

专题: 阿秒物理

强激光与固体密度等离子体作用产生 孤立阿秒脉冲的研究进展*

王云良^{1)†} 颜学庆^{2)3)4)‡}

1) (北京科技大学数理学院, 北京 100083)

2) (北京大学, 核物理与核技术国家重点实验室, 北京 100871)

3) (北京怀柔激光加速创新中心, 北京 101407)

4) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2022年11月26日收到; 2023年2月4日收到修改稿)

强激光与固体密度等离子体作用产生的阿秒脉冲具有强度高、脉宽短等优势, 因此吸引了很多研究者的注意. 由于超快过程的泵浦探测技术需要的是一个孤立的阿秒脉冲, 因此本文重点讨论了相对论强激光与固体密度等离子体作用产生孤立阿秒脉冲的几种物理机理. 最近的几个代表性工作表明, 强激光与固体密度等离子体作用还可以产生脉宽更短、强度更高的半周期阿秒脉冲. 半周期孤立阿秒脉冲在对原子、固体中的电子进行超快的非对称操纵或探测等方面具有重要的应用, 因此本文对半周期阿秒脉冲产生的理论机制、实验可行性、标定测量、及应用前景进行了深入的讨论.

关键词: 强激光, 固体密度等离子体, 半周期阿秒脉冲, 孤立阿秒脉冲**PACS:** 42.65.Ky, 52.27.Ny, 52.38.-r**DOI:** 10.7498/aps.72.20222262

1 引言

根据不确定关系, 在微观领域空间尺度越小, 微观粒子的波动性越明显, 能量不确定度越大, 相应的物理过程时间尺度越小. 由玻尔的半经典理论可知, 氢原子中基态电子在圆形轨道上角位移为1弧度的时间为原子单位时间, 约为24 as ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$), 那么气体或固体中原子的核外电子动力学时间尺度在阿秒量级. 因此, 阿秒脉冲在原子、分子、纳米结构中电子的超快动力学探测^[1-6]、阿秒非线性光学^[7-9]、单发全息成像^[10]等方面具有重要的应用.

激光与物质相互作用可以产生高次谐波, 如果

高次谐波间满足特定的相位匹配条件, 那么各谐波之间就可以相干叠加, 形成一个短脉宽、高强度的脉冲, 这是目前产生阿秒脉冲的主要方法. 激光与气体靶相互作用产生高次谐波的理论是著名的半经典三步模型^[11]. 实验上通过激光与稀有气体的相互作用已经可以成功地产生孤立阿秒脉冲^[12,13]. 然而, 为了避免气体被完全电离, 驱动激光的强度有一定的限制, 一般要小于 10^{15} W/cm^2 , 因此也限制了输出高次谐波的强度及产生的光子能量, 从而限制了脉冲宽度进一步缩短. 目前激光与稀有气体作用产生的孤立阿秒脉冲的峰值功率可以达到吉瓦, 脉冲能量可以到微焦^[9]. 高次谐波是典型的非线性光学过程. 如果进一步提高光强, 非线性效应可以进一步增强. 当激光强度达到相对论光强时,

* 国家自然科学基金 (批准号: 11974043, 11921006) 和国家重大科学仪器设备开发专项 (批准号: 2019YFF01014400) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ylwang@ustb.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: x.yan@pku.edu.cn

需要研究强激光与等离子体作用产生阿秒脉冲的新机制和规律. 研究强激光与固体密度等离子体相互作用产生高次谐波辐射问题时, 对激光强度没有限制, 即便是在需要考虑量子电动力学效应的超强激光驱动情况下, 依然可以产生阿秒脉冲^[14]. 激光强度越高, 非线性效应越强, 高次谐波的高频成份占比越大, 谐波相干叠加后产生的阿秒脉冲宽度会越短. 强激光与固体密度等离子体作用产生的阿秒脉冲宽度可以短到 10 as 以下, 峰值功率可以到百太瓦量级^[15], 光强可以达到 10^{22} W/cm²甚至更高^[16]. 强激光和固体密度等离子体作用产生的阿秒脉冲可以满足泵浦探测技术的要求, 甚至有望产生光子能量达到兆电子伏量级的阿秒脉冲^[17].

因此, 由激光等离子体相互作用产生的高次谐波光源不仅在频谱范围上高于传统同步辐射光源, 而且可以控制其偏振方向^[18], 是一种超高强度、超短脉宽(阿秒乃至仄秒)的极紫外或 X 射线相干光源. 这种性质优异的光源可以帮助我们以前无例的时间分辨率来研究超快动力学过程, 乃至开启原子核内部仄秒物理过程的研究. 在不久的将来, 激光等离子体相互作用产生的高次谐波脉冲将会是最明亮的极紫外光源之一. 如何提高高次谐波的级数, 并提高谐波的强度, 以得到脉宽短、强度高的阿秒脉冲是如今高次谐波辐射领域的研究目标之一^[19–25].

强激光与固体密度等离子体作用产生高次谐波的物理机理主要有相干尾场辐射、相对论振荡镜辐射、相干同步辐射、相干韧致辐射等. 在非相对论激光强度下 ($a_0 < 1$), 相干尾场辐射是高次谐波产生的主要成因 ($a_0 = eE_0/m_e\omega_0c$ 是激光的归一化振幅, 其中 e , m_e , c 分别是电子电量、电子质量和真空中的光速, E_0 和 ω_0 分别是激光的振幅和圆频率). 相干尾场辐射是指当一束激光斜入射至具有一定密度梯度分布的等离子体时, 在等离子体的反射方向会辐射出高次谐波. 它的形成可以用布鲁奈尔电子 (Brunel electrons) 的集体运动激发等离子体电子密度振荡来解释^[26,27]. 布鲁奈尔电子是被激光激发离开等离子体后, 在电场中经过加速后以一定的速度返回等离子体, 并在等离子体中维持该速度前进的电子. 这些电子可以形成一团密度极高, 厚度小至几纳米的高速运动的电子纳米团簇, 它将激发所经之处的局域等离子体振荡, 进而以类似于共振吸收逆过程的方式辐射出电磁波. 显然, 相干尾场辐射的谐波最高级数受限于等离子体振

动的本征频率, 即受到等离子体密度的影响.

当 $a_0 \geq 1$ 时, 相对论振荡镜机制在高次谐波的产生过程中占主导地位^[28–34]. 在这种情况下, 等离子体表面的电子团簇以相对论速度做振荡, 并像一面镜子一样反射入射的激光脉冲. 由于该镜子以相对论速度振荡, 反射光将伴随着显著的多普勒频移. Baeva, Gordienko, Pukhov 等理论提出了反射光强度和谐波级数之间的幂律关系 $I \propto n^{-8/3}$, 其截止频率与相对论因子有关 $\omega_r \propto \gamma^3$. 该模型假设等离子体中存在一个明显反射点, 电磁场可以被等效地认为是在该点处发生了全反射, 明显反射点边界条件是相对论振荡镜理论模型的基础. 后续的实验证实了该理论模型的预言^[35,36].

相干尾场辐射模型和相对论振荡镜模型还不足以解释激光与等离子体作用产生高次谐波过程中的全部现象. 研究发现, 在 $a_0 \gg 1$ 时辐射出的阿秒脉冲的强度会超过入射激光脉冲强度, 显然这不是激光被等离子体反射能够解释的. 同时这在理论上也意味着相对论振荡镜模型中的边界条件“明显反射点”假设失效了. Brügge 和 Pukhov^[37] 提出了一种新的理论模型来解释以上现象, 称为相干同步辐射. 其物理机理如下: 当相对论强度的激光入射至等离子体时, 真空-等离子体界面处的电子会在电场作用下周期性地形成高密度电子团簇, 并被迅速加速至接近光速, 同时在激光横向场的作用下获得横向加速度. 这样一团纵向速度接近光速, 并具有横向速度变化的超密纳米电子片能够产生强烈的同步辐射. Brügge 和 Pukhov 的模型指出, 相干同步辐射的辐射频谱是以 $-4/3$ 或 $-6/5$ (取决于横向电流在稳相点的泰勒展开结果) 的幂律衰减的, 辐射的截止频率由电子纳米团簇的相对论因子决定. 相比相对论振荡镜机制的 $-8/3$ 幂律衰减辐射频谱, 相干同步辐射幂律谱衰减得更为平缓. 根据傅里叶合成阿秒脉冲的原理, 更宽的频谱对应着时域上更窄的脉冲. 因此有望通过相干同步辐射机制获得强度更高、脉宽更窄的阿秒脉冲^[38–40].

激光和等离子体的作用过程是高度非线性的, 电子既有可能获得加速, 也有可能被减速. 因此电子也可以在减速过程中通过韧致辐射的方式辐射出阿秒脉冲. 文献^[41]发现, 波破发生以后电子的纵向动量迅速减小, 这时韧致辐射在电子的辐射过程中起主导作用. 这里对电子起减速作用的是电荷分离产生的静电场.

当强激光与固体密度等离子体作用时, 线偏振激光的有质动力正比于 $[1 - \cos(2\omega_0 t)]$. 有质动力驱动靶表面或者相对论电子片做相对论振荡, 其振荡频率是激光脉冲频率的 2 倍. 因此, 每半个激光周期就会产生一个纳米电子团簇, 相应地辐射出一个阿秒脉冲, 得到的是一个阿秒脉冲串. 但是, 一个孤立的阿秒脉冲对于泵浦探测技术等应用来说是必要的. 另外, 一个孤立的半周期阿秒脉冲在原子、分子、固体中的电子动力学的不对称操作探测中有重要应用. 基于高次谐波合成阿秒脉冲的原理, 在进行滤波时需要进行低频截断, 而高次谐波中低频成份的能量占比较大, 滤波会造成较大的能量损失. 那么, 不需要滤波而直接产生阿秒脉冲的机制是非常值得研究的. 因此本文的第 2 节重点讨论强激光与固体密度等离子体作用产生大振幅孤立阿秒脉冲的研究进展, 对其中几个代表性的物理机理进行详细的分析和讨论. 第 3 节着重讨论直接产生相对论强度的半周期阿秒脉冲的物理机理. 第 4 节给出向透射方向加速的相对论电子片形成的物理模型. 第 5 节进行总结和讨论.

2 孤立阿秒脉冲产生的物理机理

2.1 孤立阿秒脉冲产生的偏振门机制

偏振门机制首先是在研究激光与气体靶作用

产生孤立阿秒脉冲时提出的^[42-44], 后来又发展了干涉偏振门方案^[45,46]. Baeva 等^[47]的先驱性研究工作表明, 偏振门机制对超强激光与固体密度等离子体作用产生高次谐波的控制也同样有效. Yeung 等^[48]第一次在实验上直接证实了相干同步辐射机制中入射激光的椭偏度和高次谐波强度的关系. 如图 1 所示, 当入射激光的强度不变而椭偏度逐渐增大时, 透射方向高次谐波的产生将会受到极其显著的抑制. 当驱动激光是圆偏振时, 高次谐波几乎被完全抑制.

