中英文). 2023, 16(4): 961 <https://doi.org/10.37188/CO.EN-2023-0008>

周期光学系统中的连续域束缚态

Bound states in continuum in periodic optical systems

中国光学 (中英文). 2023, 16(1): 1 <https://doi.org/10.37188/CO.2022-0189>

具有电场调控层的高速MUTC-PD设计

Design of high-speed MUTC-PD with electric field regulation layer

中国光学 (中英文). 2025, 18(2): 393 <https://doi.org/10.37188/CO.EN-2024-0030>

基于双光子跃迁的铷原子光学频率标准

Rubidium atomic optical frequency standard based on two-photon transition

中国光学 (中英文). 2025, 18(3): 415 <https://doi.org/10.37188/CO.2024-0120>

文章编号 2097-1842(2026)05-0001-09

少周期脉冲双光学选通门电场的精密调控

苏 航, 王小伟*, 王家灿, 王 力, 赵增秀
(国防科技大学 理学院, 湖南 长沙 410000)

摘要: 为了利用少周期脉冲实现超短孤立阿秒脉冲产生, 需要研究双光学选通门技术对少周期光场电场的精密调控。在传统实验中, 双光学选通门的调控对象通常是多周期脉冲, 在分析中不考虑激光脉冲在介质传播中的高阶色散、倍频效率及倍频电场的精确波形, 但这种近似对于少周期脉冲不再适用。本文基于耦合波方程组模型精确模拟了少周期脉冲在非线性晶体中的传播与倍频过程, 揭示了色散效应等因素对选通门波形的关键影响。研究表明, 当驱动光场为少周期激光脉冲时, 双光学选通门的传统电场估算方法已不再适用。少周期脉冲激光具有超宽的频谱, 不同波长成分的光相位累计的差异导致的群速度失配、相位失配和色散等效应相比于长脉冲会明显很多。对于少周期脉冲, 调整偏硼酸钡 (BBO) 晶体厚度为 126.4 μm 时, 可以得到最佳选通光场。本文提出通过协同调节波片与 BBO 晶体厚度可以精细调节驱动场与倍频场相对延迟, 实现选通电场及驱动电场的优化, 为超短孤立阿秒脉冲的产生提供了有效的参数优化指导。

关键词: 孤立阿秒脉冲; 双光学选通门; 少周期飞秒脉冲

中图分类号: O562.3; O437.1; TN241 文献标志码: A doi: 10.3724/CO.2025-0112 CSTR: 32171.14.CO.2025-0112

Precise control of the electric field in double optical gating with few-cycle pulses

SU Hang, WANG Xiao-Wei*, WANG Jia-can, WANG Li, ZHAO Zeng-xiu

(College of Science, National University of Defense Technology., Changsha 410000, China)

* Corresponding author, E-mail: xiaowei.wang@nudt.edu.cn

Abstract: To achieve the generation of ultrashort isolated attosecond pulses using few-cycle pulses, it is necessary to study the precise control of the electric field of few-cycle light through double optical gating technology. In conventional experiments, double optical gating typically regulates multi-cycle pulses, and the analysis does not consider higher-order dispersion during laser propagation in media, second-harmonic conversion efficiency, or the exact waveform of the second-harmonic electric field. However, such approximations are no longer valid for few-cycle pulses. This paper accurately simulates the propagation and second-harmonic generation process of few-cycle pulses in nonlinear crystals based on a coupled-wave equation model, revealing the key influence of dispersion effects and other factors on the gating waveform. The research shows that when the driving light field is a few-cycle laser pulse, the traditional electric field estimation method for double optical gating is no longer applicable. Few-cycle pulse lasers have an ultra-broad

收稿日期: 2025-08-31; 修订日期: xxxx-xx-xx

基金项目: 国家自然科学基金 (No. 12234020, NO. 12450403)

Supported by

spectrum, and effects such as group velocity mismatch, phase mismatch, and dispersion caused by differences in phase accumulation among different wavelength components become significantly more pronounced compared to long pulses. For a few cycle pulse, the optimal gating light field can be achieved by adjusting the thickness of the beta-barium borate (BBO) crystal in the double optical gating setup to 126.4 μm . This paper proposes that coordinated adjustment of the waveplate and BBO crystal thickness can finely tune the relative delay between the driving field and the second-harmonic field, thereby optimizing the gating electric field and the driving electric field, providing effective parameter optimization guidance for the generation of ultrashort isolated attosecond pulses.

Key words: isolated attosecond pulses; double optical gating; few-cycle pulse

1 引言

随着飞秒脉冲压缩技术的不断突破,飞秒激光脉冲的时间宽度已经被压缩至少周期^[1-5]甚至亚周期量级^[6-7]。少周期飞秒激光脉冲具有陡峭的上升沿和下降沿、非对称电场、超宽光谱、高峰值功率等特性,已广泛用于太赫兹波产生^[8-9]、阿秒钟构建^[10-11]、激光加工^[12-13]等领域的研究。特别是在阿秒物理领域,少周期脉冲在孤立阿秒脉冲产生方面展现出显著的技术优势^[14-16]。

