

基于高次谐波产生的极紫外偏振涡旋光*

范鑫 梁红静 单立宇 闫博 高庆华 马日† 丁大军

(吉林大学原子与分子物理研究所, 长春 130012)

(2019年5月29日收到; 2019年12月9日收到修改稿)

突破传统涡旋光场束缚, 发展短波极紫外涡旋光场是实现阿秒脉冲偏振控制的有效途径. 本研究利用自制的平场光栅光谱仪和超快时间保持的单色仪, 以 800 nm, 35 fs 高斯或具有偏振奇点的涡旋光脉冲驱动诱导氩原子产生高次谐波, 分别获得相应的高次谐波光谱以及谐波谱单阶光源的分布. 实验结果表明, 基于高次谐波产生实现近红外波段的涡旋光束特性转移到极紫外波段, 优化后的极紫外涡旋可以实现每秒 10^8 光子数输出. 同时发现极紫外波段的涡旋场和高斯场高次谐波产生具有相似相位匹配机制. 基于高次谐波产生的极紫外波段的偏振涡旋光为探究和操控原子分子量子态的含时演化动力学以及形成阿秒矢量光束提供了重要的方法和技术手段.

关键词: 高次谐波, 极紫外涡旋场, 相位匹配, 偏振奇点

PACS: 42.65.Ky, 42.65.Re, 32.80.Wr, 47.32.cb

DOI: 10.7498/aps.69.20190834

1 引言

光场调控是实现光与物质相互作用物理过程精密调控的重要手段. 常规的光场调控技术是指对光场的频率、振幅、相位和偏振等参量进行调控. 近年来, 多维度光场调控受到大家广泛关注, 同时提出和实现了多种新型光场, 如具有相位奇点 (phase singularity) 的涡旋光场 (相位涡旋) 和偏振态非均匀分布的柱对称矢量光场 (偏振涡旋) 等.

涡旋光束 (vortex beam) 最重要的特征就是携带轨道角动量, 同时在其中心存在相位奇点, 相位奇点决定了光束的相位结构和强度分布. 涡旋光束的相位因子中包含螺旋相位项 $\exp(il\theta)$, 其中 θ 表示方位角, l 为拓扑荷数 (topological charge). 拓扑荷数 l 也被称为位错强度或角量子数, 通常 l 为整数, 每个光子具有的轨道角动量为 $l\hbar$. 涡旋光束强度呈甜甜圈分布、具有相位奇点和暗斑尺寸

很小等一系列特殊的物理性质. 红外波段涡旋光束具有广泛的应用. 如在光通信中, 一个轨道角动量可以携带无穷的信息容量, 使得涡旋光束在信息存储和传输中具有重要应用^[1,2]; 在生物光子学中, 涡旋光束的暗核被用来提高受激发射损耗 (stimulated emission depletion, STED) 荧光显微镜的分辨率^[3-5]; 在光学微操纵中, 涡旋光束对活体细胞捕获和操纵时, 会减少细胞的损伤^[6]. 理论研究表明^[7,8], 具有一定角动量的涡旋光场作用原子分子可以实现常规线偏或圆偏场下禁戒的跃迁, 从而影响电子跃迁的选择定则. 极紫外涡旋可以用来调控纳米粒子的磁性特征, 增加显微镜的分辨率, 同时可以获得材料的对称性和手性特征^[9].

矢量光束 (vector beam) 是一种在光束横截面上偏振态非均匀分布的光束^[10], 也称为偏振涡旋. 矢量光束相比标量 (线偏振、椭圆偏振和圆偏振) 光束具有更复杂的偏振态. 柱对称矢量光束 (cylindrical vector beam) 因其偏振态在光束截面

* 国家自然科学基金 (批准号: 91750104, 11974137, 11127403) 和国家重点研发计划 (批准号: 2019 YFA0307703) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: rma@jlu.edu.cn