这里简要介绍高次谐波效率随椭偏度的增加而降低的物理机理. 当超强激光垂直作用于固体密度等离子体表面时, 电子受到垂直于靶表面的力主要是 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, 该力的振荡分量也主要来自于 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$. 由于圆偏振激光强度包络是慢变的, 所以不论是振幅还是力的方向在一个激光周期内都是恒定的, 这会导致电子缺乏纵向上的振荡运动, 从而无法形成纳米电子团簇, 因此相干同步辐射被抑制. 同样地, 在相对论振荡镜机制中, 圆偏振激光正入射情况下的高次谐波辐射也几乎完全被抑制^[30]. 因而, 不论是相干同步辐射机制, 还是相对论振荡机制, 都可以通过控制入射激光脉冲的偏振态, 来控制高次谐波的辐射强度^[49,50].

如果能够控制驱动激光脉冲的偏振态, 使之仅在单个周期内呈现线偏振, 而在其余时间均为圆偏

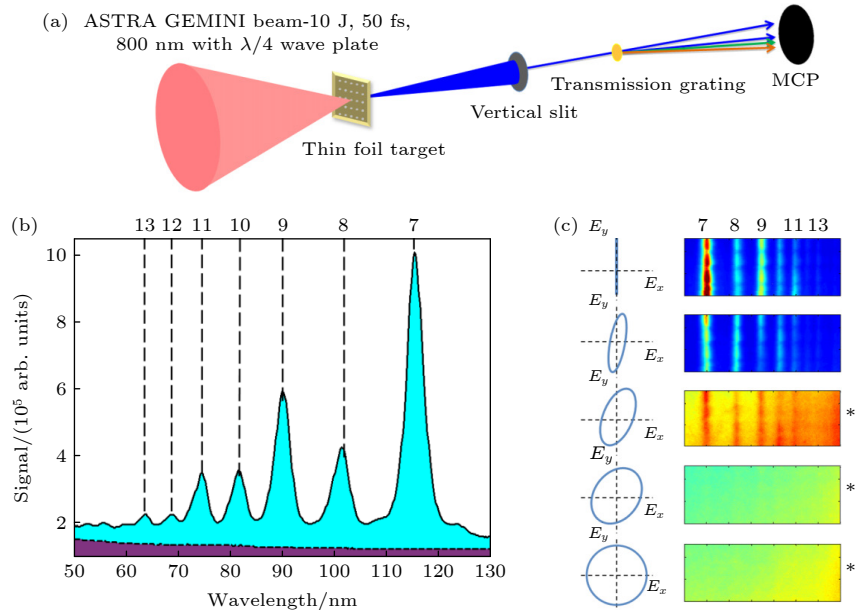


图 1 (a) 实验装置示意图; (b), (c) 高次谐波辐射强度随椭偏度的变化趋势^[48]

Fig. 1. (a) Sketch of the experimental setup; (b), (c) high-order harmonic generation varies with the ellipticity of the driven laser pulse reported in Ref. [48].

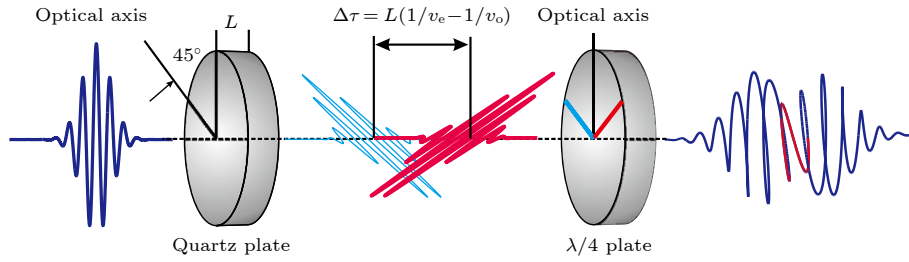


图 2 由两块双折射晶体组成的时变椭圆度脉冲产生方案^[51]

Fig. 2. Scheme for generating a pulse with time-varying ellipticity with quartz plate and $\lambda/4$ plate^[51].

振, 就可以实现仅在激光脉冲呈现线偏振态的周期内产生阿秒脉冲. 这就是孤立阿秒脉冲产生的偏振门机制. 下面较为详细地介绍一种偏振门方案. 该方案直接利用一对双折射晶体实现偏振态的控制^[51]. 如图 2 所示, 第一个双折射晶体的光轴方向与激光的线偏振方向夹角为 45° . 当线偏振激光通过第一个双折射晶体后分解成寻常光 (o 光) 和非寻常光 (e 光). 让第一个双折射晶体的厚度取某些特殊值, 以使得 o 光和 e 光的相位差为 $(2n + 1)\pi/2$, 即第一个双折射晶体是 n 阶四分之一波片. 由于 o 光和 e 光在双折射晶体中的速度不一样, 在通过第一个晶体后二者之间有了一个时间延迟 $\delta t = L/v_e - L/v_o$, 其中 v_o 和 v_e 分别是 o 光和 e 光的速度, L 是第一个晶体的厚度. 第二块晶体是一个 0 阶的四分之一波片, 它的光轴方向在 o 光和 e 光的偏振方向之间, 与 o 光和 e 光的夹角都是 45° . 当 o 光和 e 光穿过第二个双折射晶体后, 都变成了圆偏振光, 但是二者的重叠部分则变成线偏振光. 显然线偏振部分脉冲持续时间主要取决于第一块双折射晶体的厚度.

Yeung 等^[52] 提出了另一种新颖的偏振门方案来控制相对论强度激光的偏振状态, 并将其成功应用在了相对论振荡镜机制上, 其物理机理如图 3 所示: 两束非共线但平行传播的具有一定时间延迟的线偏振激光脉冲, 通过具有两个正交光轴的四分之一波片后, 分别变成了具有一定时间延迟的左旋圆偏振光和右旋圆偏振光, 它们在聚焦以后会在一定的空间和时间上重叠, 在重叠的时间段里变成了线偏振光. 实验证实了这种偏振门的方案对谐波谱的控制是有效的, 如果采用更短的激光脉冲有可能得到单个孤立的阿秒脉冲.

但是最近的研究表明, 在某些特定的靶条件下圆偏振激光并不总是抑制高次谐波的产生, 用低对比度的圆偏振激光压缩具有较长预等离子体的靶

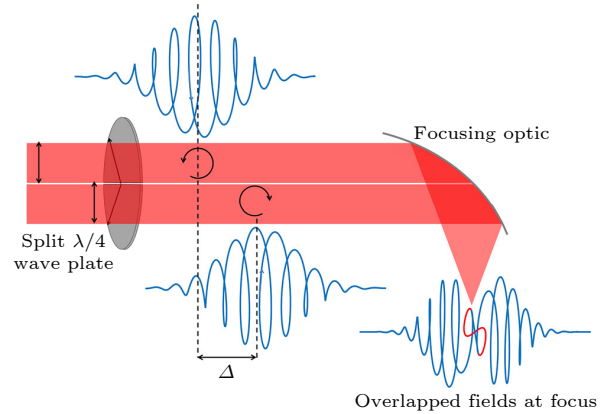


图 3 非共线偏振门控方案示意图. 具有正交光轴的四分之一波片将两个具有时间延迟的线偏振激光脉冲分别转换为左旋和右旋圆偏振激光脉冲. 这些脉冲在焦点处的重叠部分形成线偏振光^[52]

Fig. 3. Sketch of the noncollinear polarization gating method. A split quarter wave plate with orthogonal optical axes converts two delayed linearly polarized half beam pulses into left and right circularly polarized pulses. These pulses overlap at focus and create a linear gate^[52].

可以增强等离子体谐波的辐射^[53]. 激光脉冲斜入射时的高次谐波产生效率与椭圆度的依赖关系与垂直入射时的情况也是相反的. 考虑两个振幅相同、偏振方向正交的线偏振激光脉冲, 椭圆度定义为 $\varepsilon = \tan(\phi/2)$, 其中 ϕ 是两个偏振正交的激光脉冲的相位差. 当相位差为 π 的整数倍时, 合成脉冲的椭圆度为 0, 当相位差为 $\pi/2$ 时, 合成脉冲的椭圆度为 1. 模拟结果显示, 在斜入射情况下, 椭圆度越高电子纳米团簇越容易形成, 电子的相空间分布越规律^[54]. 如图 4 所示, 尽管斜入射情况下不同波段的谐波效率的最小值对应的椭圆度有所不同, 但是谐波效率在椭圆度为 1 时都达到最大值, 而且其最小值和最大值可以差三个数量级. 因此在斜入射情况下, 也可以通过偏振门方案产生一个孤立的阿秒脉冲. 与正入射情况不同, 在斜入射情况下一束线偏振激光通过一个四分之一波片之后就可以实现偏振门方

案. 偏振方向与光轴的夹角为 45° , 产生的 o 光和 e 光在交叠部分合成圆偏振, 这就形成了线偏振-圆偏振-线偏振的脉冲, 当该脉冲斜入射等离子体时, 可以只在圆偏振部分产生一个孤立的阿秒脉冲^[54].

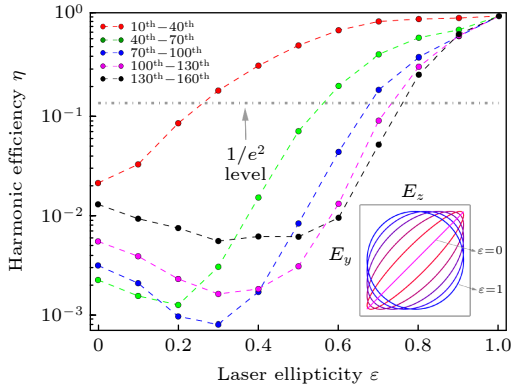


图 4 在不同谐波波段内, 谐波产生效率与驱动激光椭圆偏度的关系^[54]

Fig. 4. Harmonic generation efficiency varies with the driving laser ellipticity for different harmonic ranges^[54].

2.2 双色激光驱动产生孤立阿秒脉冲机制

双色激光脉冲的组合可以提高阿秒脉冲的品质. 通过调节双色激光脉冲的相位差、能量占比、偏振方向、脉宽等参数可以优化阿秒脉冲的强度和孤立性, 其规律在气体靶^[55-65]及固体靶^[66-68]中都进行了大量的研究. 当双色激光脉冲与固体密度等离子体作用时, 即便是加入少量的倍频光, 阿秒脉冲的强度与只有基频激光时相比也可以增加 10 倍以上^[68].