目前主流的孤立阿秒脉冲产生技术是基于强激光场与原子分子相互作用的高次谐波产生 (HHG) 过程。该过程可以借由半经典的“三步模型”^[17]来理解:原子分子的价电子在强场峰值附近发生隧穿电离变成不受核束缚的“自由”电子;自由电子在振荡的激光场中加速、减速,并最终一定的动能返回母核;电子与母核复合释放出阿秒量级的超快辐射。由于每个电场峰值附近都会辐射出一个脉冲,形成的辐射本质上是半个激光周期间隔的超短脉冲串,在光谱上表现为 2 倍基频光子能量间隔的高次谐波。这种光谱最先由 L'Huillier 等人^[18]在实验上观测到,其阿秒量级的脉冲宽度和半周期时间间隔由 Agostini 等人^[19]在实验测量中确认。Krausz 等人随后利用 7 fs 少周期脉冲从高次谐波过程形成的阿秒脉冲串中选出一个 650 as 的孤立阿秒脉冲^[20],从此开启了阿秒物理领域的快速发展。L'Huillier、Agostini 和 Krausz 三人获 2023 年诺贝尔物理学奖。

虽然第一个孤立阿秒脉冲是基于少周期飞秒光场产生的,但合成稳定的少周期脉冲面临极大的技术挑战。人们提出了各种从阿秒脉冲串中选

出孤立阿秒脉冲的选通方法^[21-24],使得多周期长脉冲也能驱动产生孤立阿秒脉冲。在各种选通门技术里,双光学选通门^[23, 25-27]是最广泛使用的方法之一。其核心思想是利用高次谐波对驱动光场偏振特性极度敏感的特性,合成前后沿都为椭圆偏振、中间极短窗口内为线性偏振的调控光场。相比于偏振选通门和双色场选通门而言,双光学选通门不仅拥有了偏振选通门的选单特性,也获得了双色场选通门带来的更宽的发射时间窗口。双光学选通门技术的初衷是让孤立阿秒脉冲的产生变得更加容易,人们甚至可以使用 25 fs 的长脉冲直接产生孤立阿秒脉冲^[26]。近来,研究发现,双光学选通门结合少周期脉冲可以极大缩短阿秒脉冲的时域宽度,成功产生了 51 as 的超短脉冲^[16]。

然而,相比于长脉冲,少周期脉冲的波形调控对光学元件的色散效应和非线性响应更为敏感,基于少周期脉冲的双光学选通门仍有待继续深入研究。双光学选通门方案依赖特定参数的波片与非线性晶体来合成精密调控的光场。对于少周期脉冲,波片与晶体带来的色散会对合成后的电场带来巨大的影响。目前相关研究中并没有重视对双光学选通门合成过程的精确模拟,大部分实验都根据传统解析公式^[23, 25]确定光学元件的参数,没有完全考虑群速度失配,相速度失配和色散等效应对波形的影响。这导致实验结果与模拟结果的波形差距较大,不能有效地指导孤立阿秒脉冲产生实验。

本文针对双光学选通门合成过程中波形精密调控问题,建立了包含预啁啾处理、高阶色散、群速度失配、相速度失配等完整光学效应的瞬态修正耦合波方程组模型,对少周期脉冲在石英晶体中的传播和在 β 相偏硼酸钡 (BBO) 晶体中的倍

频过程进行精确数值模拟。基于模拟结果, 分析了色散等效应的影响, 并提出了实验参数的优化方案。

2 基于双光学选通门的光场调控

2.1 双光学选通门的基本原理

双光学选通门是在偏振门中引入基频光的倍频场, 通过破坏驱动电场的对称性来选通孤立阿秒脉冲。实验中可以使用如图1所示的光路来制备得到双光学选通门^[26]电场。以竖直偏振的入射光场为例, 第一个石英片(QP1)的作用是将入射的线性偏振激光场分成正交的两部分(o光和e光), 并在它们之间引入激光周期整数倍的脉冲延迟。因此, QP1也称为延迟石英片, 其引入的

时间延迟由入射脉冲的脉宽 τ_p 和选通门宽度 T_G 决定^[28]:

$$T_d = \frac{0.3\tau_p^2}{T_G}, \quad (1)$$

上式得到的 T_d 为产生孤立阿秒脉冲需要的小延迟, 实际实验中需要调整 T_d , 使其为脉冲周期的整数倍, 以保证驱动电场的偏振方向保持不变。第二个石英片(QP2)和BBO晶体一起组成一个零阶1/4波片, 将QP1的o光和e光的两束光分别转换成左旋和右旋的圆偏光, 从而在二者重叠的区域合成线偏光。BBO晶体属于负单轴晶体, 而石英片属于正单轴晶体, 合理调节二者的厚度可以调节光场分量的相位延迟与倍频效率。同时, BBO倍频产生的二次谐波(SH)会进一步增加光场的不对称性, 增加线性偏振窗口的宽度。

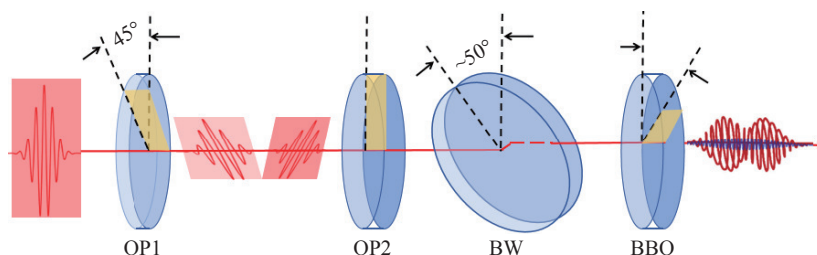


图1 双光学选通门调控光场示意图。QP1和QP2为石英片, BW为融石英布儒斯特窗片, BBO为 β 相偏硼酸钡晶体。

Fig. 1 The schematics of double optical gating technique. QP1 and QP2 are quartz plates, BW is a fused-silica Brewster window, and BBO is a beta-phase barium metaborate crystal for frequency doubling.