呈轴对称分布,使其成为一种较特殊的矢量光束^[11]. 由于光束中心存在偏振奇点^[12],导致其中心光强为零.柱对称矢量光束一般分为径向偏振光 (radially polarized beam)、角向偏振光 (azimuthally polarized beam) 和广义轴对称光 (generalized axisymmetric beam)^[13]. 径向偏振光束经聚焦后将产生焦斑更小的纵向分量^[14],在激光加工^[15,16]和粒子加速^[17,18]等方面具有重要应用.角向偏振光束经聚焦后呈中空环状的分布^[14],在光谱学中有潜在的应用^[19].短波偏振涡旋光可应用于衍射成像和极紫外光刻 (extreme ultraviolet lithography, EUVL) 等^[20]方面.但是,与红外波段涡旋光束获得方法不同,针对短波光源涡旋的产生则很困难.目前可以产生极紫外涡旋的常见方法有基于大装置自由电子激光 (free electron laser, FEL)^[9]、同步辐射 (synchrotron radiation, SR)^[21]和高次谐波产生 (high-order harmonic generation, HHG)^[20,22,23].然而高次谐波相比其他装置具有可实验室小型桌面化以及实现阿秒精度的泵浦实验等优点^[24].

高次谐波产生是一种极端的非线性过程,在微观层面上高次谐波产生可以通过三步模型来理解^[25,26],电子被强激光场从原子或分子中电离,然后加速.当电场反向时,电子减速并反向加速,最后回到母核,在复合过程中以高次谐波的形式释放所获能量.在宏观层面上,高次谐波产生过程中驱动光聚焦后与物质相互作用,如果满足相位匹配条件^[27],则会产生高效的谐波输出.高次谐波产生的显著特性就是可以把红外驱动场的部分特性映射到极紫外 EUV 或软 X 射线区域^[28].

本研究利用自制平场光栅光谱仪和超快时间保持的单色仪把红外波段的涡旋特性通过高次谐波产生转移到极紫外波段,并对极紫外涡旋光进行了优化.实验结果表明具有涡旋结构的高次谐波和

非涡旋高次谐波具有相似相位匹配机制.同时基于单色仪产生的极紫外涡旋可以有效保持其超短脉冲时间特性.

2 实验装置

本研究中用于产生和探测强激光场诱导的高次谐波光谱仪和单色仪在我们之前的研究^[29-31]中已有过详细描述,其光全谱探测及单色分光光路示意图如图 1 所示.实验上采用的激光脉冲为 Spectra-Physics 公司的商用掺钛蓝宝石一体式飞秒激光系统 (Spectra Physics, ACE 35 FIK),重复频率为 1 kHz,中心波长 800 nm,脉冲宽度 35 fs,单脉冲能量最高 6 mJ.通过半波片和格兰棱镜偏振器改变驱动激光的强度.因为球面光栅 (Shimadzu 30 002) 的衍射效率取决于光栅凹槽与谐波极化方向之间的角度,为使衍射效率达到最大,实验中把激光偏振调节为竖直线偏.竖直线偏的高斯光束经过美国 Thorlabs 公司生产的零级涡旋半波片转变为径向偏振光,且零级涡旋半波片的长轴与激光的偏振方向一致.高斯模和偏振涡旋光束被焦距为 300 mm 的聚焦透镜聚焦后与充满氙原子气体的镍管气体池相互作用,以此产生高次谐波相干辐射.气体靶池中的气体压强由气体压强控制器 640B (MKS) 控制,可调范围为 0—100 torr (1 torr \approx 133.322 Pa).光束聚焦后与氙原子气体作用产生的高次谐波经由镀金反射镜反射到平场光栅光谱仪中.然后由光栅对高次谐波进行光谱分辨,再在装有荧光屏的微通道板探测器上成像,最后采用高动态范围的 CCD 相机 (Hamamatsu ORCA R2) 记录高次谐波光谱信号.

为了对产生的极紫外短波涡旋结构进行观测,通过使用 Czerny-Turner 方案设计的单色仪将 HHG

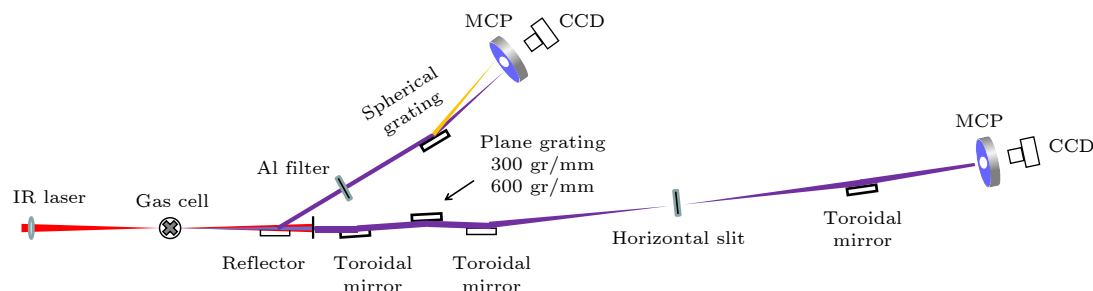


图 1 高次谐波产生光谱仪及单色仪实验光路示意图

Fig. 1. Sketch of the spectrometer and monochromator with HHG.