最近的研究表明, 基频激光与倍频激光组合的驱动脉冲与纳米薄膜靶作用可以产生一个孤立的阿秒脉冲^[69]. 这种双色激光脉冲产生孤立阿秒脉冲的机制很大程度上取决于它的独特波形. 如图 5 所示, 在相位差为 π 的情况下, 双色激光脉冲强度具有强弱交替的波形. 在强周期中, 脉冲波形变得更陡峭, 上升和下降都更快. 而在弱周期中, 在大约 0.4 个周期的时间段内, 脉冲的强度接近不变. 当激光的弱周期部分与靶相互作用时, 有质动力较小, 电子并没有被整体推出靶外, 所以无法形成致密的相对论电子片. 而当强周期激光与靶相互作用时, 由于有质动力较大, 几乎把所有电子都推出靶外, 所以整个电子团簇感受到的离子施加的静电场力几乎是相同的, 但是激光的有质动力是指数衰减的, 因此整个电子团簇后沿的电子比前沿的电子感

受的合力大, 当后沿电子赶上前沿电子时, 整个电子团簇被压缩成致密的相对论电子片. 因此, 只有在这个强周期内, 才能形成致密的相对论纳米电子片, 以同步辐射方式辐射出一个孤立的阿秒脉冲.

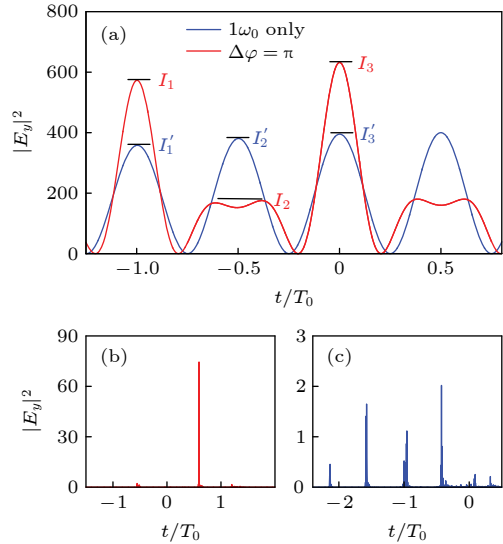


图 5 (a) 单色和双色驱动激光脉冲的波形; (b) 单色和 (c) 双色驱动激光脉冲两种情况下产生的阿秒脉冲对比^[69]

Fig. 5. (a) Temporal intensity of one color and two color laser pulses; (b), (c) generated attosecond pulses for two cases^[69].

2.3 基于灯塔机制的阿秒脉冲产生方案

孤立阿秒脉冲除了以上在时间上分离的方案, 还可以在空间上进行分离. 飞秒激光脉冲波前具有时空耦合特性, 也就是脉冲的空间分布将随时间变化, 其中比较具有代表性的时空耦合是波前旋转. 在啁啾脉冲放大技术中, 如果光栅不能保证严格平行, 产生的强激光脉冲就会发生脉冲前沿倾斜, 其物理机理如图 6 所示^[70]. 由于入射角和衍射角不相等, 脉冲中光线的光程随横向坐标的变化而变化, 脉冲前沿和波前不再重合 (如图 6(a) 所示), 因此脉冲中电场最大值所形成的直线相对波前是倾斜的 (如图 6(b) 所示). 这种带有脉冲前沿倾斜的激光脉冲聚焦以后具有空间啁啾特点 (如图 6(c) 所示). 对空间进行傅里叶变换以后, 波前方向随时间是旋转变化的 (如图 6(d) 所示). 如果给定了脉宽 τ 和发散角 θ , 那么波前旋转的最大速度为 $\theta/2\tau$. 可以做如下理解: 脉冲的光线大约扫过的最大角度为发散角 θ , 而所需的最短时间是激光的脉宽 τ . 因此发散角越大, 脉宽越短, 飞秒激光脉冲波前旋转的速度就越大.

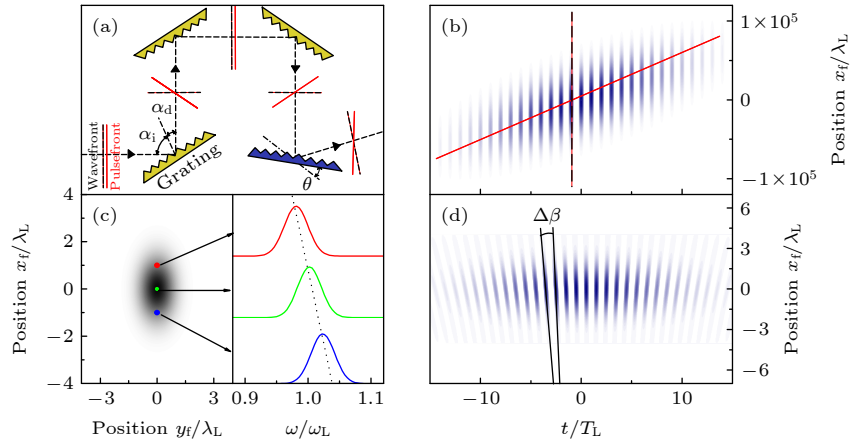


图 6 飞秒激光的脉冲前沿倾斜和波前旋转的物理机理示意图^[70]

Fig. 6. Pulse-front tilt and wave-front rotation in the chirped-pulse-amplification laser^[70].

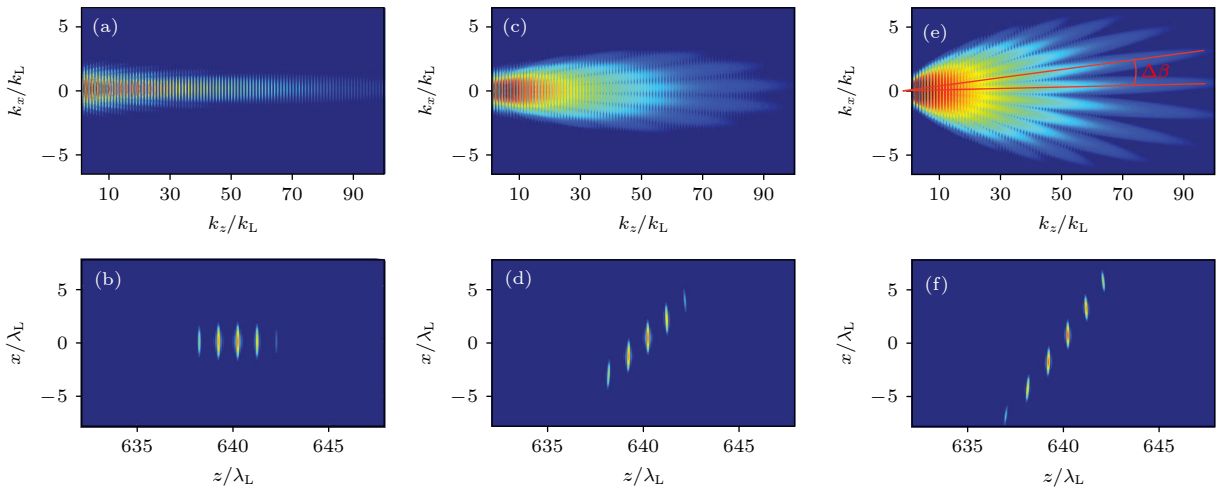


图 7 相对论振荡镜模型下, 不同波前旋转角速度对应的阿秒脉冲空间分离效果^[70]

Fig. 7. Results of the relativistic oscillating mirror model for the attosecond lighthouse effect with different rotation velocity^[70].

虽然这种波前旋转对强场物理来说是需极力避免的效应, 但是具有适度波前旋转的激光脉冲可以产生不同散射角的阿秒脉冲, 而且在每一个特定的角度上都只有一个孤立的阿秒脉冲, 这就是孤立阿秒脉冲产生的灯塔机制. 这种灯塔方案产生孤立阿秒脉冲的机制可以在相对论振荡镜机制中实现^[70-72]. 图 7 所示的研究结果表明, 波前旋转速度越大, 阿秒脉冲在空间不同的角度上分离得越好^[70]. 图 7 第一行表示旋转速度为 0, 这时阿秒脉冲在角度上没有分开; 第二行表示旋转角速度为最大值一半的情况, 阿秒脉冲在角度上开始分开; 第三行表示最大旋转角速度的情况, 阿秒脉冲在角度上完全分开了, 而且在激光脉冲入射方向上得到了强度最高的孤立阿秒脉冲, 显然这非常有利于实验的操作. 对基于阿秒脉冲泵浦和阿秒脉冲探测

的方案来说, 这是非常简单有效的孤立阿秒脉冲产生方案.

2.4 基于双靶的孤立阿秒脉冲产生方案

强激光与双靶作用的研究在相干同步辐射、相干汤姆逊散射、康普顿散射等过程中具有重要的意义^[73,74]. 最近, 徐新荣等^[15]提出了基于双靶的孤立的阿秒脉冲产生的电容器靶机制. 如图 8 所示, 当激光脉冲与第一层超薄靶作用时, 把电子几乎完全推出形成相对论飞镜, 这个电子片穿过第二层靶以后就发散消失. 这个过程类似于电容器的充电过程, 使第一层靶带正电. 当从第一层靶透射的激光脉冲与第二层靶作用时, 通过有质动力和库仑力的共同作用, 可以从第二层靶形成一个向反射方向加速的相对论电子片. 当来自于第二层靶的电子片到

达第一层靶时, 相当于完成了放电过程, 辐射出一个孤立的阿秒脉冲.

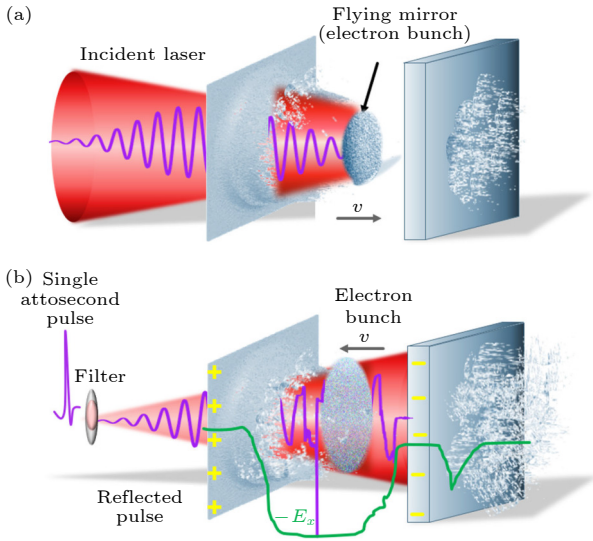


图 8 孤立阿秒脉冲产生的电容器靶方案 (a) 电容器靶的充电过程; (b) 电容器靶的放电过程^[15]

Fig. 8. Scheme of a single attosecond pulse generation by an intense laser irradiating a capacitor-nanofoil target: (a) Formation of relativistic flying electrons sheets from first target; (b) relativistic electron sheet from the second target for enhanced coherent synchrotron emission of attosecond pulse^[15].