合成脉冲竖直偏振分量称为驱动光场(driving field), 其电场记为 E_d , 用于产生孤立阿秒脉冲; 水平分量称为选通光场(gating field), 其电场记为 E_g , 用于控制高次谐波的产生效率。只有选通光场的振幅为0时, 驱动光场才能有效产生阿秒脉冲。融石英布儒斯特窗片(BW)用于衰减部分驱动光场, 减小前导电离; 同时将脉冲的前后沿由圆偏变为椭圆偏, 从而使得QP1不必引入过大的延迟也能实现较窄的线偏窗口。布儒斯特窗片可以极大放宽对驱动光脉冲长度的要求。考虑到少周期脉冲前导电离较弱, 本方案使用一片布儒斯特窗片即可, 以提升驱动光脉冲的利用率。

通常而言, QP1、QP2、BW及BBO均为百微米量级的极薄光学元件, 在分析双光学选通门合成的电场时, 不考虑脉冲在四个光学元件中的色散带来的波形改变, 也不精确计算BBO倍频后的倍频场波形, 而是采用解析式进行估算。但当驱

动光场长度减小到少周期量级时, 即使百微米的介质, 也会对波形造成显著改变, 必须精确考虑少周期脉冲在四个光学元件中的传播过程。

2.2 少周期光场在介质中的传播

为了研究少周期光场在上述四个光学元件中传播时的变化, 将其分为线性元件和非线性元件两类。其中QP1、QP2和BW属于线性元件, BBO晶体则属于非线性元件。

2.2.1 光在线性元件中的传播

光场在线性元件中传播时波形的变化可以通过在频率域内计算传播相位研究。首先考察频率为 ω 的光, 穿过厚度为 L 的线性元件时光场的变化。元件的折射率为 $n(\omega)$, 则其传播相位 $\phi(\omega)$ 可以表示为:

$$\phi(\omega) = \frac{n(\omega)L\omega}{c}, \quad (2)$$

在双光学选通门中, 光束垂直于QP1和QP2

入射, 只须将光束分解为 o 光和 e 光, 并利用对应的折射率即可通过式(2)进行直接计算。而对于 BW, 光束以布儒斯特角 θ_1 入射, 折射角为 θ_2 , 则其相位累计量修正为:

$$\phi_{BW} = \frac{n(\omega)L\omega}{c \cdot \cos \theta_2}, \quad (3)$$

2.2.2 光在非线性元件中的传播

对于非线性元件 BBO 晶体, 一般使用耦合波方程组来计算得到脉冲在非线性晶体中的非线性过程。然而, 传统基于缓变振幅近似的耦合波方程组 [10] 大多用于计算脉宽为 100 fs 量级以上的激光, 没有考虑高阶色散对脉冲的影响, 且忽略了基频光与倍频光中不同波长间存在的群速度失配和高转化效率下的基频光能量消耗。超短脉冲的光谱较宽, 高阶色散、相位失配和群速度失配效应对超短脉冲倍频过程的波形影响较大, 缓变振幅近似条件下推导出的耦合波方程组不再适用。为准确模拟超短脉冲在 BBO 晶体中的倍频过程, 需要采用瞬态耦合波方程组^[29]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \sum_m \frac{i^{m-1}\beta_{m_1}}{m!} \frac{\partial^m}{\partial t^m} \right) E_{\omega_1} = A_1 E_{\omega_1}^* E_{\omega_2} e^{i\Delta k z}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \sum_m \frac{i^{m-1}\beta_{m_2}}{m!} \frac{\partial^m}{\partial t^m} \right) E_{\omega_2} = A_2 E_{\omega_1} E_{\omega_1}^* e^{-i\Delta k z}, \quad (4)$$

其中, $\sum_m \frac{i^{m-1}\beta_{m_i}}{m!} \frac{\partial^m E_{\omega_i}}{\partial t^m}$ 表示介质的色散作用, β_{m_i} 表示 m 阶色散, A_1 和 A_2 分别为 $\frac{i2\omega_1}{cn_1} d_{eff}$ 和 $\frac{i2\omega_2}{2cn_2} d_{eff}$, d_{eff} 为有效非线性系数, $\Delta k = k_2 - 2k_1$ 为波矢的失配量。对于少周期飞秒激光, 其高阶色散对脉冲波形变化具有决定性作用。

从耦合波方程组中可以看出, 当波矢失配项满足:

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega} = 0, \quad (5)$$

时, 可以得到最大的倍频效率。此时 BBO 晶体与光束的夹角称为相位匹配角, 由下式给出:

$$\theta_m = \arcsin \left[\frac{n_{3e}^2 [\omega_3^2 n_{3o}^2 - (n_{1o}\omega_1 + n_{2o}\omega_2)^2]^{\frac{1}{2}}}{(n_{1o}\omega_1 + n_{2o}\omega_2)^2 (n_{3o}^2 - n_{3e}^2)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

对于脉冲在石英片中的传播过程, 考虑超短脉冲的超宽谱宽, 模拟中需要对脉冲的不同频率

成分根据公式 (2) 分别计算相位累计量, 之后再进行傅里叶逆变换回到时间域内。而对于脉冲在 BBO 中的传播过程, 因为难以得到方程组 (4) 的解析解, 所以需要采用分步傅里叶法来模拟其在传播过程中的演化。分步傅里叶法就是在倍频过程中, 将长为 L 的倍频晶体分作 n 份, 每一份长度为 L/n , 假设色散和非线性效应可以分别作用。为方便理解, 将耦合波方程转化为算符表示:

$$\frac{\partial E_{\omega_1}}{\partial z} = (\hat{D}_1 + \hat{N}_1) E_{\omega_1}$$

$$\frac{\partial E_{\omega_2}}{\partial z} = (\hat{D}_2 + \hat{N}_2) E_{\omega_2}, \quad (7)$$

