

基于强激光与等离子体波导激发高亮度、圆偏振高次谐波理论研究

谢端^{1*}, 银燕², 周泓宇²

¹长沙学院电子信息与电气工程学院, 湖南长沙 410003;

²国防科技大学理学院, 湖南长沙 410073

摘要 利用强激光与等离子体相互作用产生的频谱特性可调谐的高次谐波辐射(HHG)一直是国内外研究的热点。利用二维粒子模拟程序对超强超短激光脉冲驱动等离子体波导激发的高次谐波的辐射特性与相关电子动力学行为进行了研究,讨论了驱动激光强度、等离子体密度等关键参数对所产生谐波的转换效率与椭圆率的影响与调控规律,并根据 Baeve-Gordienko-Pukhov(BGP)理论分析了其内在物理机制。该研究为开发高亮度、超短超快、圆偏振、深紫外及软 X 射线波段台面型辐射源提供了新的技术途径,进而有望在超高灵敏度、超快速的物质手性检测手段的研发方面起到积极促进作用。

关键词 激光光学; 强激光; 等离子体波导; 高次谐波; 辐射特性; 物理机制

中图分类号 O539 文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2114001

Theoretical Investigation of High-Brightness and Circularly Polarized High-Order Harmonics Excited by Intense Laser and Plasma Waveguide

Xie Duan^{1*}, Yin Yan², Zhou Hongyu²

¹School of Electronic Information and Electrical Engineering, Changsha University, Changsha 410003, Hunan, China;

²College of Sciences, National University of Defense Technology, Changsha 410073, Hunan, China

Abstract High harmonic generation (HHG) with tunable spectral characteristics by intense laser-plasma interaction has long been a research hotspot both in China and abroad. In this study, a two-dimensional particle simulation program is employed to investigate the radiation characteristics of the HHG by the plasma waveguide driven by an ultra-short ultra-intense laser pulse and the related dynamic behavior of the electrons. The influences and regulation laws of key parameters, including driving laser intensity and plasma density, on the conversion efficiency and ellipticity of the HHG are discussed, and their underlying physical mechanisms are analyzed by the Baeve-Gordienko-Pukhov (BGP) theory. This study provides a novel technical route for developing high-brightness, ultra-short ultra-fast, and circularly polarized mesa-type radiation sources in the wavelength range from deep ultraviolet to soft X-ray and is thus expected to further facilitate the development of ultrafast ultra-high-sensitivity techniques for chirality detection.

Key words laser optics; intense laser; plasma waveguide; high harmonics; radiation characteristics; physical mechanism

1 引言

手性代表着整个宇宙以及生命过程中最基本的属性,与我们的生活息息相关^[1-3]。手性物质普遍存在的特性在于其对特定波段(大多数为深紫外至软 X 射线波段)的左右旋圆偏振光(手性光源)具有明显的

非对称响应。基于该特性发展的旋光色散光谱技术、圆二色光谱技术以及拉曼散射光活性光谱技术等均可间接实现对物质手性的识别与检测,其具体方法为:利用相同强度的左右旋圆偏振深紫外光或软 X 射线分别照射待测物质,如果出现明显的响应差异(如透过率有差别等),则该物质为手性物质,反之则为非手性物

收稿日期: 2022-04-13; 修回日期: 2022-05-02; 录用日期: 2022-05-12

基金项目: 国家自然科学基金(11875319)、湖南省教育厅科学研究项目重点项目(20A042)

通信作者: *627065391@qq.com

质^[4-5]。近年来,随着有关手性的前沿科学问题不断提出,超高灵敏度、超快速的手性检测技术的开发成为当务之急。其中,高亮度、超短超快、圆偏振、深紫外及软 X 射线波段的台面型辐射源作为必备光源,其研制与开发自然是重中之重。在现有技术中,自由电子激光装置功能十分强大,但由于其体积庞大、价格高昂,难以得到广泛应用^[6];利用激光驱动中性气体激发高次谐波辐射是另一条有效途径^[7-12],其物理机理可用经典的“三步模型”解释(即气体原子中的核外电子在电场作用下依次发生隧穿电离、加速、反向与母核复合并辐射高次谐波)。然而,该机理决定了中性气体不能被驱动激光完全电离(因为如果完全电离后,核外电子将无法与母核复合),而中性气体的电离阈值较低(不同种类气体的电离阈值有一定差别),导致驱动激光强度最高不能超过 10^{16} W/cm²,进而使得产生的高次谐波亮度受限,无法满足特定应用研究领域对高亮度的迫切需求。

