

原子在双色组合场中产生高次谐波的转换效率与激光波长的关系*

曹卫军^{1) 2)} 成春芝¹⁾ 周效信^{1)†}

1) (西北师范大学物理与电子工程学院, 甘肃省原子分子物理与功能材料重点实验室, 兰州 730070)

2) (昌吉学院物理系, 昌吉 831100)

(2010年6月4日收到; 2010年7月15日收到修改稿)

利用分裂算符法求解速度规范下的含时薛定谔方程, 研究了一维氦原子处于单色红外场、红外场与紫外场形成的双色组合场中产生的高次谐波谱, 分析了在截止位置附近高次谐波的转换效率与激光波长(800—2000 nm)的关系, 发现在双色组合场驱动下截止位置附近高次谐波的转换效率随波长的变化为 $\eta(\lambda) \propto \lambda^{-x}$, 其中 $\langle x \rangle$ 的数值取决于激光场的强度, 但是只要选取合适场强的组合场就能提高截止位置附近高次谐波的转换效率.

关键词: 双色组合场, 分裂算符, 高次谐波, 转换效率

PACS: 42.65.Ky, 32.80.Rm

1. 引言

超短的飞秒激光脉冲(10^{-15} s)是实时探测分子动力学过程应用和研究不可缺少的工具^[1,2], 更短的阿秒脉冲(10^{-18} s)可以用来观测甚至是控制原子内部电子的动力学行为, 如原子内部电子的隧穿电离过程和内壳层电子弛豫过程等^[3], 阿秒脉冲的实现, 将具有重要的科学意义和广泛的应用价值. 如何实现更短、更强的单个阿秒脉冲是国内外众多学者努力的目标. 原子在强激光场发射的高次谐波由于频谱呈现很宽的平台区以及截止位置附近具有的超连续性特点, 成为实现超短阿秒脉冲的首选方法^[4-11].

强激光场与原子、分子、团簇以及固体相互作用可以产生频率为入射激光频率奇数倍的高次谐波, 谐波辐射的功率随频率的增加呈现出“下降-平台-截止”的结构特征. 由 Corkum 提出的半经典“三步”模型^[12]可知, 原子产生高次谐波的截止位置阶数约在 $N = (I_p + 3.17U_p)/\omega$ 附近, 其中 I_p 是靶原子的电离势, ω 是入射激光场的角频率, U_p 是自

由电子在电磁场中的有质动力能, 可以表示为 $U_p \propto I\lambda^2$ (I 是入射激光的峰值强度, λ 是激光的波长), 研究表明^[13], 拓展高次谐波截止位置(cut-off)可以获得更短的阿秒脉冲. 由此可见, 增加激光强度或增长激光波长都可以拓宽高次谐波谱的截止位置从而获得更短的阿秒脉冲. 但是, 激光强度达到一定的数值后原子会被完全电离, 从而降低谐波的发射效率; 驱动激光波长增长一般会降低谐波的转换效率^[14,15].

一些学者对高次谐波转换效率的研究表明: 处于基态原子发射高次谐波的效率为 $\eta(\lambda) \propto \lambda^{-x}$ ($x = 4-6$)^[14-16], 可见转换效率会随波长的增长衰减得很快; 而处于激发态原子所发射高次谐波的转换效率为 $\eta(\lambda) \propto \lambda^{-x}$ ($x = 2-4$)^[17], 相对于基态原子发射高次谐波的效率有很大提高, 但是这些研究的考察点集中在高次谐波平台的前端区域(能量范围约为 20—50 eV). 然而, 由高次谐波获得的单个阿秒脉冲主要是滤取截止位置附近的频带合成的, 因而对高次谐波截止位置附近的转换效率随激光波长的变化研究更具实际意义. 最近, 我们利用强场近似研究了在单色激光场驱动下原子发射高次

* 国家自然科学基金(批准号:11044007, 11064013), 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号:20096203110001), 西北师范大学创新项目(批准号: NWNU-KJCXGC-03-62)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zhouxx@nwnu.edu.cn

谐波在截止位置附近的转换效率随波长的变化. 研究表明, 在截止位置附近的转换效率随波长的增加衰减得更快^[18], $\eta(\lambda) \propto \lambda^{-11.5}$, 这对用长波长激光驱动原子产生的阿秒脉冲是不利的. 而文献[17]的研究结果表明, 处于激发态原子产生的高次谐波其转换效率会有很大提高. 因此我们可以利用一束紫外光将一部分原子从基态激发到激发态, 然后将这些部分处于激发态的原子在不同波长红外激光场驱动下, 研究其产生的高次谐波在截止位置附近的转换效率.