式中, $\hat{D}_i$ 为微分算符, 表示光脉冲传输中的时间作用; $\hat{N}_i$ 为耦合算符, 表示光脉冲传播过程中非线性相互作用的过程, 即将从 z 到 $z+h$ 的传输过程分两步进行: 先只考虑色散作用, 即令 $\hat{N} = 0$; 再考虑非线性作用, 即令 $\hat{D}_i = 0$ 。数学表示为:

$$E(z+h) \approx \exp(h\hat{N}) \exp(h\hat{D}) E(z, t), \quad (8)$$

式(8)的计算过程先将包含 E_{ω_1} 和 E_{ω_2} 各个时域数值的数组进行傅里叶变换, 结合公式 (2) 在频率域内进行相位累计的计算, 然后再进行傅里叶逆变换回到时间域内, 进行非线性效应的计算。

2.3 倍频过程的验证

为验证修正后的瞬态耦合波方程组模拟结果的正确性, 我们将数值计算结果与非线性光学模拟软件 SNLO^[30] 的输出结果行比对。输入的初始激光为高斯激光脉冲波包, 表达式为:

$$E_{in}^+(t) = \frac{E_0}{2} e^{-2\ln 2 \frac{t^2}{\tau^2}} e^{i\omega_0 t}, \quad (9)$$

其中, Δt 为脉冲宽度参数, ω_0 为中心波长 800 nm 对应的频率。光强设为 $I=2.24 \times 10^{15} \text{ W/m}^2$, 对应振幅 $E_0 = 1.3 \times 10^9 \text{ V/m}$ 。

设定 BBO 晶体的厚度为双光路选通门技术的典型值 141 μm , 分别针对长脉冲 ($\tau = 28 \text{ fs}$) 和少周期脉冲 ($\tau = 8 \text{ fs}$) 两种情况进行计算, 结果分别如图 2(a) 和 (b) 所示。可以看到, 在两种情况下瞬态耦合波方程组得到倍频场(细实线)的光强分布及相对于基频光的时间延迟与 SNLO 软件模拟得到的结果(圆圈)是一致的, 充分证明式(4)适用于少周期脉冲的情形, 可以对少周期光场的倍频过程进行精确分析。

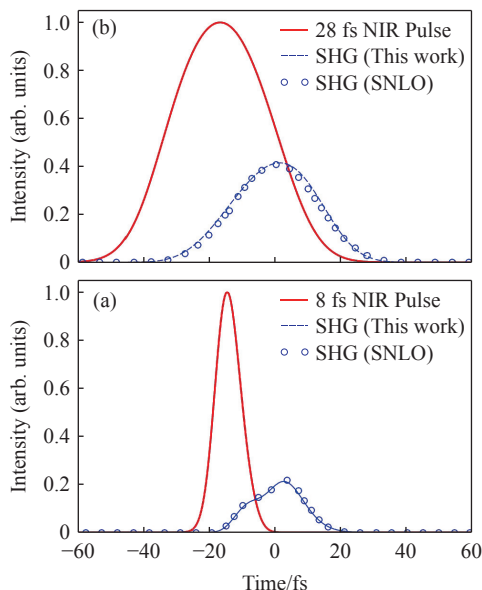


图2 瞬态耦合波方程组计算倍频光场强度分布。(a) 28 fs 长脉冲(红色粗实线)经过 $141\ \mu\text{m}$ BBO 晶体倍频后的脉冲(蓝色细实线), 与 SNLO 计算得到的光场(圆点)一致; (b) 8 fs 少周期脉冲(红色粗实线)经过 $141\ \mu\text{m}$ BBO 晶体倍频后的脉冲(蓝色细实线), 与 SNLO 计算得到的光场(圆点)一致。

Fig. 2 The intensity profile of SH optical field calculated with transient coupled-wave equations. (a) The calculated SH pulse (thin blue solid line) after frequency doubling of a 28 fs long pulse (thick red solid line) through a $141\ \mu\text{m}$ BBO crystal is in agreement with the optical field calculated by SNLO (dots); (b) The calculated SH pulse (thin blue solid line) after frequency doubling of an 8 fs few-cycle pulse (thick red solid line) through a $141\ \mu\text{m}$ BBO crystal is in agreement with the optical field calculated by SNLO (dots).

此外, 计算得到的倍频场在三个方面对双光学选通门的合成电场具有重要影响。(1) 倍频场的脉冲宽度发生了明显展宽。由于倍频只发生在脉冲中心光强较强的位置, 通常认为倍频场的脉冲宽度相比基频光更短。但由于介质的色散效应, 少周期脉冲的倍频场脉冲长度比基频光更长。(2) 倍频场相比于入射基频光具有大约 20 fs 的时间延迟, 这对于合成后驱动光场波形具有重要影响, 而在双光学选通门技术中并未考虑。(3) 相比于长脉冲, 短脉冲倍频后的光场明显偏离入射脉冲的高斯分布, 发生了明显的波形畸变。因而, 在周期甚至亚周期宽度的选通门中, 倍频场的电场强度变得难以预估, 必须通过数值方法精确计算。倍频场展宽、延迟与畸变在传统的双光学

选通门技术均没有充分考虑, 会在少周期脉冲的波形调控中造成较大误差。而高次谐波过程本质上依赖于电子在阿秒量级的时间里受激光电场驱动下的动力学过程, 对电场的波形极为敏感, 必须对这些效应进行精确分析。