近年来,科研工作者们发现,除了中性气体以外,等离子体也可以作为产生高次谐波的非线性转换介质。等离子体由已经电离的自由电子和离子组成,原则上其电离阈值没有上限,对驱动激光强度也没有限制[对于稠密等离子体,可以利用超相对论强度激光(光强 $\gg 10^{18}$ W/cm²)作为驱动激光产生高次谐波],因此可以从根本上解决气体高次谐波亮度受限的问题。截至目前,学术界公认的基于强激光等离子体相互作用辐射高次谐波的物理机制主要包括相干尾场辐射机制^[13]、相对论振荡镜辐射机制^[14-22]和相干同步辐射机制^[23-25]。其中,相干尾场辐射机制主要在弱相对论激光强度下占主导,其辐射的谐波频率受限于等离子体频率;相对论振荡镜辐射机制和相干同步辐射机制在强相对论激光强度下起主导作用,可有效产生阶次更高的谐波辐射。近年来,利用超强超短脉冲激光与稠密离子的相互作用产生圆偏振高次谐波的研究工作被广泛报道,其中包括用椭圆偏振激光以一定倾角辐照等离子体^[17]、用左右旋圆偏振激光以一定角度同时辐照等离子体^[18]或者利用不同频率的左右旋圆偏振激光辐照等离子体等^[19]。本文基于以上研究工作,提出了利用超强超短圆偏振激光脉冲辐照等离子体平面波导进而激发圆偏振高次谐波的物理方案。研究结果表明:圆偏振驱动激光在等离子体波导内传输并激发高阶横磁模(TM_{nl},其中 n, l 分别代表场量在两个正交方向上的半周期数目,该横磁模同时存在轴向电场分量(E_x^{TM})与径向电场分量(E_r^{TM})。其中,径向电场分量将波导表面电子拽出,形成小尺寸电子束,该电子束在轴向电场分量的作用下加速,进而有效激发次级谐波辐射。利用粒子模拟程序 EPOCH 模拟了所产生谐波的频谱特性、转换效率、偏振态等关键参数以及相关的电子动力学行为,分析并讨论了该过程的内在物理机制与最优参数空间。本文工作能够为超强超快手性光源的产生提供新的思路,并为后续的实验方案设计提供理论依据。

2 数值模拟结果

利用开源的粒子模拟程序 EPOCH 对超强超短脉冲激光驱动等离子体波导并激发高次谐波辐射的物理过程进行了二维模拟仿真^[26]:驱动激光偏振态为圆偏振,波长 $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$,脉冲持续时间与焦斑半径分别为 $\tau_0 = 50$ fs 和 $w_0 = 2 \mu\text{m}$ 。归一化电场强度 $a_0 = e|E_0|/(m_e\omega_0c) = 10$,其中, ω_0, E_0 分别为驱动激光的角频率与电场强度; e, m_e, c 分别为单电子的电量、静止质量与真空中的光速,由此可得驱动激光的峰值功率密度 $I_0 = 1.37 \times 10^{20}$ W/cm²。在二维模拟中,等离子体波导可被简化为两片沿 x 方向放置、有限长度的等离子体平面薄靶。波导的内、外半径分别为 $3 \mu\text{m}$ 和 $3.5 \mu\text{m}$,长度为 $30 \mu\text{m}$,中心位置位于 $y = 0$ [$10 \mu\text{m} \leq x \leq 40 \mu\text{m}$ 且 $3 \mu\text{m} \leq |y| \leq 3.5 \mu\text{m}$ 区域为等离子体,其余区域为真空,如图 1(a)所示]。等离子体电子密度 $N_e = 40N_c$ ($N_c = m_e\epsilon_0\omega_0^2/e^2$ 为等离子体临界密度, ϵ_0 代表真空中的介电常数)。离子设置为静止不动(由于离子运动的时间尺度远大于电子,在超短脉冲激光与等离子体相互作用过程的模拟计算中设置其静止不动是合理的)。模拟盒子的尺寸设置为 $60\lambda_0(x) \times 20\lambda_0(y)$,划分的网格数为 $12000(x) \times 4000(y)$,每个网格放置 100 个宏粒子(综合考虑计算精度与计算量的结果)。边界条件采用吸收边界条件。