3 孤立半周期阿秒脉冲产生的物理机理

半周期激光脉冲的电场矢量是单极性的, 可以对原子、固体中的电子进行非对称操纵或探测^[75–78]. 实验上已经得到了不同波段的半周期激光脉冲^[79–82]. 强激光与固体密度等离子体作用可以产生脉宽更短、强度更高的半周期阿秒脉冲. 本节将着重讨论强激光与固体密度等离子体作用产生半周期阿秒脉冲的几个重要的物理机理. 这几个机制的共同点是不需要滤波, 也不需要偏振门技术, 在透射方向可以直接得到半周期的阿秒脉冲, 避免了谐波能量在滤波过程中的损失.

3.1 基于双靶的半周期阿秒脉冲产生机制

少周期激光与双薄膜靶作用可以产生超强的半周期阿秒脉冲^[83], 其物理机理如图 9 所示. 当沿 z 方向偏振的强激光脉冲斜入射到第一层透明靶作用时, 由于激光的有质动力远大于电荷分离场的静电力, 可以把大部分电子推出靶外, 形成一个超薄

的相对论电子片 (图 9 中的绿色长方形表示从第一层靶推出的电子片). 当该相对论电子片和透射激光脉冲一起斜入射到第二个不透明靶上时, 激光脉冲被反射而相对论电子片继续穿透第二层靶. 在这个穿透过程中, 由于激光在第二层靶反射时产生了横向踢效应 (transverse kick), 所以相对论电子片获得了 y 方向的横向动量 $p_y = mctan\theta$, 其中 θ 是斜入射激光的入射角. 因此相对论电子片产生了一个横向电流 $J_y = -ev_y n_e$, 从而辐射出一个半周期的 p 偏振阿秒脉冲 (沿 y 方向偏振). 在电子片穿透第二层靶以后, 由于激光的振幅 a_z 为 0, 根据广义动量守恒, 电子的动量分量 p_z 也为 0. 可见第二层反射靶对转换电子的动量方向起到了至关重要的作用. 此后, 电子的横向动量方向不再改变, 因而辐射出一个半周期的阿秒脉冲.

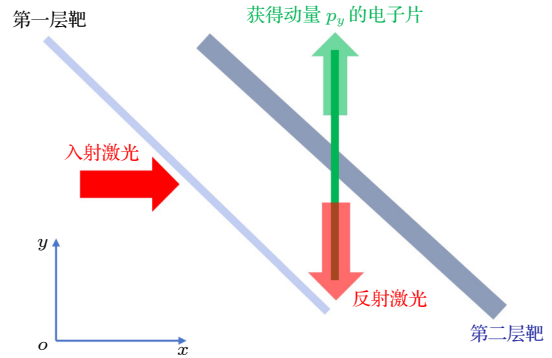


图 9 激光斜入射双靶产生阿秒脉冲方案示意图

Fig. 9. Scheme of attosecond pulse generation for the laser oblique irradiating double target.

3.2 长脉冲激光与三层靶作用产生半周期阿秒脉冲

3.1 节介绍的双靶机制辐射阿秒脉冲的过程本质上是相干同步辐射机制, 激光脉冲在第二层靶被反射时产生的瞬时横向反作用效应是该双靶机制的关键^[83], 该效应后来被实验所证实^[84]. 该实验和上述理论工作的区别在于实验中的电子片是由两个靶之间的稀薄等离子体产生的. 因为理论工作^[83]要求的脉宽为 3 个周期, 强度超过 10^{19} W/cm², 对比度超过 10^{10} 等激光脉冲条件超出了该实验室激光器的性能, 所以在实验中采用了三层靶方案, 即在两层固体靶之间充满稀薄等离子体^[84]. 实验中第一个靶的作用是对入射激光脉冲上升沿进行整形, 使其上升沿变得非常陡峭. 当具有陡峭上升沿的脉冲与

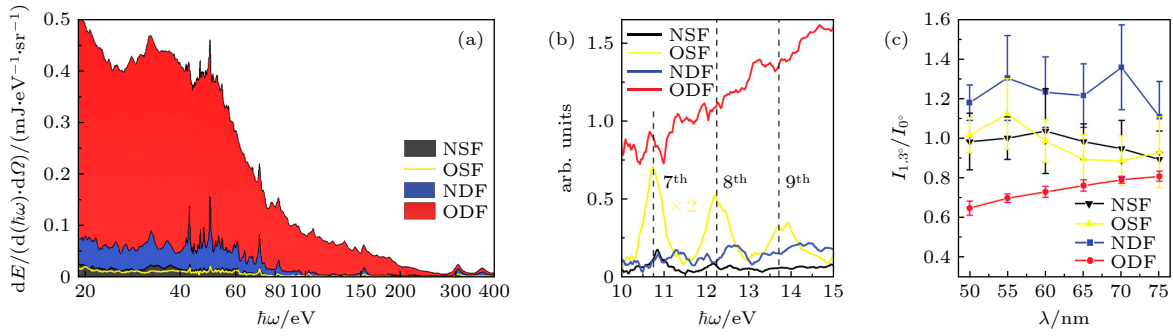


图 10 (a) 实验测得辐射谱, NSF 表示正入射单靶, OSF 表示斜入射单靶, NDF 表示正入射双靶, ODF 表示斜入射双靶; (b) 用厚度为 50 nm 的铝膜进行滤波的谱, 这里只给出了不同靶条件下相对振幅的大小; (c) 离轴与轴上的谐波强度之比, 用 50 nm 斜入射单靶的数据进行了归一化^[84]

Fig. 10. (a) Experimental spectra in the range of 18–400 eV. (b) Spectra are recorded behind a 50 nm Al filter without calibration. They give only relative amplitudes for different target geometry, but not the actual shape of the spectra. (c) Ratio of off-axis to on-axis intensity, normalized to the case of OSF at 50 nm^[84].

双靶之间的稀薄等离子体相互作用时, 产生了相对论电子片. 激光脉冲和这个相对论电子片到达第二层靶以后, 接下来发生的物理过程和理论研究的过程完全一样. 如图 10 所示, 实验比较了单靶、双靶、正入射、斜入射等情况下谐波辐射强度的区别, 结果证明斜入射双靶的谐波强度是最大的, 而正入射时谐波辐射效率非常低, 与理论研究结论一致^[84].

3.3 基于气体靶与固体靶组合的半周期阿秒脉冲

与激光斜入射双靶类似, 激光与气体靶与固体靶组合作用方案也能产生半周期阿秒脉冲. 如图 11 所示, 在两个特殊设计的气体靶室中间倾斜放置了一个平面薄膜靶^[85]. p 偏振的长脉冲激光 (沿 y 方向线偏振激光) 首先与气体靶作用, 激光脉冲前沿经过与稀薄等离子体相互作用后获得陡峭的上升沿, 使得入射的长周期激光脉冲演变为接近阶跃波形的脉冲. 该陡峭的上升沿在稀薄等离子体中可以产生一个超薄的相对论电子片. 该电子片的形成依赖于激光脉冲在第一个气体靶室内的演化和激光脉冲初始的高强度. 该相对论电子片继续向前运动, 当它穿过斜放的平面薄膜靶时, 辐射出一个半周期的阿秒脉冲. 在激光传播方向与薄膜靶的夹角为 45° 的情况下, 相对论电子片的横向动量将从 $P_y/m_e c \sim a$ 降低到 $P_y/m_e c \sim \tan\theta$. 电子的纵向动量有明显的增加. 与前述激光斜入射双靶不同的是^[83,84], 阿秒脉冲也是 p 偏振的. 该阿秒脉冲具有相位稳定、高度准直等品质, 还有非常大的横向尺度, 因此它的峰值功率可以达到 2.1 TW, 脉冲总能量为 0.6 mJ, 相当于入射激光脉冲总能量的 3.3×10^{-5} 倍. 薄膜靶右侧的气体靶室用来探测阿秒脉冲.

量为 0.6 mJ, 相当于入射激光脉冲总能量的 3.3×10^{-5} 倍. 薄膜靶右侧的气体靶室用来探测阿秒脉冲.

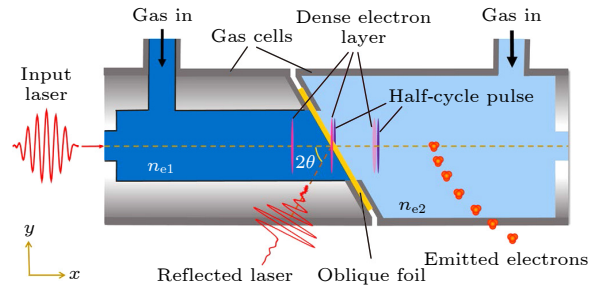


图 11 多周期激光入射气体-固体组合靶产生半周期阿秒脉冲机制^[85]

Fig. 11. Scheme of half-cycle attosecond pulse emission and detection for relativistic multi-cycle laser pulse irradiating gas-foil target^[85].

3.4 半周期阿秒脉冲的级联辐射机制

单周期激光与临界密度等离子体相互作用的规律与长脉冲激光的情况有所不同, 因为它只有一个周期, 所以一般只能产生两个相对论电子片. 第一个电子片产生的第一个阿秒脉冲作用在第二个电子片上辐射出第二个阿秒脉冲, 这就是半周期阿秒脉冲产生的级联辐射机制^[86]. 如图 12 所示, 当单周期激光正入射等离子体时, 在前半个周期电子被激光的有质动力推向等离子体内部, 形成电子的堆积 (如图 12(a) 所示), 然后又被电荷分离场拉回来形成了高密度的相对论电子片 (称为电子片 I). 相对论电子片 I 以同步辐射方式辐射出第一个阿秒脉冲 (如图 12(b) 所示). 当电子片 I 向反射方向运动到等离子体的左边界时, 电荷分离场将改变方

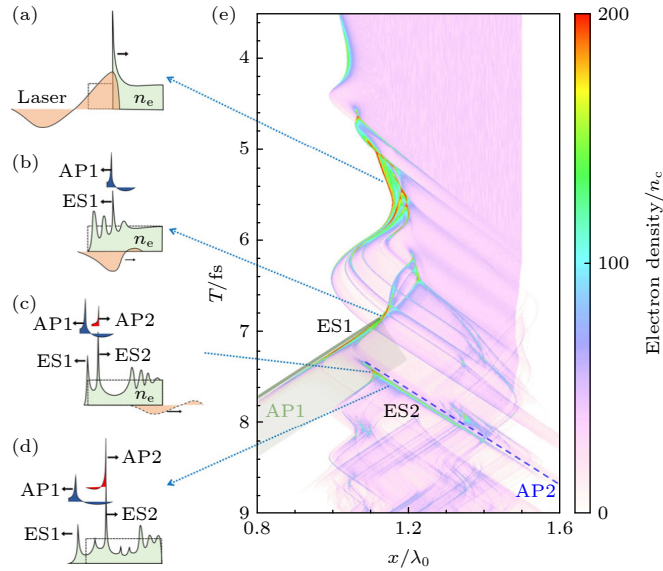


图 12 半周期阿秒脉冲的产生机制 (a)–(d) 电子片的形成过程及相应的阿秒脉冲辐射的级联过程; (e) 电子密度的时空演化图^[86]
 Fig. 12. Generation mechanism of a sub-10 as half-cycle pulse: (a)–(d) Formation of the electron sheets and the attosecond pulse generation step by step; (e) spatial-temporal evolution of the electron density^[86].