3 结果与分析

3.1 双光学选通门的波形分析

本节考虑真实的实验条件, 以少周期光场作为入射激光脉冲, 结合双光学选通门技术产生孤立阿秒脉冲。设定脉冲宽度为 $\tau = 7\ \text{fs}$ 、中心波长为 $800\ \text{nm}$ 、峰值强度为 $I = 2.24 \times 10^{15}\ \text{W/m}^2$, 对应振幅 $E_0 = 1.3 \times 10^9\ \text{V/m}$ 。取选通门宽度为 1 个光学周期, 即 $T_G = 2.7\ \text{fs}$, 根据公式(1), QP1 需要引入的延迟 $T_d = 5.4\ \text{fs}$, 刚好为 2 个激光周期, 可得 QP1 的厚度应设为 $180\ \mu\text{m}$ 。QP2 与 BBO 晶体的厚度使用典型实验参数, 分别为 $440\ \mu\text{m}$ 和 $141\ \mu\text{m}$, 刚好可以组成零阶 $1/4$ 波片。BW 厚度设为 $500\ \mu\text{m}$, 可以将驱动光场衰减约 25%。

经过双光学选通门元件调制之后的各个电场分量如图 3 所示。图 3(a) 和 3(c) 是不考虑介质色散和 BBO 倍频过程群速度失配的结果, 即传统双光学选通门实验预期的光场波形。驱动电场 E_d 如图 3(a) 中的红色实线所示, 仍保持少周期脉冲宽度; 选通电场 E_g 如图 3(a) 中的绿色实线所示, 为双脉冲结构(间隔为 T_d), 在中心处的电场强度为 0, 对高次谐波过程的抑制作用也为 0, 可以产生阿秒脉冲; SH 电场 E_{SH} 如图 3(a) 中的蓝色实线所示, 由于其是选通电场 E_g 的倍频电场, 它也保留了双脉冲结构, 并且相对于 E_g 并没有显著时间延迟。在实验过程中, 驱动电场 E_d 与 SH 电场 E_{SH} 的加和决定着电子的运动轨迹, c 如图 3(c) 中的蓝色实线所示, 与 E_d (红色实线) 相比, SH 电场的加入明显改变了电场的对称性, 使得正高电场变强, 负向电场变弱, 从而将高次谐波的半周期辐射特性调制为 1 个周期。总之, 图 3(a) 与 (c) 给出了符合预期的驱动光场和选通光场, 可以有效产生孤立阿秒脉冲。

然而实际情况更加复杂, 图 3(b) 和 (d) 给出了精确考虑介质色散和 BBO 倍频过程群速度失配的光场波形。首先, E_d 、 E_g 和 E_{SH} 均发生了明

显的脉冲展宽,带来的波形变化对选通门宽度和电离率都有着巨大影响。

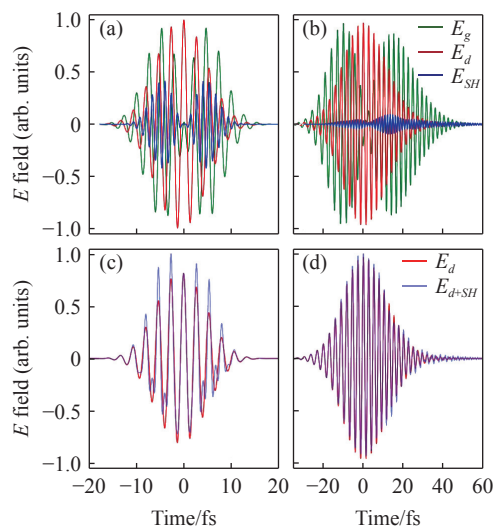


图 3 实际实验条件下双光学选通门形成的调制光场。(a) 不考虑介质色散和 BBO 倍频过程群速度失配,可以得到符合预期的驱动电场 E_d 、选通电场 E_g 和倍频电场 E_{SH} ; (c) 叠加电场 E_{d+SH} 也展现出显著的不对称性; (b) 考虑介质色散和 BBO 倍频过程群速度失配时, E_d 、 E_g 和 E_{SH} 均发生畸变; (d) E_{d+SH} 也变得更为对称,不利于孤立阿秒脉冲产生。

Fig. 3 Modulated optical field formed by double optical gating under realistic experimental conditions. (a) Without considering medium dispersion and group velocity mismatch in the BBO frequency-doubling process, the driving field E_d , gating field E_g , and SH field E_{SH} behave as expected; (c) The superimposed electric field E_{d+SH} also exhibits significant asymmetry; (b) When considering medium dispersion and group velocity mismatch in the BBO frequency-doubling process, E_d , E_g , and E_{SH} all become distorted; (d) E_{d+SH} also becomes more symmetric, which is unfavorable for the generation of isolated attosecond pulses. Framework of image measuring system

实验中通常需要在光脉冲进入双光学选通门的光学元件之前进行预补偿,引入过量负啁啾,以确保在作用区保持最短脉冲宽度,但很难做到精准匹配。其次,SH 脉冲的展宽效应更为明显,而且无法进行预补偿,导致其峰值电场强度远低于图 3(a) 所示理想情况下的预期。这样,驱动电场 E_d 与 SH 电场 E_{SH} 的叠加之后并不会显著破坏电场的对称性,如图 3(d) 所示。而驱动电场对称性的破坏是双光学选通工作的关键条件之一,因此,

实际得到的电场并不能有效实现孤立阿秒脉冲选通。最后,选通电场 E_g 发生非对称畸变,导致脉冲前后沿强度不一致。更为重要的是,在选通电场的中心,电场强度并不为 0,也就意味着,即使在选通门的中心,高次谐波过程仍受到抑制。