图 1(b)展示了激光与等离子体波导作用($t_0 = 60T_0, T_0 = \lambda_0/c$)后的辐射电场图(E_z 分量)。对图 1(b)所示的辐射电场进行二维空间傅里叶变换,可得到其 $k_x \times k_y$ 频谱分布,如图 1(c)所示,其中 k_x, k_y 分别为 x, y 方向的波数, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为基频光波数。由此频谱分布图可以清晰地看出:圆偏振驱动激光与等离子体波导作用后,有效地产生了高次谐波辐射(谐波阶次 $n = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$)。其中,波导轴线方向($k_y = 0$)仅出现奇数阶谐波($n = 1, 3, 5, \dots$);在一定发散角方向($k_y \approx 0.1k_x$)出现各个整数阶的谐波($n = 1, 2, 3, \dots$)。这里值得说明的是:有关高次谐波的模拟计算,阶次越高对网格精度要求也越高,而高精度的二维粒子模拟非常耗费机时,因此从图 1(c)中能够清晰观察到的谐波阶次比较有限(但是已经足以看出其频谱特性)。在未来更高精度的模拟计算和实验研究中,更高的谐波阶次是能够被观察和探测到的。

图 2 展示了图 1(c)中沿特定发散角的谐波辐射的一维傅里叶频谱图与相应的转换效率拟合结果。其中,点划线、实线分别代表了沿该方向的辐射电场 E_y, E_z 分量的一维频谱曲线,虚线代表转换效率拟合曲线 $I(n) \propto n^{-p}$ [其中 $I(n)$ 代表第 n 阶谐波强度, p 代表转换效率因子, p 值越大意味着随着谐波阶次的增加,其强度下降得越快,即转换效率越低]。图 2 结果显示:沿该发散角方向所辐射的电场包含各个整数阶次的谐波分量,且谐波辐射的转换效率约为 $I(n) \propto n^{-8/3}$,与 Baeva 等^[16]提出的 Baeva-Gordienko-Pukhov (BGP) 理

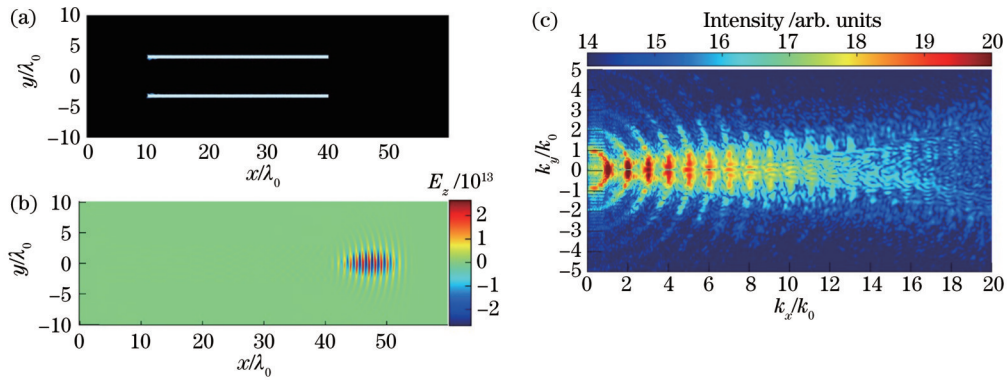


图 1 等离子体波导与相应辐射场效果图。(a)等离子体波导示意图;(b)驱动激光与等离子体波导作用后 $t_0 = 60T_0$ 时刻的辐射电场图(E_z 分量);(c)谐波辐射场分量的 $k_x \times k_y$ 傅里叶频谱图

Fig. 1 Sketch of plasma waveguide and corresponding radiated field. (a) Sketch of plasma waveguide; (b) electric field component at $t_0 = 60T_0$ after interaction of driven laser and plasma waveguide; (c) $k_x \times k_y$ Fourier spectrum of radiated harmonics