光谱进行单色分光成像探测, 如图 1 下半部光路所示. 单色仪 [32] 主要由三个光学元件组成, 即第一个镀金超环面镜准直束源处产生的高次谐波, 而后通过转动平面光栅选择合适的角度将准直的谐波进行分光, 再经由另一超环面镜将光栅分开的光聚焦到出射狭缝上. 超环面镜的焦距为 $f = 500$ mm, 平面光栅安装的方式为非经典安装方式 [33], 即垂直安装 (入射波和衍射波平行于光栅槽), 为保证高效率输出, 光学元件都采用掠入射 (即入射角为 87°). 选择单一波长时, 通过控制真空电动旋转平台 (Physik Instrument PRS-110) 控制平面光栅旋转至所研究波长范围. 最后所选择的单色光由装有荧光屏的微通道板探测器成像. 同样使用高动态范围的 CCD (Hamamatsu ORCA R2) 记录单色成份的高次谐波信号.

3 实验结果与讨论

3.1 极紫外涡旋结构高次谐波产生

图 2 分别给出了 800 nm, 35 fs 高斯光束和径向偏振光束驱动 90 torr 氩原子气体产生的无涡旋结构和涡旋结构的部分高次谐波谱, 驱动激光能量为 1.0 mJ. 其中图 2(a) 和图 2(c) 分别是 CCD 直接成像结果, 对比发现, 图 2(c) 存在着明显的分裂结构, 缺失部分为偏振奇点, 这是因为谐波把红外波段涡旋的性质转化到极紫外波段 [20]. 经过光谱标定, 图 2(b) 和图 2(d) 相应地给出了两种驱动场下的谐波积分谱. 两种情况下的谐波产生另一个特征是高斯驱动场产生的谐波阶数明显多于径向偏振光的结果. 图 2(a) 显示了 HHG 光谱阶数为 19—33 阶, 实际上在此实验条件下可观测到 37 阶谐波, 即涵盖了 17—57 nm 波长范围. 而图 2(c) 直接显示了相同条件下涡旋谐波阶数最大为 29 阶, 这是因为两种驱动光场对应的宏观相位匹配机制不同.

3.2 单阶谐波极紫外涡旋

为对上述谐波谱单阶光源进行结构分布探测, 将谐波切换至单色仪端进行分光成像探测, 通过调节光栅角度选择任一级次谐波输出. 图 3 分别给出了高斯光束 (图 3(a)) 和径向偏振光束 (图 3(b)) 驱动 50 torr 氩原子气体产生的 21 阶 (波长 38 nm) 无涡旋结构和涡旋结构的极紫外光谱, 驱动激光能