通过对少周期脉冲双光学选通门电场的分析,可以发现式 (1) 给出的 QP1 参数、以及常用的 QP2 和 BBO 厚度并不能合成理想的驱动电场与选通电场,不能有效指导少周期脉冲驱动产生孤立阿秒脉冲产生实验。而少周期光场在提升阿秒脉冲带宽与效率、压缩阿秒脉冲宽度方面具有巨大潜力,是未来阿秒光源发展的有力工具。因此,需要基于精确光场波形分析来优化少周期光场双光学选通技术中光学元件的参数,以提升产生的孤立阿秒脉冲的光谱宽度、时间宽度及光子通量等性能。

3.2 光学元件参数优化

针对驱动电场 E_d 和选通电场 E_g 的展宽与畸变问题,可以通过入射脉冲的啁啾预补偿来解决,而倍频光场在选通门中心光强过低的问题更为关键。由图 3(b) 可以看出,选通电场倍频光的峰值电场并未与驱动电场重合,可以通过微调 QP2 或者 BBO 晶体的厚度来对波形进行优化和调整。由于 QP2 与 BBO 共同构成一个零阶 1/4 波片(即引入 $\pi/2$ 的相位差),我们引入参数 K 以表示 BBO 晶体和 QP2 共同引入的驱动电场和选通电场之间的相位差与 $\pi/2$ 的比值:

$$K = \frac{\left(\frac{(n_e - n_o) L_2 \omega}{c} - \frac{(n'_o - n'_e(\theta)) L_{BBO} \omega}{c} \right)}{\pi/2}, \quad (10)$$

当调整二者的厚度时, QP2 与 BBO 始终充当 1/4 波片的角色,所以 K 只能取奇数。在典型实验条件下,参数 K 的值为 -1。可以调整参数 K 变为 1 或 -3,调整驱动电场和选通电场的相位差由 $-\pi/2$ 变为 $\pi/2$ 或 $-3\pi/2$,从而调整选通电场和驱动电场在时间域上的相对延迟,使得选通电场倍频光的峰值尽量和驱动电场的峰值重合,以达到破坏驱动光强对称性的目的。

还是以 7 fs 入射脉冲为例, QP1 与 QP2 厚度分别保持为 180 μm 和 440 μm 不变,考虑 $K=3, 1, -1, 3$ 四种情况,对应的 BBO 晶体厚度分别为 112.8 μm , 126.4 μm , 141 μm 和 153.6 μm ,同时对

入射激光进行 -50 fs^2 (根据各玻片对应波长的GVD计算得到)的预啾啾补偿, 计算得到各光场分量电场强度分别如图4(a)、(b)、(c)和(d)所示。其中红线代表驱动光场的电场强度 $|E_d|$, 绿线为选通光场的电场强度 $|E_g|$, 蓝线为倍频场的电场强度 $|E_{SHG}|$ (放大5倍)。图4(c)即是BBO厚度为 $141\text{ }\mu\text{m}$ 时的情形, 此时, 选通门中心处驱动电场峰值和选通电场最低值在时间轴上并未完全重合, 产生孤立阿秒脉冲的效果不佳。当改变BBO厚度时, SH电场的光强时域分布波形及相对于驱动电场和选通电场的延时同时发生变化, 因而成为一种调节选通门中心SH电场强度的有效方法。

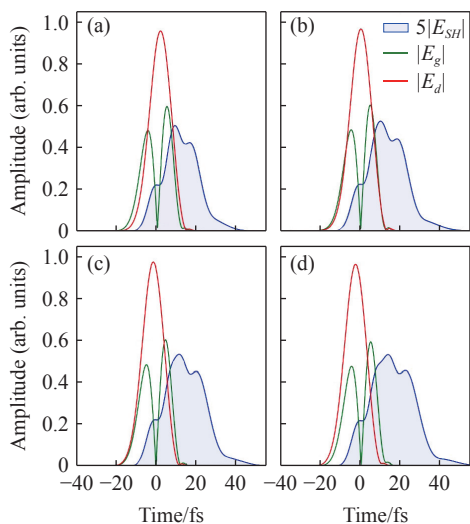


图4 调节K值时驱动电场、选通电场及倍频电场强度的变化。(a)、(b)、(c)、(d)分别对应于 $K=3, 1, -1, 3$ 四种不同情况。当BBO厚度为 $126.4\text{ }\mu\text{m}$ 时, 选通门中心区域的SH场峰值与驱动电场峰值重合, 对驱动光场的对称性破坏最为明显, 为孤立阿秒脉冲的产生提供了最佳倍频光场。

Fig. 4 With a 7 fs incident pulse, changes in the amplitudes of the driving field, gating field, and second-harmonic electric field when adjusting the K value. (a), (b), (c), and (d) correspond to four different cases: $K = 3, 1, -1$, and 3 , respectively. When the BBO thickness is $126.4\text{ }\mu\text{m}$, the peak of the SH field within the gating window coincides with that of the driving field. This optimal overlap induces the most pronounced symmetry breaking of the driving field, thereby providing the optimal frequency-doubled field for generating isolated attosecond pulses.