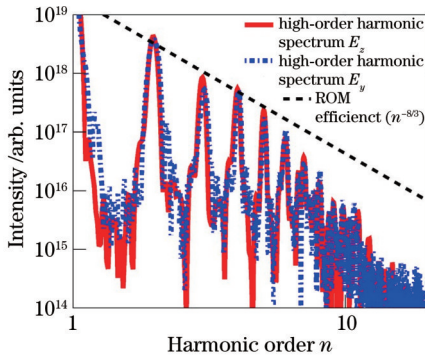


图 2 相应的辐射电场一维傅里叶频谱图

Fig. 2 Corresponding 1D Fourier spectra of the radiated electric fields

论(或 γ 尖峰模型)所预测的谐波辐射转换效率因子大致一致。

接下来讨论所产生高次谐波的偏振态,其具体计算方法^[21]如下:

首先对谐波电场强度正交分量 E_y 、 E_z 分别进行二维空间傅里叶变换:

$$\begin{cases} E_y(n\omega_0) = \text{FFT}(E_y) \\ E_z(n\omega_0) = \text{FFT}(E_z) \end{cases}, \quad (1)$$

式中: $E_y(n\omega_0)$ 、 $E_z(n\omega_0)$ 分别代表电场分量 E_y 、 E_z 的傅里叶频谱; $\text{FFT}(\cdot)$ 表示傅里叶变换。基于此,计算所产生谐波的椭圆率分布为

$$\begin{cases} \epsilon(n\omega_0) = \frac{|E_R(n\omega_0)| - |E_L(n\omega_0)|}{|E_R(n\omega_0)| + |E_L(n\omega_0)|} \\ E_R(n\omega_0) = \frac{1}{\sqrt{2}} [E_y(n\omega_0) - iE_z(n\omega_0)], \\ E_L(n\omega_0) = \frac{1}{\sqrt{2}} [E_y(n\omega_0) + iE_z(n\omega_0)] \end{cases}, \quad (2)$$

式中: $\epsilon(n\omega_0)$ 为第 n 阶谐波的椭圆率。

根据以上计算方法,该方案所产生的高次谐波椭圆率随 x 、 y 方向波矢量 ($k_x \times k_y$) 的分布如图 3(a) 所示,该模拟结果显示:所产生的各个阶次谐波的椭圆率

均超过 -0.8 , 即谐波偏振态均近似为圆偏振(与驱动激光偏振态一致)。为了更清晰地展示所产生谐波的偏振态,利用傅里叶选频的方法,分别计算了第 6 阶与第 9 阶谐波波前的电场正交分量 (E_y 、 E_z) 沿轴向 (x 方向) 的变化曲线,如图 3(b)、(c) 所示,其中实线为电场 E_z 分量,虚线为 E_y 分量。由图 3(b)、(c) 可知:第 6 阶、9 阶谐波电场正交分量 E_y 、 E_z 强度均近似相等,相位差均近似为 $-\frac{\pi}{2}$ 。此结果从另一个角度再次证明所产生的高次谐波近似为圆偏振态。

3 物理机制分析与讨论

数值模拟部分所设置的等离子体密度与驱动激光强度满足 $\frac{N_e}{N_c} \gg \sqrt{1 + a_0^2 \exp(-2r_0^2/w_0^2)}$, 其中, r_0 为波导内径。因此绝大多数驱动激光能量被等离子体波导壁反射,此时可将等离子体波导近似等同于传统的光学波导,其激发的横磁模电场在柱坐标下的表达式^[27]如下:

$$E_x^{\text{TM}}(x, \phi, r) = k_l^2 W_e, \quad (3)$$

$$E_\phi^{\text{TM}}(x, \phi, r) = ik_x \frac{W_e}{r}, \quad (4)$$

$$E_r^{\text{TM}}(x, \phi, r) = ik_x \frac{\partial W_e}{\partial r}, \quad (5)$$