向, 这导致电子片 I 右侧那些较为弥散的电子改变方向, 向等离子体内部加速, 形成了第二个相对论电子片 (称为电子片 II)(如图 12(c) 所示). 在电子片 I 产生的阿秒脉冲的拖尾的作用下, 第二个电子片辐射出第二个阿秒脉冲 (如图 12(d) 所示). 因为第二个阿秒脉冲是在第一个阿秒脉冲的级联作用下产生的, 因此具有更强的高频成分, 使得第二个阿秒脉冲脉宽可以到 10 as 以下. 另外, 由于拖尾场的方向是恒定的而且时间极短, 因此电子片 II 辐射出一个半周期阿秒脉冲^[86].

电子片 I 和电子片 II 有时被分别称为主电子片和次级电子片. 次级电子片是向透射方向加速运动的, 它的存在是比较普遍的. 如果是多周期的强激光与等离子体相互作用, 如前所述会产生阿秒脉冲串. 阿秒脉冲串中的每个脉冲都包含有两个主要的频率成分: 高频成分的亚脉冲由主电子片产生, 低频成分的亚脉冲由次级电子片产生. 两个亚脉冲之间的时间间隔是 130 as^[87]. 因此如何分离两个电子片, 使得它们产生的脉冲在时间上能有足够的延迟, 是产生脉宽低于 10 as 的关键. 在前述的单周期驱动激光条件下做到了这一点, 使主电子片和次级电子片分别向反射方向和透射方向运动, 它们辐射的阿秒脉冲在空间和时间上也完全分开了^[86].

3.5 基于微结构靶的半周期阿秒脉冲

特殊的微结构靶也可以产生半周期阿秒脉冲.

微结构靶结构如图 13 所示. 第一层厚度为 2 nm, 密度为 $950n_c$; 第二层厚度为 250 nm, 密度为 $50n_c$; 第三层厚度为 30 nm, 密度为 $150n_c$, 其中 n_c 是等离子体的临界密度. 双色激光脉冲的归一化振幅分别为 $a_{01} = 40.0$ 和 $a_{02} = 44.4$. 相应的光强分别为 $3.42 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ 及 $4.22 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$. 这些参数是通过粒子模拟得到的最佳值, 实际上这些参数在相当大的区间内, 该机制都是非常有效的^[88].

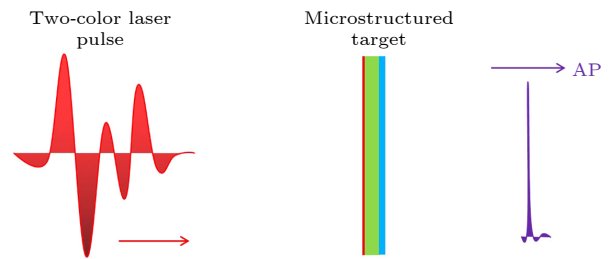


图 13 强激光与三层微结构靶作用产生阿秒脉冲的示意图^[88]

Fig. 13. Schematic of an attosecond pulse (AP) generated by the interaction of intense laser pulse with a microstructured foil^[88].

当强激光脉冲垂直入射该微结构靶时, 主要产生了三个相对论电子片 (见图 14)^[88]. 电子片 A 来自第一层靶, 电子片 B 和 C 来自第二层靶. 虽然阿秒脉冲是由来自第二层的电子片 B 辐射的, 但是第一层靶的存在起到了至关重要的作用, 主要体现在以下几个方面: a) 高密度的第一层靶提供了非

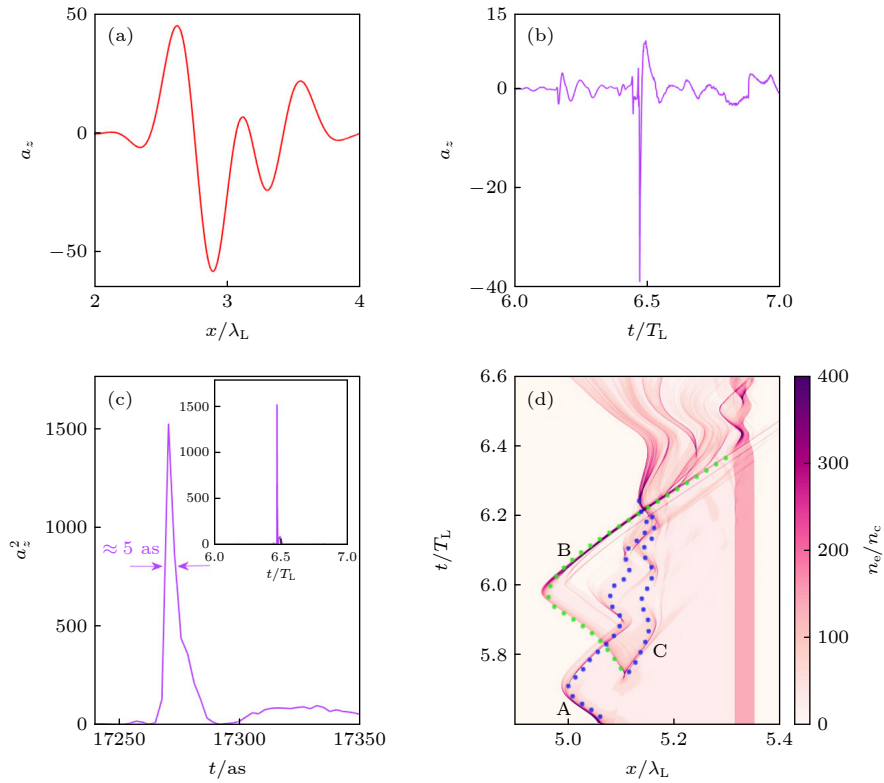


图 14 (a) 双色激光合成脉冲的波形; (b) 透射方向产生的半周期阿秒脉冲的电场波形; (c) 阿秒脉冲强度分布波形, 脉宽为 5 as; (d) 电子数密度的时空演化过程. 图中电子片 B 用绿色点线标出, 电子片 A 和 C 用蓝色点线标出^[88]

Fig. 14. (a) Spatial profile of normalized electric field of the driving two-color laser pulses; (b) normalized electric field of an attosecond pulse in transmission direction; (c) attosecond pulse has a FWHM of about 5 as; (d) spatiotemporal evolution of the normalized electron number density. The trajectory of electron sheet B is marked by a green dotted line and the trajectory of electron sheets A and C are represented by blue dotted lines^[88].

常强的库仑场, 避免了电子片 B 中部分电子逃逸, 保存了其大电量的特点, 从而可以辐射出强度高达 10^{21} W/cm² 的阿秒脉冲; b) 电子片 A 和 C 在和电子片 B 相遇以后向反射方向加速运动, 这就提供了电荷补偿效应, 使得电子片 B 可以被持续加速到超相对论速度, 因此电子片 B 的相干同步辐射谱更加平缓 ($\omega^{-8/7}$), 高频成分的占比更大; c) 由于高密度第一层靶的存在, 其产生的超强静电场把电子片 A 和 C 向反射方向加速, 保证了只有一个电子片对透射阿秒脉冲辐射有贡献, 因此可以得到一个孤立的半周期阿秒脉冲.

3.6 基于三色激光脉冲驱动的半周期阿秒脉冲

三色激光脉冲与薄膜固体靶作用可直接产生半周期阿秒脉冲^[16]. 三色激光脉冲的独特波形是辐射孤立阿秒脉冲的关键. 如图 15(b) 所示, 除了在三色激光脉冲的上升沿和下降沿中非常弱的周

期外, 还有一个比基频激光脉冲上升和下降更快的大振幅振荡周期. 当图 15(b) 中蓝色点线标记的三色激光脉冲的最强振荡周期与靶体相互作用时, 经过两次大振幅的相对论锯齿形振荡后, 这些电子在洛伦兹力和库仑力的共同作用下自组织形成致密纳米电子片 A. 但是在透射方向产生阿秒脉冲的并不是纳米电子片 A. 从图 15(a) 所示的纳米电子片 A 的结构来看, 在 A 的右侧有一些分布相对弥散电子, 由于这部分电子纵向动量较小, 在洛伦兹力的作用下改变原有的运动轨迹, 朝靶后方向运动并会聚成为另一个纳米电子片 B. 而电子片 A 恰好相反, 在激光有质动力的作用下, 又开始向反射方向运动, 并在空间上发散直至消失. 因此, 最终只有一个电子片 B 对透射方向的阿秒脉冲辐射有贡献, 可以辐射出一个孤立的半周期阿秒脉冲. 如图 15(c) 所示, 该机制产生了一个超高振幅的半周期阿秒脉冲, 其光强可以达到 8.2×10^{22} W/cm², 脉宽可以低至 3.5 as.