特别地, 当BBO厚度为 $126.4\text{ }\mu\text{m}$ 时, 选通门中心区域的SH场峰值与驱动电场峰值重合, 对

驱动光场的对称性破坏最为明显, 为孤立阿秒脉冲的产生提供了最佳倍频光场。进一步的数值模拟表明, 当BBO的厚度存在5%以内的加工误差时, 合成电场仍然可以有效产生阿秒脉冲, 因而模拟给出的光学元件参数具有较强的实验指导意义。

考虑到脉宽为5 fs以下的少周期激光现在已广泛用于实验中, 我们进一步考察了5 fs的超短驱动光脉冲, 得到各光场分量电场强度分别如图5(a)、(b)、(c)和(d)所示。相比图4, 入射脉冲为5 fs时, 由于短脉冲的光谱宽度较宽, 色散补偿及相位匹配对离中心波长较远的光谱成分已不再精确适配, 导致驱动电场和选通电场的尾部在倍频过程中与倍频光相互影响, 出现了一定程度畸变。由于阿秒脉冲的产生主要取决于选通门中心处驱动电场, 故尾部的畸变对双光学选通门的影响可几乎忽略不计。对比四种不同的BBO厚度, $126.4\text{ }\mu\text{m}$ 仍然是最为合适的选择, 此时驱动光场峰值严格处于选通门中心, 并且倍频光场也有着较高的强度, 可以有效破坏驱动光场的对称性。

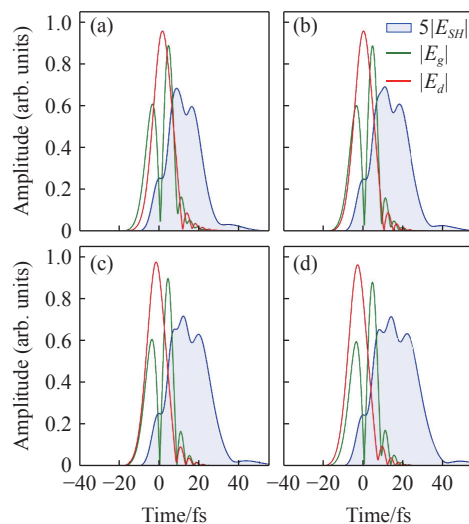


图5 入射脉冲为5 fs时, 调节K值时驱动电场、选通电场及倍频电场强度的变化。(a)、(b)、(c)、(d)分别对应于 $K=3, 1, -1, 3$ 四种不同情况。相比图4, 驱动电场 E_d 和选通电场 E_g 尾部发生畸变。

Fig. 5 Under a 5 fs incident pulse, changes in the amplitudes of the driving field, gating field, and second-harmonic electric field when adjusting the K value. (a), (b), (c), and (d) correspond to four different cases: $K = 3, 1, -1$, and 3 , respectively. In comparison with Figure 4, the trailing edges of both driving field E_d and gating field E_g exhibit distortion.

进一步增大 K 值可以不断移动 SH 场的峰值位置, 甚至将 SH 电场的峰值置于选通门内。但从图 4 和图 5 可以看出, 调节 K 值还会带来驱动光场与选通光场之间的相对移动。如果要使得 SH 电场的峰值与驱动光场的峰值重合, 会导致驱动光场的峰值与选通光场的最低值错位程度大大增加, 此时已不能形成偏振选通门。因而, 想要获取满足条件的电场, 需要同时优化 QP1、QP2 和 BBO 的厚度, 将涉及到多参量最优化问题。通过构建合理的目标函数, 将阿秒脉冲产生对光学元件参数的具体要求—合成光场的中心处为线偏光、线偏窗口为一个激光周期、倍频场在选通门中心的场强大于驱动光场的 10%、光学元件引入的 GDD 最小等—包含其中, 通过遗传算法、深度学习算法等最优化算法便可求解最优实验参数。此外, 由于高次谐波过程对激光脉冲的波形十分敏感, 入射脉冲的色散、光谱与脉冲形貌等都会显著影响阿秒脉冲的产生。虽然本文只考虑了较为理想的情况, 但本文发展的方法具有普适性。结合实验测得的脉冲的实际波形、色散及光谱等情形, 利用本文的模型可以精确模拟合成光场的特性, 从而为实验提供有利的指导。

参考文献:

- [1] SARTANIA S, CHENG Z, LENZNER M, *et al.*. Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate[J]. *Optics Letters*, 1997, 22(20): 1562-1564.
- [2] CHEN X, MALVACHE A, RICCI A, *et al.*. Efficient hollow fiber compression scheme for generating multi-mJ, carrier-envelope phase stable, sub-5 fs pulses[J]. *Laser Physics*, 2011, 21(1): 198-201.
- [3] XIAO F, FAN X H, WANG L, *et al.*. Generation of intense sub-10 fs pulses at 385nm[J]. *Chinese Physics Letters*, 2020, 37(11): 114202.
- [4] PICCOLI R, BROWN J M, JEONG Y G, *et al.*. Intense few-cycle visible pulses directly generated via nonlinear fibre mode mixing[J]. *Nature Photonics*, 2021, 15(12): 884-889.
- [5] LIU Y ZH, CHEN ZH D, YANG S CH, *et al.*. Few-cycle 12.5-GW pulses generated via efficient all-solid-state post-compression from an ytterbium laser[J]. *Optics Letters*, 2024, 49(24): 6992-6695.
- [6] WIRTH A, HASSAN M T, GRGURAŠ I, *et al.*. Synthesized light transients[J]. *Science*, 2011, 334(6053): 195-200.
- [7] ALQATTAN H, HUI D D, PERVAK V, *et al.*. Attosecond light field synthesis[J]. *APL Photonics*, 2022, 7(4): 041301.
- [8] SONG L W, BAI Y, XU R J, *et al.*. Polarization control of terahertz waves generated by circularly polarized few-cycle laser pulses[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(26): 261102.
- [9] CARNIO B N, ELEZZABI A Y. Investigation of ultra-broadband terahertz generation from sub-wavelength lithium niobate waveguides excited by few-cycle femtosecond laser pulses[J]. *Optics Express*, 2017, 25(17): 20573-20583.
- [10] WEGER M, MAURER J, LUDWIG A, *et al.*. Transferring the attoclock technique to velocity map imaging[J]. *Optics Express*, 2013, 21(19): 21981-21990.
- [11] BABUSHKIN I, GALÁN Á J, DE ANDRADE J R C, *et al.*. All-optical attoclock for imaging tunnelling wavepackets[J]. *Nature Physics*, 2022, 18(4): 417-422.