式中: ϕ 为柱坐标系下的旋转方位角; W_e 为电场亥姆霍兹势函数; k_l 、 k_x 分别为径向和轴向波数。此方案产生高次谐波的基本物理过程可进行如下描述:横磁模电场径向分量 E_r^{TM} 将波导表面电子拽出、形成小尺寸电子束,轴向分量 E_x^{TM} 将该电子束加速到较高能量,从而激发次级辐射产生高次谐波^[28]。另外,根据上文提及的 BGP 理论,强激光驱动等离子体并有效产生高次谐波的条件为等离子体电子存在横向动量为零或最小且纵向动量最大(纵向加速度为 0)的时刻^[13,17]。为证实本文对谐波产生过程的描述以及其产生机制符合 BGP 理论,计算了 $t_0 = 36T_0$ 时刻的电子密度分布[图 4(a)]、该时刻的电子能谱[图 4(b)]以及电子纵向

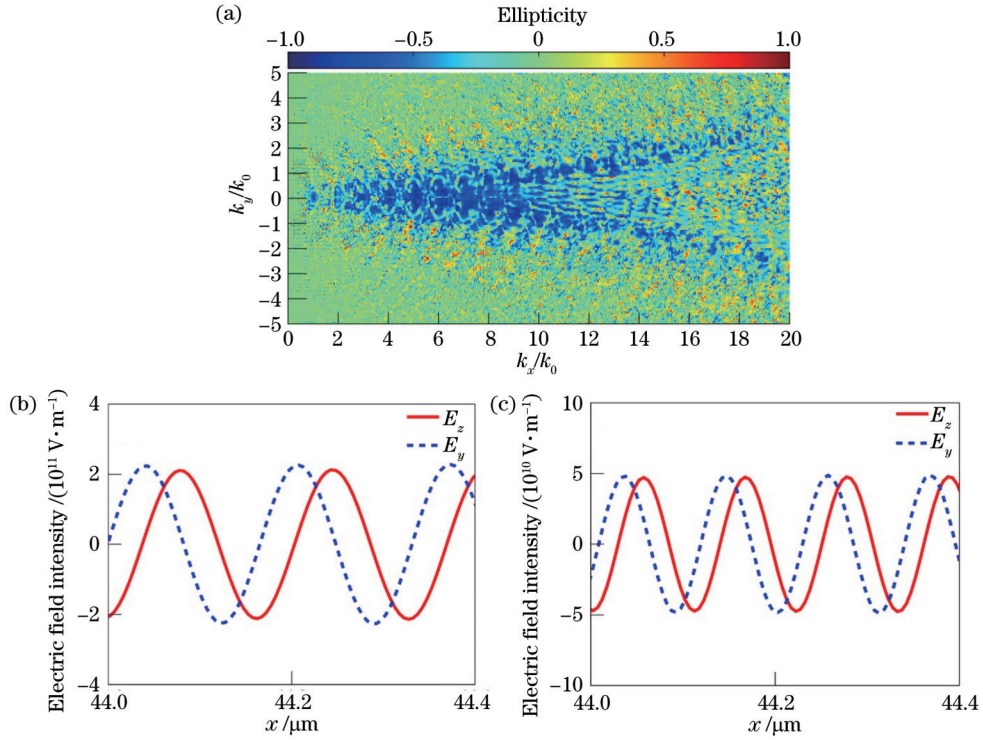


图 3 高次谐波偏振态计算结果图。(a)谐波的椭圆率 $k_x \times k_y$ 分布图;(b)第 6 阶谐波波前电场正交分量沿 x 方向的变化曲线;(c)第 9 阶谐波波前电场正交分量沿 x 方向的变化曲线

Fig. 3 Polarization states of generated high-order harmonics. (a) Ellipticity $k_x \times k_y$ distribution of radiated harmonics; (b) variation of electric field intensity of 6th harmonic along direction of x ; (c) variation of electric field intensity of 9th harmonic along direction of x