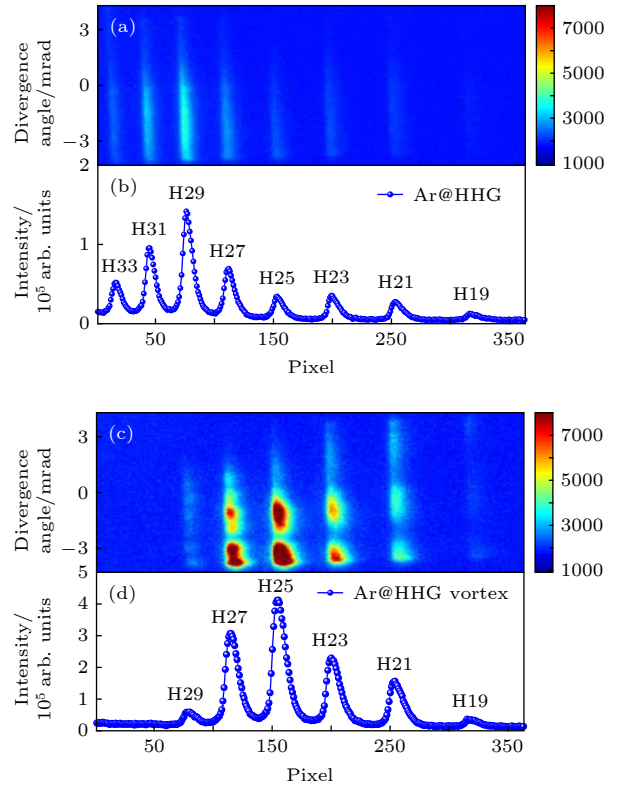


图 2 使用激光能量为 1.0 mJ, 800 nm, 35 fs 线偏高斯光束和径向偏振光束驱动 90 torr 的氩原子产生的 HHG 光谱的远场强度分布 (a) 高斯光场驱动的部分高次谐波谱; (b) 图 (a) 对应的积分谱; (c) 径向偏振光场驱动的涡旋高次谐波谱; (d) 图 (c) 对应的积分谱. x 阶谐波在图中标记为 Hx

Fig. 2. Part of the HHG spectrum of Ar atoms at 90 torr irradiated by a 800 nm, 35 fs linearly polarized and radially polarized driving laser field with laser energy of 1.0 mJ: (a) Part of the HHG spectrum produced by a Gaussian driving beam; (b) the corresponding integrated HHG intensity; (c) part of the HHG spectrum produced by a radially polarized driving beam; (d) the corresponding integrated HHG intensity. The x -order of the harmonics are labeled as Hx in the figure.

量为 1.2 mJ. 对比图 3(a) 和图 3(b) 成像结果, 图 3(b) 的极紫外偏振涡旋光是由两个不均匀的波瓣构成, 其中心存在光强为零的位置, 缺失部分为偏振奇点. 两种情况下的极紫外光都是近似椭圆形, 这是由光栅使用圆锥衍射方式及准直超环面镜像差造成的, 从而导致光斑从圆形扭曲成椭圆形 [32,34]. 经过对光斑的标定, 其中设横向长度在图中为 ΔW , 纵向长度为 ΔL , 图 3(a) 无奇点的结构其横向长度为 0.72 mm, 纵向长度 2.27 mm; 而对图 3(b) 有偏振奇点结构的横向长度为 1.08 mm, 纵向长度为 3.11 mm. 两种情况下的极紫外光斑对比可知, 径

向偏振光束驱动场产生的极紫外涡旋光横向和纵向长度都明显大于极紫外高斯光束. 通过图 3(a) 和图 3(b) 对比证明基于 HHG 方案实现了极紫外涡旋场的产生.

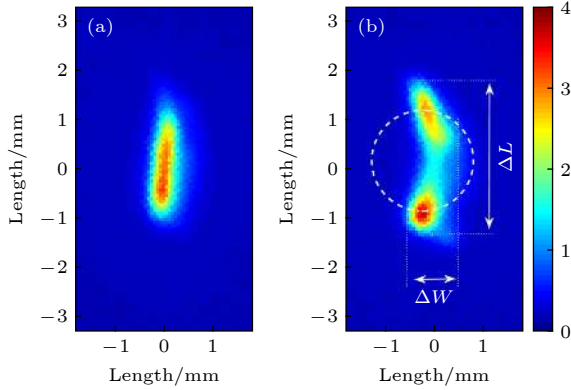


图 3 高斯光束和径向偏振光束产生的 21 阶极紫外光的远场强度分布 (a) 高斯光束产生的极紫外光场; (b) 径向偏振光束产生的极紫外涡旋场

Fig. 3. Far-field intensity distributions of EUV light with the orders of 21st generated with Gaussian beam and radially polarized beam: (a) EUV generated by Gaussian beam; (b) EUV vortex generated by radially polarized beam.

为了进一步验证产生的极紫外涡旋的特征, 测试了 19, 21 和 23 阶次谐波的结构分布, 如图 4 所示, 驱动激光能量为 1.2 mJ. 图 4 内插图是各阶次 CCD 直接成像结果, 分别对应 19, 21 和 23 阶谐波结构分布. 对比发现, 19—23 阶的涡旋谐波光束直径相同. 经过标定, 给出 19—23 阶光束直径都为 2.10 mm. 同样经过测量, 其他更高阶谐波的光束直径大小同上述阶数保持一致.