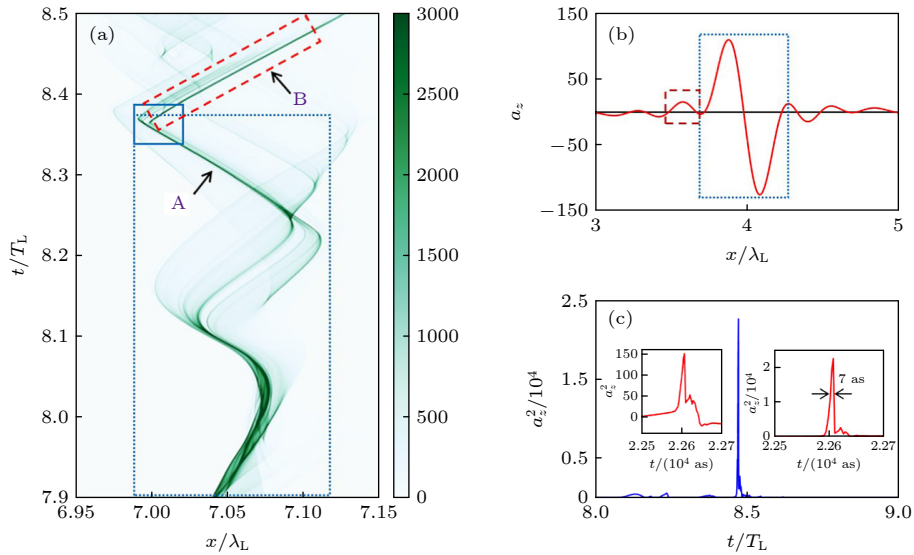


图 15 (a) 电子密度的时空演化图; (b) 三色激光合成脉冲的波形; (c) 产生的半周期阿秒脉冲, 脉宽为 7 as^[16]

Fig. 15. (a) Spatiotemporal evolution of the normalized electron number density; (b) waveform of the normalized electric field from the three-color laser pulses before it interacts with the foil; (c) generated half-cycle attosecond pulse in the transmission direction. The left inset shows a unipolar profile and the right inset shows a close-up of the attosecond pulse having a FWHM of about 7 as^[16].

3.7 半周期阿秒脉冲的实验可行性、标定测量、及应用前景

下面简要地讨论以上半周期阿秒脉冲方案的可行性. 从以上几种半周期阿秒脉冲的产生机制来看, 少周期激光是非常有利于半周期阿秒脉冲辐射的^[16,83,86,88]. 如果是长脉冲激光, 则需要对脉冲前沿进行整形, 以获得足够陡峭的上升沿^[84,85]. 得益于光学参量啁啾脉冲放大技术以及等离子体技术的发展, 激光的对比度大于 10^{10} . 另一方面, 薄膜压缩技术也有可能产生脉宽为 2 fs 的近单周期激光^[89]. 随着激光技术的进一步发展, 有望能满足以上几个机制中对激光技术的要求. 另一个规律是, 在透射方向获得了半周期阿秒脉冲. 在反射方向一般得不到半周期阿秒脉冲, 这是因为激光对它的横向扰动方向不是恒定的, 而且在向反射方向加速运动时对反射驱动激光也难以避免产生多普勒效应. 所以上面讨论的几个机制大多青睐于少周期激光辐照薄膜靶. 类金刚石靶 (diamondlike carbon, DLC) 的相关技术可以实现 3 nm 及以上厚度的薄膜靶制备, 结合离子刻蚀方法, 基本能够实现以上几种机制所需靶的密度和厚度^[90,91].

利用阿秒脉冲进行超快过程的时间分辨测量的前提是阿秒脉冲本身的脉宽必须首先确定下来. 如果系统的响应时间比脉冲的宽度小, 泵浦探测

的自相关技术可以用来确定脉冲的宽度. 光学自相关技术一般基于双光子过程, 而双光子相互作用截面随光子能量的提高而降低. 因此自相关测量技术一般适用于 10 eV 以下的光子阿秒脉冲宽度的测量^[92].

从上面讨论的几个半周期阿秒脉冲辐射机制来看, 脉宽可以达到 10 as 以下, 脉冲中心频率对应的光子能量一般都大于 10 eV. 因此光学自相关技术不适合用来标定这种超短脉冲. 这里简要介绍一种全光学的测量技术, 该技术类似于条纹相机中电子条纹的概念, 可以用来直接表征这种超短的阿秒脉冲^[42,93]. 这种全光学的测量技术的优点是系统可以响应阿秒脉冲的快速振荡的电场, 而不仅仅是响应脉冲的包络. 其原理是通过几乎瞬时的光发射过程, 把被测量的阿秒脉冲转换成自由电子, 这些自由电子可以是光电子或者俄歇电子. 在光电子发射的瞬间, 电子从光脉冲获得了动量. 考虑一个线偏振的光脉冲, 电子获得的动量平行于光矢量, 进而改变了电子的能量. 在不同的角度观测, 电子的能量分布是不一样的. 如果是在光矢量方向观测, 那么光脉冲的光矢量会使得电子能量增加或降低, 电子能量随时间的改变与光脉冲的光矢量随时间的变化是实时同步的. 在光脉冲的半个周期中, 电子能量从最小值扫到最大值. 这种时间到能量的映射是可以达到阿秒时间分辨率的^[94].

半周期电磁脉冲可以用来研究一维半导体量子线和超晶格、双量子点、半导体和石墨烯量子环中的自旋动力学^[76], 它可以对低维电子系统中电荷及其自旋动力学进行相干控制. 半周期阿秒脉冲可以在半导体的异质结处激发反转对称性破坏从而导致 Rashba 自旋-轨道相互作用^[95]. 半周期光脉冲还可以控制辐射特性, 而辐射光谱编码了电子系统及其动力学的某些信息, 通过辐射光谱可以探测小量子系统中超快过程的动力学. 半周期脉冲驱动量子系统 (如纳米结构) 发出的光具有新奇的性质, 比如可以在超快的时间尺度上控制辐射光的圆偏振度^[96].

4 相对论超密纳米电子片的形成机制

在阿秒脉冲的相干同步辐射机制中, 相对论纳米电子片的产生是至关重要的. 向反射方向加速运动的相对论电子片形成机制已经非常清楚了. 这里重点讨论向透射方向加速运动的电子片的形成机制和物理模型. 在研究三色激光脉冲与薄膜固体靶作用产生半周期阿秒脉冲的工作中, 本文作者建立了透射方向加速运动的相对论电子片形成的物理模型^[16]. 其他工作中透射相对论电子片的形成机制也可以借鉴该模型进行理解和讨论. 从数值模拟结果可以看出, 相对论振荡是向透射方向加速的电子片形成的主要机制. 激光等离子体动力学可由下面的动量方程来描述:

$$\frac{d(\gamma v_x)}{dt} = -2\pi(a_x - v_z B_y), \quad (1)$$

电场强度 a_x 、磁场强度 B_y 、速度 (v_x , v_z) 分别用 $m_e \omega_L c/e$, $m_e \omega_L/e$ 和 c 来进行归一化, 而时间 t 通过

λ_L/c 进行归一化. 其中 m_e 是电子质量, ω_L 是激光的圆频率, c 是真空中光速, λ_L 是激光的波长. 静电场可以写为

$$a_x(x(t), t) = 2\pi \int_{-\infty}^{x(t)} (Z_i n_{i0} - n_e(x', t)) dx', \quad (2)$$

式中 Z_i 代表的是离子的电荷数. 对未扰动离子数密度 n_{i0} 和电子数密度 n_e 都通过 n_c 进行了归一化. 其中空间坐标 x 通过 λ_L 进行归一化, 时间坐标 t 通过 T_L 进行归一化. 假设离子在少周期驱动激光脉冲的作用下保持静止, 那么静电场对时间的导数为

$$\frac{da_x(x(t), t)}{dt} = 2\pi \left[\frac{dx}{dt} (Z_i n_{i0} - n_e(x, t)) + \int_{-\infty}^{x(t)} \frac{\partial (Z_i n_{i0} - n_e(x', t))}{\partial t} dx' \right]. \quad (3)$$

在纳米电子片的形成过程中, 电子可以被视为流体, 满足流体的连续性方程

$$v_x n_e(x, t) + \int_{-\infty}^x \frac{\partial n_e(x', t)}{\partial t} dx' = 0. \quad (4)$$

经过化简, 得到了电子的相空间关系为

$$2\pi n_{e0} x^2(t) + \sqrt{1 + p_x(t)^2 + p_z^2} = \sqrt{1 + p_{x0}^2 + p_z^2}, \quad (5)$$

相空间关系给出了坐标 $x(t)$ 和动量 $p_x(t)$ 之间的函数关系. 对不同的初始条件 p_{x0} 和 p_z , 像空间和电子轨迹都依赖于初始条件. 假设横向激光磁场和电子的横向动量在纳米束形成过程中保持不变, 则可以得到电子片 B 在任意时刻的空间坐标为

$$x(t) = \int_0^t \frac{p_x(t')}{\sqrt{1 + p_x(t')^2 + p_z^2}} dt'. \quad (6)$$

方程 (6) 的数值解可以清楚地给出电子片的形成过程 (如图 16(a) 所示), 其中 4 个电子的初始条件为:

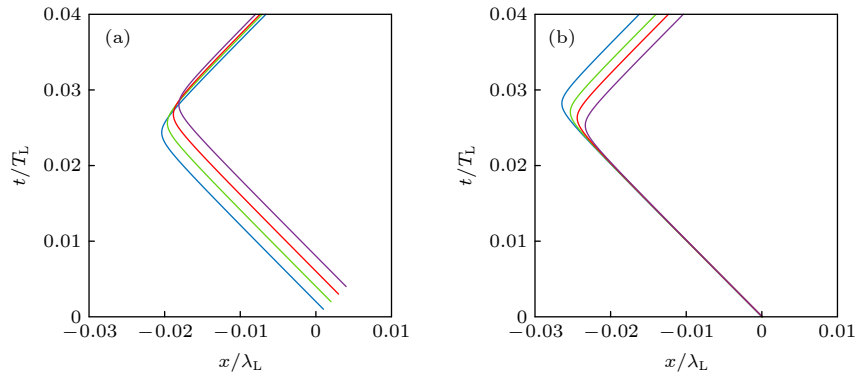


图 16 从理论模型得到的 $x-t$ 平面上的电子轨迹 (a) 电子片会聚的理论模型结果; (b) 电子片发散的理論模型结果^[16]

Fig. 16. Electron trajectory in the $x-t$ plane from the analytical model: (a) Nanobunching model for explaining the convergence mechanism of electrons; (b) model for explaining the divergence mechanism of electron nanobunch^[16].

$p_z = -2.5$, $p_x = -7.5, -7.6, -7.7, -7.8$, $dp_x/dt = 110, 109, 108, 107$. 图 16(b) 可用于解释电子纳米束的分散过程. 其中 4 个电子的初始条件为: $p_z = -4$, $p_x = -10, -9.5, -9, -8.5$, $dp_x/dt = 100, 102, 104, 106$. 这些初始条件来自于粒子模拟的结果 [16]. 造成电子片分散的主要原因是激光场对电子片 A 中不同空间位置电子的洛伦兹力和电子的纵向速度有很大的不同. 可以看出该理论模型与纳米电子束形成过程和分散过程的模拟结果符合较好.