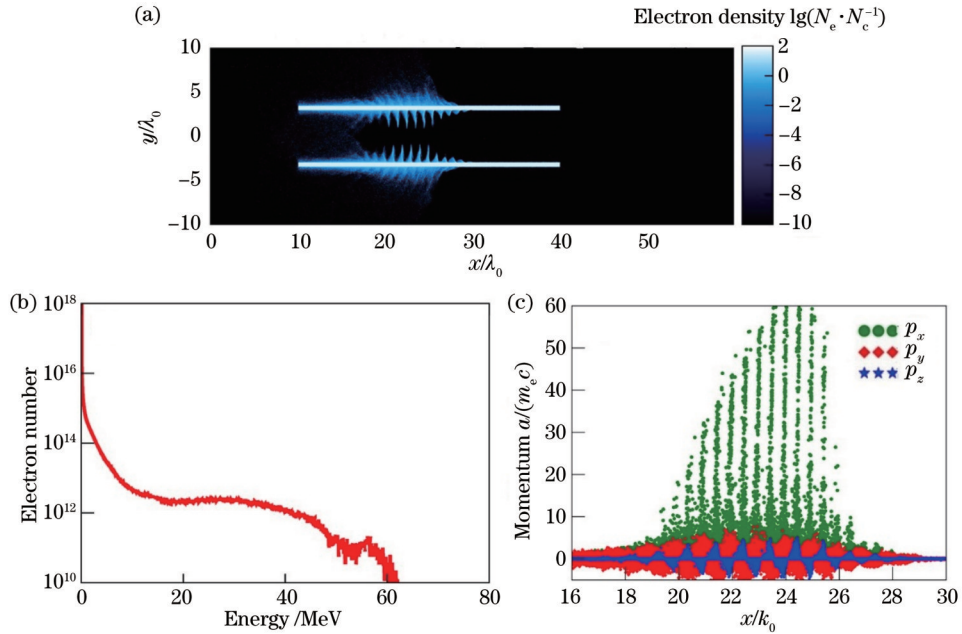


图 4 驱动激光与等离子体波导作用后的电子动力学行为图。(a) $t_0 = 36T_0$ 时刻的等离子体电子密度二维分布图;(b) $t_0 = 36T_0$ 时刻的电子能谱图;(c) $t_0 = 36T_0$ 时刻的电子纵向动量(p_x)与横向动量(p_y, p_z)分布图

Fig. 4 Electron dynamic behaviors after interaction of driving laser and plasma waveguide. (a) Two-dimensional distribution of plasma electron density at $t_0 = 36T_0$; (b) electron spectrum at $t_0 = 36T_0$; (c) spatial distributions of electron longitudinal momentum (p_x) and transverse momenta (p_y and p_z) at $t_0 = 36T_0$

动量(p_x)与横向动量(p_y, p_z)分布[图 4(c)]。

图 4 的模拟计算结果证实:在驱动激光与等离子

体波导的相互作用过程中,一部分电子被压缩,波导上下表面形成了小尺寸的电子束并且电子被加速到

MeV 量级。另外,在该时刻电子的横向动量 p_y, p_z 最小,纵向动量 p_x 达到峰值。结合图 2 所显示的谐波辐射转换效率拟合结果 $I(n) \propto n^{-8/3}$, 可以确认在该时刻,强激光与等离子体波导的相互作用有效产生了高次谐波辐射,且其物理机制符合 BGP 理论^[16,20]。

最后研究并讨论激光与等离子体关键参数对所产生谐波特性的影响与调控规律。根据 S-similarity 理论,超相对论强度激光(归一化电场强度 $a_0 \gg 1$)与等离子体的相互作用规律由驱动光强与等离子体密度共同决定,可用无量纲参数[相似因子 $S = N_e / (a_0 N_c)$]描述,即驱动光强与等离子体密度发生改变但相似因子 S 保持不变时,等离子体电子运动轨迹与相互作用规律都基本相似^[16]。基于此,通过一系列粒子模拟结

果,获得了谐波辐射的转换效率与椭圆率随 S 的变化规律,如图 5 所示。

图 5(a)、(b)分别表示谐波辐射转换效率与特定阶谐波(第 9 阶谐波)椭圆率随相似因子 S 的变换关系图。图 5(a)表明:随着相似因子从 $S = 1$ 逐渐增加到 $S = 6$ 时,谐波转换效率逐步提高(转换效率因子 p 从 3.5 逐步下降到 2.5),但当 S 继续增加(从 $S = 6$ 继续增加到 $S = 10$)时,转换效率基本维持不变。图 5(b)显示:在与图 5(a)相同的相似因子 S 变化范围内,椭圆率在 $S = 4$ 时达到峰值(即谐波最接近圆偏振)。因此,综合考虑谐波辐射的转换效率与椭圆率,本文数值模拟部分所选取的参数 $S = 4$ ($a_0 = 10, N_e = 40N_c$)为最优参数,该参数也同时符合强相对论区域($a_0 \gg 1$)与稠密等离子体区域($S \gg 1$)的参数空间。