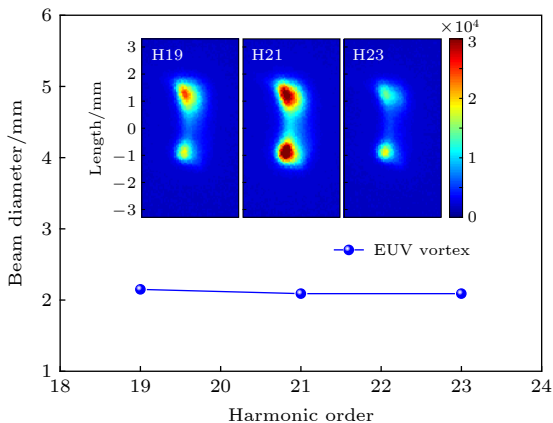


图 4 径向偏振光束产生的不同级次谐波极紫外涡旋光场的远场强度分布 (内插图) 和直径分布

Fig. 4. Far-field intensity distributions of EUV vortex generated with radially polarized beam and diameters of the EUV vortex rings.

3.3 径向偏振光驱动高次谐波的相位匹配

高次谐波产生是一种单原子响应, 但当驱动光场作用于大量原子分子时, 会有一些的宏观相位匹配机制, 从而实现谐波输出的最佳调制范围. 谐波相位匹配机制受多种因素影响, 如原子偶极相位、中性原子色散、等离子体色散和高斯束相位梯度等. 具体相位失配公式可表达为: $\Delta k = \Delta k_g + \Delta k_n + \Delta k_p + \Delta k_d$ ^[35,36], 其中 Δk_g 为高斯束相位梯度贡献, Δk_n 为中性气体色散贡献, Δk_p 为等离子体色散贡献, 而 Δk_d 来自原子偶极相位贡献. 之前的研究^[30]已经表明, 在 300 mm 紧聚焦条件下, 高斯束相位梯度 Δk_g 与原子偶极相位 Δk_d 起主要作用, 对谐波辐射输出相位匹配贡献最大. 利用同样的紧聚焦条件对比了高斯光束和径向偏振光分别驱动原子产生谐波的相位匹配条件, 图 5 分别给出了高斯光束和径向偏振光驱动氩原子产生 19 阶和 23 阶气体压强的依赖关系. 其中图 5(a) 和图 5(b) 分别为 19 阶和 23 阶谐波产率随压强在两种不同驱动光强下的变化趋势. 对比发现, 高斯光束驱动的 19 阶和 23 阶高斯谐波在 50 torr 的产率最大, 这一结果与我们之前的结果一致^[30]. 对于径向偏振光产生的 19 阶和 23 阶谐波产率随压强的趋势来看, 涡旋谐波的最优相位匹配区间在 70—90 torr. 两种条件的结果有所差异, 这是由于径向偏振光聚焦后比高斯光束具有更为复杂的偏振结构和紧聚焦的性质^[14]. 同样的紧聚焦条件下, 光场由高斯型分布到径向偏振态分布的转变同样会带来相位梯度的变化, 所以在相位匹配条件下 Δk_g 也将起着重要的贡献, 进而导致两种情况的不同压强匹配条件. 光强在一定范围内改变, 可以发现传统高斯型光场匹配压强基本在 50 torr 左右; 而对偏振涡旋谐波来说, 则在 70—90 torr 范围匹配最佳. 对于后期极紫外涡旋的应用, 我们的实验结果将提供一定的参考.

基于单色仪实验测量过程中, 由于优选单色波长采用的是光栅的非经典安装方式, 减少了入射光源辐照光栅刻线数目, 这样就降低了光栅对光场脉冲的展宽, 按照实验中使用的 300 gr/mm 的光栅来计算, 产生的谐波脉冲宽度仍然保持在约 100 fs 量级. 同时依据二极管探测的强度, 我们还预估了各个级次谐波的光子数. 如优化后的 21 阶极紫外涡旋可以实现每秒 10^8 光子数输出.