4 结 论

本文针对少周期脉冲在双光学选通门技术中电场合成过程的特殊性与复杂性, 利用修正耦合波方程组, 系统分析了高阶色散、群速度失配与相位失配等因素对光场波形的影响。研究结果表明, 传统基于多周期脉冲的电场估算方法在少周期脉冲条件下已不再适用。少周期脉冲具有超宽频谱, 导致群速度失配、相位失配及高阶色散效应显著增强, 对合成电场的波形、延迟与对称性造成不可忽略的影响。通过精确数值模拟, 本文揭示了在实际实验条件下, 光学元件会引起脉冲展宽、波形畸变与时间延迟, 严重影响选通门中心区域的线性偏振特性与倍频电场强度, 进而阻碍孤立阿秒脉冲的有效产生。本文以 7 fs 和 5 fs 的少周期脉冲为例, 当将 BBO 晶体厚度从典型值 141 μm 调整为 126.4 μm 时, 可显著提升选通门中心区域的倍频场强度, 有效破坏驱动电场的对称性, 为产生更短、更强的孤立阿秒脉冲提供关键保障。本研究不仅为少周期脉冲双光学选通门技术的参数优化提供了理论依据与数值工具, 也为未来超短孤立阿秒脉冲的实验设计与性能提升指明了方向。

- [12] YOSHIKAZI R, NAKAO M. Ultrashort pulse laser processing of single crystalline diamond for efficient and smooth grooving with top-hat beam modulation[J]. *CIRP Annals*, 2023, 72(1): 189-192.
- [13] SOLEIMANI M, NANKALI M, DULEY W W, *et al.*. Additive manufacturing processing with ultra-short-pulse lasers[J]. *Journal of Manufacturing Processes*, 2024, 131: 2133-2163.
- [14] WANG X W, WANG L, XIAO F, *et al.*. Generation of 88 as isolated attosecond pulses with double optical gating[J]. *Chinese Physics Letters*, 2020, 37(2): 023201.
- [15] WANG L, WANG X W, XIAO F, *et al.*. Chirp compensation for generating ultrashort attosecond pulses with 800-nm few-cycle pulses[J]. *Chinese Physics Letters*, 2023, 40(11): 113201.
- [16] WANG X W, XIAO F, WANG J C, *et al.*. Ultrashort isolated attosecond pulse generation with 750-nm free-carrier envelope phase near-infrared pulses[J]. *Ultrafast Science*, 2024, 4: 0080.
- [17] CORKUM P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(13): 1994-1997.
- [18] FERRAY M, L'HUILLIER A, LI X F, *et al.*. Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 1988, 21(3): L31-L35.
- [19] PAUL P M, TOMA E S, BREGER P, *et al.*. Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation[J]. *Science*, 2001, 292(5522): 1689-1692.
- [20] HENTSCHEL M, KIENBERGER R, SPIELMANN C, *et al.*. Attosecond metrology[J]. *Nature*, 2001, 414(6863): 509-513.
- [21] CORKUM P B, BURNETT N H, IVANOV M Y. Subfemtosecond pulses[J]. *Optics Letters*, 1994, 19(22): 1870-1872.
- [22] JULLIEN A, PFEIFER T, ABEL M J, *et al.*. Ionization phase-match gating for wavelength-tunable isolated attosecond pulse generation[J]. *Applied Physics B*, 2008, 93(2-3): 433-442.
- [23] CHANG Z H. Controlling attosecond pulse generation with a double optical gating[J]. *Physical Review A*, 2007, 76(5): 051403(R).
- [24] VINCENTI H, QUÉRÉ F. Attosecond lighthouses: how to use spatiotemporally coupled light fields to generate isolated attosecond pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(11): 113904.
- [25] MASHIKO H, GILBERTSON S, LI CH Q, *et al.*. Double optical gating of high-order harmonic generation with carrier-envelope phase stabilized lasers[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(10): 103906.
- [26] FENG X M, GILBERTSON S, MASHIKO H, *et al.*. Generation of isolated attosecond pulses with 20 to 28 femtosecond lasers[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(18): 183901.
- [27] GILBERTSON S, KHAN S D, WU Y, *et al.*. Isolated attosecond pulse generation without the need to stabilize the carrier-envelope phase of driving lasers[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(9): 093902.
- [28] CHANG Z H. Single attosecond pulse and xuv supercontinuum in the high-order harmonic plateau[J]. *Physical Review A*, 2004, 70(4): 043802.
- [29] SHEN Y R. *The Principles of Nonlinear Optics*[M]. New York: Wiley, 1984.
- [30] *SNLO Version 80 Nonlinear Optics Code Available from A. V. Smith, AS-Photonics, Albuquerque, NM*[M]. (查阅网上资料,未找到本条文献信息,请确认).

作者简介:

王小伟(1986—),男,湖北宜城人,副教授,主要从事强场超快物理及阿秒科学技术研究。E-mail: xiaowei.wang@nudt.edu.cn