5 结 论

强激光与固体密度等离子体相互作用产生的阿秒脉冲宽度可以短到 10 as 以下, 峰值功率可以到百太瓦量级, 光强可以达到 10^{22} W/cm² 甚至更高. 因此强激光和固体密度等离子体作用产生的阿秒脉冲可以满足泵浦探测技术的要求, 甚至有望产生光子能量达到兆电子伏量级的阿秒脉冲, 从而开启原子核内部阿秒物理过程的研究. 因此, 本文重点论述了强激光与固体靶作用产生孤立阿秒脉冲的几个重要机制, 包括偏振门机制、双色激光脉冲机制、灯塔机制、双靶机制等. 对每一种机制的物理原理进行了较为详细的讨论.

半周期阿秒脉冲的脉宽更短, 可以提高泵浦探测的时间分辨率. 另一方面, 半周期阿秒脉冲可以在半导体的异质结处激发反转对称性破坏, 还可以对低维电子系统中电荷及其自旋动力学进行相干控制. 因此本文又专门讨论了强激光与固体密度等离子体作用产生半周期阿秒脉冲的几个重要物理机制, 主要包括双薄膜靶机制、三层靶机制、气体靶与固体靶组合机制、级联辐射机制、特殊的微结构靶机制、三色激光脉冲驱动机制等. 通过高次谐波滤波合成阿秒脉冲时需要进行低频截断, 而高次谐波的能量主要集中在低频部分, 因此滤波会损失谐波的大部分能量. 这几个机制的共同点是不需要滤波即可在透射方向直接产生半周期的阿秒脉冲.

阿秒科学是未来几年最为重要的研究方向之一, 阿秒脉冲产生的新机制、新物理是阿秒科学不断向前发展的基础. 强激光与固体密度等离子体相互作用产生的阿秒脉冲是一种超高强度、超短脉宽 (阿秒乃至飞秒) 的极紫外或 X 射线相干光源, 对它的研究具有十分重要的意义.

参考文献

- [1] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann Ch, Reider G A, Milosevic N, Brabec T, Corkum P, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2001 *Nature* **414** 509
- [2] Krausz F, Ivanov M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163
- [3] Heissler P, Tzallas P, Mikhailova J M, Khrennikov K, Waldecker L, Krausz F, Karsch S, Charalambidis D, Tsakiris G D 2010 *New J. Phys.* **14** 043025
- [4] Wang Y, Liu Y, Wu C Y 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 234205 (in Chinese) [汪洋, 刘煜, 吴成印 2022 *物理学报* **71** 234205]
- [5] Xu Y D, Jiang W Y, Tong J H, Han L L, Zuo Z T, Xu L M, Gong X C, Wu J 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 233301 (in Chinese) [徐一丹, 姜雯昱, 童继红, 韩露露, 左子潭, 许理明, 宫晓春, 吴健 2022 *物理学报* **71** 233301]
- [6] Tu Q, Chen Y L, Liu K, Wang F, Zhang X F, Yang Y, Tang F M, Liao Q 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 113202 (in Chinese) [屠倩, 陈友龙, 刘凯, 王凤, 张晓凡, 杨溢, 唐富明, 廖青 2021 *物理学报* **70** 113202]
- [7] Tzallas P, Charalambidis D, Papadogiannis N A, Witte K, Tsakiris G D 2003 *Nature* **426** 267
- [8] Nabekawa Y, Shimizu T, Okino T, Furusawa K, Hasegawa H, Yamanouchi K, Midorikawa K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 153904
- [9] Takahashi E J, Lan P, Mücke O D, Nabekawa Y, Midorikawa K 2013 *Nat. Commun.* **4** 2691
- [10] Gauthier D, Guizar-Sicairos M, Ge X, Boutu W, Carré B, Fienup J R, Merdji H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 093901
- [11] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [12] Sansone G, Benedetti E, Calegari F, Vozzi C, Avaldi L, Flammini R, Poletto L, Villoresi P, Altucci C, Velotta R, Stagira S, De Silvestri S, Nisoli M 2006 *Science* **314** 443
- [13] Ferrari F, Calegari F, Lucchini M, Vozzi C, Stagira S, Sansone G, Nisoli M 2010 *Nat. Photonics* **4** 875
- [14] Hu S, Chen Z Y 2022 *Phys. Plasmas* **29** 013102
- [15] Xu X, Zhang Y, Zhang H, Lu H, Zhou W, Zhou C, Dromey B, Zhu S, Zepf M, He X, Qiao B 2020 *Optica* **7** 355
- [16] Pang R, Wang Y, Yan X, Eliasson B 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 024024
- [17] Gordienko S, Pukhov A, Shorokhov O, Baeva T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 115002
- [18] Chen Z Y, Pukhov A 2016 *Nat. Commun.* **7** 12515
- [19] Teubner U, Gibbon P 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 445
- [20] Thauray C, Quéré F, Geindre J P, Levy A, Ceccotti T, Monot P, Bougeard M, Réau F, d' Oliveira P, Audebert P, Marjoribanks R, Martin Ph 2007 *Nat. Phys.* **3** 424
- [21] Gao J, Ye D, Liu J, Kang W 2022 *Matter Radiat. Extremes* **7** 044403
- [22] Cai H P, Gao J, Li B Y, Liu F, Chen L M, Yuan X H, Chen M, Sheng Z M, Zhang J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 214205 (in Chinese) [蔡怀鹏, 高健, 李博原, 刘峰, 陈黎明, 远晓辉, 陈民, 盛政明, 张杰 2018 *物理学报* **67** 214205]
- [23] Xu X R, Zhong C L, Zhang Y, Liu F, Wang S Y, Tan F, Zhang Y X, Zhou W M, Qiao B 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 084206 (in Chinese) [徐新荣, 仲丛林, 张钰, 刘峰, 王少义, 谭放, 张玉雪, 周维民, 乔宾 2021 *物理学报* **70** 084206]
- [24] Liang Z, Shen B, Zhang X, Zhang L 2020 *Matter Radiat. Extremes* **5** 054401
- [25] Zhu X L, Chen M, Yu T P, Weng S M, He F, Sheng Z M 2019 *Matter Radiat. Extremes* **4** 014401
- [26] Brunel F 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 52
- [27] Quéré F, Thauray C, Monot P, Dobosz S, Martin Ph, Geindre J P, Audebert P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 125004

- [28] Bulanov S V, Naumova N M, Pegoraro F 1994 *Phys. Plasmas* **1** 745
- [29] Gibbon P 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 50
- [30] Lichters R, Meyer-ter-Vehn J, Pukhov A 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3425
- [31] Pukhov A 2006 *Nat. Phys.* **2** 439
- [32] Dollar F, Cummings P, Chvykov V, Willingale L, Vargas M, Yanovsky V, Zwick C, Maksimchuk A, Thomas A G R, Krushelnick K 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 175002
- [33] Kahaly S, Monchocé S, Vincenti H, Dzelzainis T, Dromey B, Zepf M, Martin Ph, Quéré F 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 175001
- [34] Heissler P, Hörlein R, Mikhailova J M, Waldecker L, Tzallas P, Buck A, Schmid K, Sears C M S, Krausz F, Veisz L, Zepf M, Tsakiris G D 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 235003
- [35] Dromey B, Zepf M, Gopal A, Lancaster K, Wei M S, Krushelnick K, Tatarakis M, Vakakis N, Moustazis S, Kodama R, Tampo M, Stoeckl C, Clarke R, Habara H, Neely D, Karsch S, Norreys P 2006 *Nat. Phys.* **2** 456
- [36] Dromey B, Kar S, Bellei C, Carroll D C, Clarke R J, Green J S, Kneip S, Markey K, Nagel S R, Simpson P T, Willingale L, McKenna P, Neely D, Najmudin Z, Krushelnick K, Norreys P A, Zepf M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 085001
- [37] An der Brügge D, Pukhov A 2010 *Phys. Plasmas* **17** 033110
- [38] Mikhailova J M, Fedorov M V, Karpowicz N, Gibbon P, Platonenko V T, Zheltikov A M, Krausz F 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 245005
- [39] Dromey B, Rykovanov S, Yeung M, Hörlein R, Jung D, Gautier D C, Dzelzainis T, Kiefer D, Palaniyppan S, Shah R, Schreiber J, Ruhl H, Fernandez J C, Lewis C L S, Zepf M, Hegelich B M 2012 *Nat. Phys.* **8** 804
- [40] Jiang Y, Chen Z Y, Liu Z, Cao L, Zheng C, Xie R, Chao Y, He X 2021 *Opt. Lett.* **46** 1285
- [41] Wu Y Y, Dong Q L, Wang Z H, Liu P, Wang C Z, Zhang Y H, Sheng Z M, Zhang J 2018 *Chin. Phys. Lett.* **35** 095201
- [42] Corkum P B, Burnett N H, Ivanov M Y 1994 *Opt. Lett.* **19** 1870
- [43] Platonenko V T, Strelkov V V 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 435
- [44] Tscherbakoff O, Mevel E, Descamps D, Plumridge J, Constant E 2003 *Phys. Rev. A* **68** 043804
- [45] Tzallas P, Skantzakis E, Kalpouzou C, Benis E P, Tsakiris G D, Charalambidis D 2007 *Nat. Phys.* **3** 846
- [46] Charambidis D, Tzallas P, Benis E P, Maravellias G, Nikolopoulos L A A, Peralta C A, Tsakiris G D 2008 *New J. Phys.* **10** 025018
- [47] Baeva T, Gordienko S, Pukhov A 2006 *Phys. Rev. E* **74** 065401
- [48] Yeung M, Dromey B, Cousens S, Dzelzainis T, Kiefer D, Schreiber J, Bin J H, Ma W, Kreuzer C, Meyer-ter-Vehn J, Streeter M J V, Foster P S, Rykovanov S, Zepf M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 123902
- [49] Heissler P, Hörlein R, Stafe M, Mikhailova J M, Nomura Y, Herrmann D, Tautz R, Rykovanov S G, Földes I B, Varjú K, Tavella F, Marcinkevicius A, Krausz F, Veisz L, Tsakiris G D 2010 *Appl. Phys. B* **101** 511
- [50] Easter J H, Nees J A, Hou B X, Mordovanakis A, Mourou G, Thomas A G R, Krushelnick K 2013 *New J. Phys.* **15** 025035
- [51] Rykovanov S G, Geissler M, Meyer-ter-Vehn J, Tsakiris G D 2008 *New J. Phys.* **10** 025025
- [52] Yeung M, Bierbach J, Eckner E, Rykovanov S, Kuschel S, Sövert A, Förster M, Rödel C, Paulus G G, Cousens S, Coughlan M, Dromey B, Zepf M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 193903
- [53] Li B Y, Liu F, Chen M, Wu F Y, Wang J W, Lu L, Li J L, Ge X L, Yuan X H, Yan W C, Chen L M, Sheng Z M, Zhang J 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 244801
- [54] Chen Z Y, Li X Y, Li B Y, Chen M, Liu F 2018 *Opt. Express* **26** 4572
- [55] Pfeifer T, Gallmann L, Abel M J, Neumark D M, Leone S R 2006 *Opt. Lett.* **31** 975
- [56] Yoshitomi D, Kobayashi Y, Takada H, Kakehata M, Torizuka K 2005 *Opt. Lett.* **30** 1408
- [57] Zhang G T, Liu X S 2009 *J. Phys. B: At. Mol. Opt.* **42** 125603
- [58] Yuan K J, Bandrauk A D J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 023003
- [59] Li P C, Liu I L, Chu S I 2011 *Opt. Express* **19** 23857
- [60] Qin Y F, Guo F M, Li S Y, Yang Y J, Chen G 2014 *Chin. Phys. B* **23** 093205
- [61] Han L, Miao S L, Li P C 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 233204 (in Chinese) [汉琳, 苗淑莉, 李鹏程 2022 物理学报 **71** 233204]
- [62] Du J X, Wang G L, Li X Y, Zhou X X 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 233207 (in Chinese) [杜进旭, 王国利, 李小勇, 周效信 2022 物理学报 **71** 233207]
- [63] Chen G 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 054204 (in Chinese) [陈高 2022 物理学报 **71** 054204]
- [64] Chen G, Yang Y J, Guo F M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 073203 (in Chinese) [陈高, 杨玉军, 郭福明 2013 物理学报 **62** 073203]
- [65] Chang Z J 2007 *Phys. Rev. A* **76** 051403
- [66] Tarasevitch A, Kohn R, von der Linde D 2009 *J. Phys. B* **42** 134006
- [67] Tarasevitch A, von der Linde D 2009 *Eur. Phys. J. Special Topics* **175** 35
- [68] Edwards M R, Platonenko V T, Mikhailova J M 2014 *Opt. Lett.* **39** 6823
- [69] Zhang Y X, Rykovanov S, Shi M, Zhong C L, He X T, Qiao B, Zepf M 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 114802
- [70] Vincenti H, Quéré F 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 113904
- [71] Wheeler J A, Borot A, Monchocé S, Vincenti H, Ricci A, Malvache A, Lopez-Martens R, Quéré F 2012 *Nat. Photonics* **6** 829
- [72] Hammond T J, Brown G G, Kim K T, Villeneuve D M, Corkum P B 2016 *Nat. Photonics* **10** 171
- [73] Xu X R, Qiao B, Chang H X, Zhang Y X, Zhang H, Zhong C L, Zhou C T, Zhu S P, He X T 2018 *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 045005
- [74] Wu H C, Meyer-ter-Vehn J, Hegelich B M, Fernandez J C 2011 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel Beams* **14** 070702
- [75] Arkhipov M V, Arkhipov R M, Pakhomov A V, Babushkin I V, Demircan A, Morgner U, Rosanov N N 2017 *Opt. Lett.* **42** 2189
- [76] Moskalenko A S, Zhu Z G, Berakdar J 2017 *Phys. Rep.* **672** 1
- [77] Thiele I, Siminos E, Fülöp T 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 104803
- [78] Pakhomov A V, Arkhipov R M, Babushkin I V, Arkhipov M V, Tolmachev Y A, Rosanov N N 2017 *Phys. Rev. A* **95** 013804
- [79] Gao Y, Drake T, Chen Z, DeCamp M F 2008 *Opt. Lett.* **33** 2776
- [80] Greene B I, Federici J F, Dykaar D R, Jones R R, Bucksbaum P H 1991 *Appl. Phys. Lett.* **59** 893
- [81] Liang H, Krogen P, Wang Z, Park H, Kroh T, Zawilski K, Schunemann P, Moses J, DiMauro L F, Körtner F X, Hong K -H 2017 *Nat. Commun.* **8** 141
- [82] Hassan M Th, Luu T T, Moulet A, Raskazovskaya O, Zhokhov P, Garg M, Karpowicz N, Zheltikov A M, Pervak V,