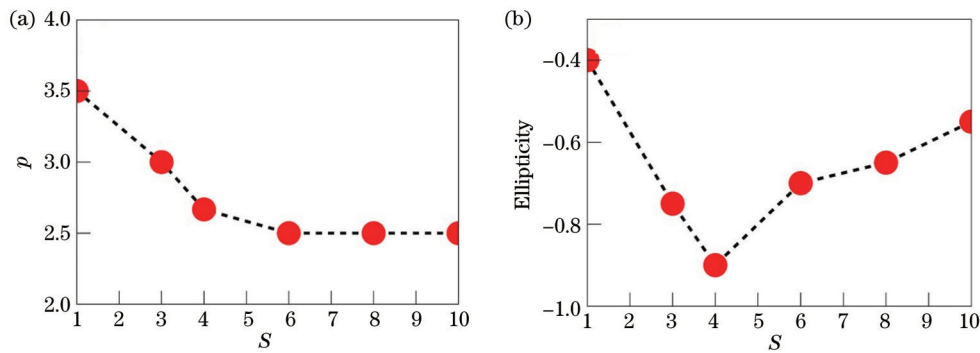


图 5 高次谐波关键特性参数扫描结果图。(a)高次谐波产生的转换效率因子 p ; (b)第 9 阶谐波椭圆率随相似因子 S 的变化关系
Fig. 5 Parameter scanning results of key features of high-order harmonics. (a) Conversion efficiency factor p of HHG; (b) ellipticity of 9th harmonic as a function of similarity parameter S

4 结 论

利用粒子模拟的方法,对圆偏振驱动激光与等离子体波导的相互作用产生高次谐波辐射的过程进行了研究,给出了谐波辐射的频谱特性、转换效率、偏振态以及相应的电子学动力行为。研究结果表明,本方案可有效产生谐波辐射,且其物理机制符合 BGP 理论。为了同时获得较高的谐波转换效率与较好的椭圆度,可以合理调节驱动激光强度与等离子体密度(即相似因子 S)。参数优化结果表明:相似因子 $S = 4$ 为最优参数空间。

参 考 文 献

- [1] Barron L D. Chirality and life[J]. Space Science Reviews, 2008, 135(1/2/3/4): 187-201.
- [2] Goldanskii V, Kuzmin V V. Chirality and cold origin of life[J]. Nature, 1991, 352(6331): 114.
- [3] Sidharth B G. Chirality and cosmic origin of life[EB/OL]. (2009-10-12) [2021-04-05]. <https://arxiv.org/abs/0910.2133>.
- [4] Ranjbar B, Gill P. Circular dichroism techniques: biomolecular and nanostructural analyses: a review[J]. Chemical Biology & Drug Design, 2009, 74(2): 101-120.
- [5] Jangir D K, Dey S K, Kundu S M, et al. Assessment of amsacrine binding with DNA using UV-visible, circular dichroism and Raman spectroscopic techniques[J]. Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology, 2012, 114: 38-43.
- [6] Allaria E, Diviacco B, Callegari C, et al. Control of the polarization of a vacuum-ultraviolet, high-gain, free-electron laser[J]. Physical Review X, 2014, 4(4): 041040.
- [7] Zhou X B, Lock R, Wagner N, et al. Elliptically polarized high harmonic emission from molecules driven by linearly polarized light[C]//2009 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2009 Conference on Quantum electronics and Laser Science Conference, June 2-4, 2009, Baltimore, MD, USA. New York: IEEE Press, 2009.
- [8] Fleischer A, Kfir O, Diskin T, et al. Spin angular momentum and tunable polarization in high-harmonic generation[J]. Nature Photonics, 2014, 8(7): 543-549.
- [9] Hickstein D D, Dollar F J, Grychtol P, et al. Non-collinear generation of angularly isolated circularly polarized high harmonics[J]. Nature Photonics, 2015, 9(11): 743-750.
- [10] 郑颖辉,熊辉,彭滢,等. 7 fs 超快强激光驱动 Ar 原子产生支持单个阿秒脉冲的高次谐波连续谱[J]. 光学学报, 2006, 26(9): 1439-1440.
- [11] Zheng Y H, Xiong H, Peng Y, et al. Generation of high-