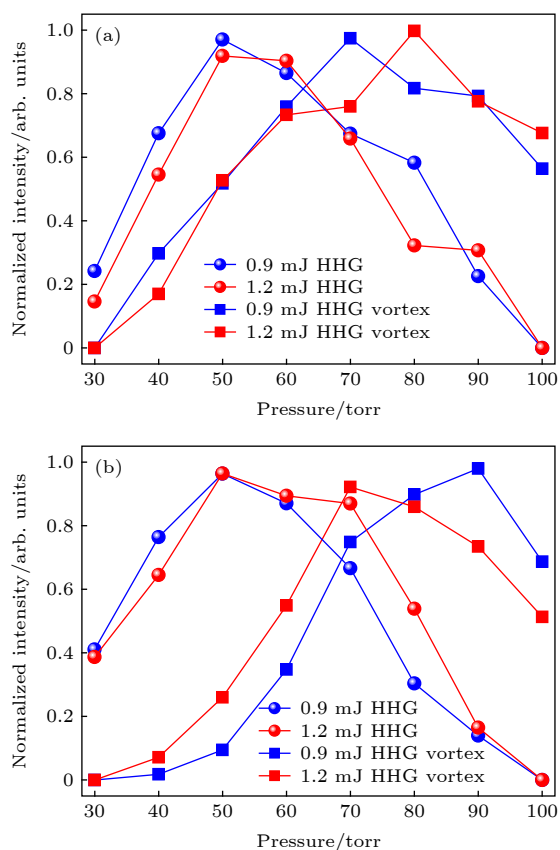


图5 高斯和涡旋高次谐波在0.9和1.2 mJ光强下随压力的变化趋势 (a) 19阶谐波; (b) 23阶谐波

Fig. 5. Yield of the modes as a function of the gas pressure and laser energy for the harmonic and vortex harmonic: (a) Harmonic with the orders of 19th; (b) harmonic with the orders of 23rd.

4 结 论

本文利用自制的平场光栅光谱仪和超快时间保持的单色仪分别测量了强场高次谐波产生的光谱和单阶光源, 分析和研究了极紫外偏振涡旋的产生以及相位匹配机制. 对比两种驱动场产生的高次谐波直接证实了极紫外涡旋的存在. 通过调节驱动激光能量以及气体压强, 给出了不同阶次极紫外涡旋相位匹配条件, 并分析了不同于高斯驱动光场的相位匹配机制. 本研究观测到的极紫外偏振涡旋为后续探究和操控原子分子量子态的含时演化过程(如转动、振动、电离和解离) 提供了重要的技术手段.

参考文献

[1] Liu Y D, Gao C Q, Gao M W, Li F 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 854 (in Chinese) [刘义东, 高春清, 高明伟, 李丰 2007 *物理学报* **56** 854]
 [2] Gibson G, Courtial J, Padgett M J, Vasnetsov M, Pas'ko V,

Barnett S M, Franke-Arnold S 2004 *Opt. Express* **12** 5448
 [3] Willig K I, Rizzoli S O, Westphal V, Jahn R, Hell S W 2006 *Nature* **440** 935
 [4] Hell S W, Wichmann J 1994 *Opt. Lett.* **19** 780
 [5] Westphal V, Kastrup L, Hell S W 2003 *Appl. Phys. B* **77** 377
 [6] Lei M 2009 *Ph. D. Dissertation* (Xian: Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [雷铭 2009 博士学位论文 (西安: 中国科学院)]
 [7] Veenendaal M V, McNulty I 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 157401
 [8] Picón A, Benseny A, Mompert J, Vázquez de Aldana J R, Plaja L, Calvo G F, Roso L 2010 *Opt. Express* **12** 1367
 [9] Ribič P R, Rösner B, Gauthier D, Allaria E, Döring F, Foglia L, Giannessi L, Mahne N, Manfreda M, Masciovecchio C, Mincigrucci R, Mirian N, Principi E, Roussel E, Simoncig A, Spampinati S, David C, Ninno G D 2017 *Phys. Rev. X* **7** 031036
 [10] Totzeck M 1991 *J. Opt. Soc. Am.* **8** 27
 [11] Hall G D 1996 *Opt. Lett.* **21** 9
 [12] Schoonover R W, Visser T D 2006 *Opt. Express* **14** 5733
 [13] Zhan Q W 2009 *Adv. Opt. Photonics* **1** 1
 [14] Youngworth K S, Brown T G 2000 *Opt. Express* **7** 77
 [15] Niziev V G, Nesterov A V 1999 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** 1455
 [16] Meier M, Romano V, Feurer T 2007 *Appl. Phys. A* **86** 329
 [17] Salamin Y I, Harman Z, Keitel C H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 155004
 [18] Marceau V, Varin C, Brabec, Piché M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 224801
 [19] Guclu C, Veysi M, Capolino F 2016 *ACS Photonics* **3** 2049
 [20] Hernández-García C, Turpin A, Román J S, Picón A, Drevinskis R, Cerkauskaitė A, Kazansky P G, Durfee C G, Sola Í J 2017 *Optica* **4** 520
 [21] Matsuba S, Kawase K, Miyamoto A, Sasaki S, Fujimoto M, Konomi T, Yamamoto N, Hosaka M, Katoh M 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 021106
 [22] LHuillier A, Balcou P 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 774
 [23] Rego L, Dorney K M, Brooks N J, Nguyen Q L, Liao C T, San R J, Couch D E, Liu A, Pisanty E, Lewenstein M, Plaja L, Kapteyn H C, Murnane M M, Hernandez-Garcia C 2019 *Science* **364** 1253
 [24] Xin M, Safak K, Peng M Y, Kalaydzhyan A, Wang W T, Mücke O D, Kärtner F X 2017 *Light Sci. Appl.* **6** e16187
 [25] Schafer K J, Yang B, DiMauro L F, Kulander K C 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1599
 [26] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
 [27] Gaarde M B, Tate J L, Schafer K J 2008 *J. Phys. B* **41** 132001
 [28] Hernández-García C 2017 *Nat. Phys.* **13** 327
 [29] Niu Y, Liang H J, Liu Y, Liu F Y, Ma R, Ding D J 2017 *Chin. Phys. B* **26** 074222
 [30] Niu Y, Liu F Y, Liang H J, Liu Y, Yang Y J, Ma R, Ding D J 2017 *Opt. Commun.* **397** 118
 [31] Liang H J, Wang Q X, Fan X, Shan L Y, Feng S, Yan B, Ma R, Xu H F 2018 *Chin. J. Chem. Phys.* **4** 31
 [32] Niu Y 2017 *Ph. D. Dissertation* (Changchun: Jilin University) (in Chinese) [牛永 2017 博士学位论文 (长春: 吉林大学)]
 [33] Lai C J, Cirmi G, Hong K H, Moses J, Huang S W, Granados E, Keathley P, Bhardwaj S, Kärtner F X 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 073901