- Krausz F, Goulielmakis E 2016 *Nature* **530** 6
- [83] Wu H C, Meyer-ter-Vehn J 2012 *Nat. Photonics* **6** 304
- [84] Ma W J, Bin J H, Wang H Y, Yeung M, Kreuzer C, Streeter M, Foster P S, Cousens S, Kiefer D, Dromey B, Yan X Q, Meyer-ter-Vehn J, Zepf M, Schreiber J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 235002
- [85] Xu J, Shen B, Zhang X, Shi Y, Ji L, Zhang L, Xu T, Wang W, Zhao X, Xu Z 2018 *Sci. Rep.* **8** 2669
- [86] Shou Y, Hu R, Gong Z, Yu J, Chen J, Mourou G, Yan X, Ma W 2021 *New J. Phys.* **23** 053003
- [87] Cousens S, Reville B, Dromey B, Zepf M 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 083901
- [88] Wei S, Wang Y, Yan X, Eliasson B 2022 *Phys. Rev. E* **106** 025203
- [89] Mourou G, Mironov S, Khazanov E, Sergeev A 2014 *Eur. Phys. J. Special Topics* **223** 1181
- [90] Henig A, Steinke S, Schntirer M, Sokollik T, Hörlein R, Kiefer D, Jung D, Schreiber J, Hegelich B M, Yan X Q, Meyer-ter-Vehn J, Tajima T, Nickles P V, Sandner W, Habs D 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 245003
- [91] Cantono G, Permogorov A, Ferri J, Smetanina E, Dmitriev A, Persson A, Fülöp T, Wahlström C G 2021 *Sci. Rep.* **11** 5006
- [92] Kobayashi Y, Sekikawa T, Nabekawa Y, Watanabe S 1998 *Opt. Lett.* **23** 64
- [93] Itatani J, Quere F, Yudin G L, Ivanov M Y, Krausz F, Corkum P B 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 173903
- [94] Reider G A 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** R37
- [95] Frustaglia D, Hentschel M, Richter K 2004 *Phys. Rev. B* **69** 155327
- [96] Moskalenko A S, Berakdar J 2008 *Phys. Rev. A* **78** 051804(R)

SPECIAL TOPIC—Attosecond physics

Isolated attosecond pulse generation from the interaction of intense laser pulse with solid density plasma*

Wang Yun-Liang^{1)†} Yan Xue-Qing^{2)3)4)‡}1) (*School of Mathematics and Physics, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China*)2) (*State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China*)3) (*Beijing Laser Acceleration Innovation Center, Beijing 101407, China*)4) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 26 November 2022; revised manuscript received 4 February 2023)

Abstract

This article gives an overview on recent progress in the generation of isolated attosecond pulse and isolated half-cycle attosecond pulse. As an isolated attosecond pulse is preferred in the pump-probe experiments for the dynamics of electrons in atom, molecule, or solid, we focus on the isolated attosecond pulses generation from the intense laser pulses interaction with solid density plasma, which have higher intensity and narrower pulse width than that generated in the interaction of laser pulse with gas target. We have firstly discussed the physical mechanism of isolated attosecond pulse generation, such as polarization gating, two-color laser pulses, attosecond light houses, and capacitor target mechanism. In the polarization gating mechanism, we have discussed the physical mechanism that the higher-order harmonic efficiency decreases with the increase of ellipticity. Both the coherent synchrotron radiation mechanism and the relativistic oscillation mechanism can control the intensity of high-order harmonic generation by controlling ellipticity of the incident laser pulse. We also discussed other mechanism to enhance the isolated attosecond pulse bursts in detail. Secondly, we focus on the isolated half-cycle attosecond pulses, which can also be generated from the intense laser pulses interaction with solid density plasma by double foil target mechanism, gas-foil target mechanism, cascaded generation mechanism, microstructured target mechanism, and three-color laser pulse mechanism. The half-cycle attosecond pulses can be useful for probing ultrafast electron dynamics in matter via asymmetric manipulation. Accordingly we discussed the physical mechanism, experimental feasibility, calibration measurement, and application prospect of half-cycle attosecond pulse in this article. The above mechanism can directly generate ultra-intense isolated attosecond pulses in the transmission direction without requiring extra filters and gating techniques. The dense electron sheet is crucial for the generation of intense attosecond pulses in different mechanisms, such as coherent wake emission (CWE), relativistic oscillating mirror (ROM) and coherent synchrotron emission (CSE). In this article, all the mechanism for half-cycle attosecond pulses generation can ensure only one electron sheet contributing to the transmitted radiation. We discuss the theoretical model of nanobunching of the electron sheet, which shows that the relativistic oscillation is crucial for the formation of electron sheet.

Keywords: intense laser pulses, solid density plasma, half-cycle attosecond pulses, isolated attosecond pulse**PACS:** 42.65.Ky, 52.27.Ny, 52.38.–r**DOI:** 10.7498/aps.72.20222262

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11974043, 11921006) and the National Key Scientific Instrument and Equipment Development Project of China (Grant No. 2019YFF01014400).

† Corresponding author. E-mail: ylwang@ustb.edu.cn‡ Corresponding author. E-mail: x.yan@pku.edu.cn

强激光与固体密度等离子体作用产生孤立阿秒脉冲的研究进展

王云良 颜学庆

Isolated attosecond pulse generation from the interaction of intense laser pulse with solid density plasma

Wang Yun-Liang Yan Xue-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 054207 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222262

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222262>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

强激光等离子体相互作用驱动高次谐波与阿秒辐射研究进展

Research progress of high-order harmonics and attosecond radiation driven by interaction between intense lasers and plasma

物理学报. 2021, 70(8): 084206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210339>

优化双色近红外激光及其二次谐波场驱动原子产生孤立阿秒脉冲

Generation of isolated attosecond pulses from atoms driven by optimized two near-infrared pulses and their second harmonic fields

物理学报. 2022, 71(23): 233207 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221375>

利用三色组合脉冲激光获得孤立阿秒脉冲发射

Isolated attosecond pulse generation from helium atom irradiated by a three-color laser pulse

物理学报. 2022, 71(5): 054204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211502>

利用脉宽10 fs偏振控制脉冲获得孤立阿秒脉冲

Isolated attosecond pulse generation from polarization gating pulse with 10 fs duration

物理学报. 2019, 68(18): 184201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190392>

基于正交偏振场的双光学控制方案获得孤立阿秒脉冲产生

Isolated attosecond pulse generation from a double optical gating scheme based on orthogonal polarization field

物理学报. 2019, 68(21): 214201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190847>

纳秒激光等离子体相互作用过程中激光强度对微波辐射影响的研究

Effect of laser intensity on microwave radiation generated in nanosecond laser-plasma interactions

物理学报. 2019, 68(12): 125201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190501>