- order harmonic continuum supporting single attosecond pulse in argon driven by intense 7 fs laser pulse[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, 26(9): 1439-1440.
- [11] 宋浩, 苏宁, 陈高. 不对称偏振控制方案中两束脉冲强度比改变对原子电离及高次谐波产生的影响[J]. *光学学报*, 2018, 38(12): 1219001.
Song H, Su N, Chen G. Influence of intensity ratio of two-beam pulses on atomic ionization and high harmonic generation in non-symmetric polarization control scheme [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(12): 1219001.
- [12] 夏元钦, 陈建新, 姚琴, 等. 飞秒激光在氦气中的高次谐波[J]. *光学学报*, 2002, 22(9): 1035-1038.
Xia Y Q, Chen J X, Yao Q, et al. High-order harmonic generation in He driven by Ti:sapphire femtosecond laser [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, 22(9): 1035-1038.
- [13] Quéré F, Thauray C, Monot P, et al. Coherent wake emission of high-order harmonics from overdense plasmas [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(12): 125004.
- [14] Bulanov S V, Naumova N M, Pegoraro F. Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma[J]. *Physics of Plasmas*, 1994, 1(3): 745-757.
- [15] Lichters R, Meyer-ter-Vehn J, Pukhov A. Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity[J]. *Physics of Plasmas*, 1996, 3(9): 3425-3437.
- [16] Baeva T, Gordienko S, Pukhov A. Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma[J]. *Physical Review E*, 2006, 74(4): 046404.
- [17] Dromey B, Kar S, Bellei C, et al. Bright multi-keV harmonic generation from relativistically oscillating plasma surfaces[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(8): 085001.
- [18] Zepf M, Dromey B, Kar S, et al. High harmonics from relativistically oscillating plasma surfaces: a high brightness attosecond source at keV photon energies[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2007, 49(12B): B149-B162.
- [19] Heissler P, Hörlein R, Mikhailova J M, et al. Few-cycle driven relativistically oscillating plasma mirrors: a source of intense isolated attosecond pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(23): 235003.
- [20] Chen Z Y, Pukhov A. Bright high-order harmonic generation with controllable polarization from a relativistic plasma mirror[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 12515.
- [21] Xie D, Zhuo H B, Zhang S J, et al. 3D particle simulation of harmonic radiation excited by double circularly-polarized laser pulses irradiating over-dense plasma surface[J]. *Applied Physics B*, 2019, 125(8): 1-8.
- [22] Chen Z Y. Spectral control of high harmonics from relativistic plasmas using bicircular fields[J]. *Physical Review E*, 2018, 97(4): 043202.
- [23] Chen Z Y, Li X Y, Li B Y, et al. Isolated elliptically polarized attosecond soft X-ray with high-brilliance using polarization gating of harmonics from relativistic plasmas at oblique incidence[J]. *Optics Express*, 2018, 26(4): 4572-4580.
- [24] der Brügge D A A, Pukhov A. Enhanced relativistic harmonics by electron nanobunching[J]. *Physics of Plasmas*, 2010, 17(3): 033110.
- [25] Dromey B, Rykovanov S, Yeung M, et al. Coherent synchrotron emission from electron nanobunches formed in relativistic laser-plasma interactions[J]. *Nature Physics*, 2012, 8(11): 804-808.
- [26] Arber T D, Bennett K, Brady C S, et al. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2015, 57(11): 113001.
- [27] Yu D Y, Zou D B, Yu M Y, et al. Generation of relativistic high-order-mode laser pulse using plasma waveguide[J]. *New Journal of Physics*, 2019, 21(8): 083003.
- [28] Bulanov S V, Kamenets F F, Pegoraro F, et al. Short, relativistically strong laser pulse in a narrow channel[J]. *Physics Letters A*, 1994, 195(1): 84-89.