[34] Frassetto, Poletto L F 2009 *Appl. Opt.* **48** 5363

[35] Winterfeldt C, Spielmann C, Gerber G 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 117

[36] Rudawski P, Heyl C M, Brizuela F, Schwenke J, Persson A, Mansten E, Rakowski R, Rading L, Campi F, Kim B, Johnsson P, L'Huillier A 2013 *Rev. Sci. Instrum.* **84** 073103

Extreme ultraviolet polarization vortex beam based on high harmonic generation*

Fan Xin Liang Hong-Jing Shan Li-Yu Yan Bo Gao Qing-Hua
Ma Ri[†] Ding Da-Jun

(*Institution of Atomic and Molecular Physics, Jilin University, Changchun 130012, China*)

(Received 29 May 2019; revised manuscript received 9 December 2019)

Abstract

Polarization is a property of vector beam that is widely used in many areas of science and technology. And vector beam is also called polarization vortex beam. Radially polarized beam and azimuthally polarized beam are the paradigm of vector beam. Extreme ultraviolet (EUV) vector beam could be applied in many fields such as diffractive imaging, Extreme Ultraviolet Lithography (EUVL), or ultrafast control of magnetic properties. In our experiments, a home-made EUV spectrometer was used to generate a tunable ultrafast EUV coherent light source based on high-order harmonic generation (HHG) by intense femtosecond laser. The apparatus features by using the plane grating in conical diffraction. The radially polarized vector beam and Gaussian beam with 800 nm, 35 fs laser pulses were applied to interact with Argon atoms, respectively. The high harmonic spectrums with a polarization singularity and a Gaussian distribution were observed. The experimental results demonstrate that the EUV vector beam could be transferred from near-infrared driven laser during the highly nonlinear interaction. The short-wavelength radiation with a polarization singularity can reach a photon flux of 10^8 per second. And the harmonic orders produced by Gaussian beam are significantly higher than that of vector field. The mechanism of macroscopic phase matching was discussed. It indicates that the phase matching for vector harmonic yields is similar with that driven by a Gaussian beam. In this case, EUV vector beam through HHG has been obtained, which provides one important method for attosecond vector pulses and opens new possibilities for exploring and manipulating the time-dependent evolution of quantum states in atom and molecule.

Keywords: high-order harmonic generation, extreme ultraviolet vortex field, phase matching, polarization singularities

PACS: 42.65.Ky, 42.65.Re, 32.80.Wr, 47.32.cb

DOI: 10.7498/aps.69.20190834

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91750104, 11974137, 11127403) and the National Key R&D Program of China (Grant No. 2019YFA0307703).

[†] Corresponding author. E-mail: rma@jlu.edu.cn