本文将使用分裂算符法求解速度规范下的含时薛定谔方程, 研究氦原子在单色红外场、双色组合场(红外场与紫外场组合)中产生的高次谐波在截止位置附近的转换效率随激光波长(800—2000 nm)变化的规律.

2. 理论模型和计算

在速度规范下, 采用偶极近似, 强激光场中一维模型氦原子的含时薛定谔方程可以表示为(若无特殊说明, 均采用原子单位)

$$\left[-\frac{1}{2} \left(-i \frac{\partial}{\partial x} + \frac{A(t)}{c} \right)^2 + V(x) \right] \psi(x, t) = i \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

$A(t)$ 为电磁场的矢势, $V(x)$ 采用一维软库仑势^[19]

$$V(x) = -\frac{1}{\sqrt{a^2 + x^2}}, \quad (2)$$

其中 a 是可调参数, 选 $a = 0.485$ 使基态波函数能量的本征值跟氦原子的基态能量相同.

(1) 式的解可表示为

$$\psi(t + \Delta t) = \exp(-iH\Delta t)\psi(x, t). \quad (3)$$

用分裂算符方法对上式中的指数算符进行劈裂, 得

$$\begin{aligned} \psi(x, t + \Delta t) = & \exp\left[\frac{i}{4}\left(-i\frac{\partial}{\partial x} + \frac{A}{c}\right)^2 \Delta t\right] \\ & \times \exp\{-iV(x)\Delta t\} \\ & \times \exp\left[\frac{i}{4}\left(-i\frac{\partial}{\partial x} + \frac{A}{c}\right)^2 \Delta t\right] \\ & \times \psi(x, t) + O(\Delta t^3). \end{aligned} \quad (4)$$

由(4)式可以看出, 波函数从 t 演化到 $t + \Delta t$ 可通过三步来完成, 波函数的具体演化过程在文献[19]中已有详细阐述.

在求解(1)式的含时薛定谔方程时, 首先要确定初始波函数. 考虑到从 $t = 0$ 时刻激光场开始作

用到原子上, 此时原子处于无外场的基态, 因此初始波函数为基态波函数. 初始波函数用 B 样条函数展开, 再通过对角化方法确定其展开系数.

因为高次谐波的强度与电子平均加速度的傅里叶变换模的平方成正比, 首先计算出电子的平均加速度

$$a(t) = \langle \psi(x, t) | -\frac{\partial V(x)}{\partial x} + E(t) | \psi(x, t) \rangle, \quad (5)$$

高次谐波谱的强度可表示为

$$P(\omega) = |a(\omega)|^2, \quad (6)$$

式中

$$a(\omega) = \int_0^t a(t) \exp(-i\omega t) dt. \quad (7)$$

再对强度积分得到单位能量范围内高次谐波转换效率^[18]

$$\Delta Y = \frac{1}{3c^3 \Delta e} \int_e^{e+\Delta e} |a(\omega)|^2 d\omega, \quad (8)$$

式中 e 为所研究某一能量范围内高次谐波转换效率的起始位置, Δe 为能量宽度. 在研究截止位置附近高次谐波转换效率时, Δe 取为 15 eV, 而 $e + \Delta e$ 为高次谐波的截止位置. 对数阶高次谐波进行叠加, 可以得到阿秒脉冲

$$I(t) = \left| \sum_q a_q \exp(iq\omega t) \right|^2, \quad (9)$$

其中 $a_q = \int a(t) \exp(-iq\omega t) dt$.

3. 结果与讨论

在计算中, 红外场(IR)和紫外场(UV)形成组合场的电场分量可以表示为

$$\begin{aligned} E(t) = & E_{\text{IR}} f_1(t) \cos(\omega_{\text{IR}} t + \varphi) \\ & + E_{\text{UV}} f_2(t - \tau) \cos[\omega_{\text{UV}}(t - \tau)], \end{aligned} \quad (10)$$

式中

$$f_1(t) = \exp[-2\ln(2)(t/\tau_1)^2],$$

$$f_2(t - \tau) = \exp\{-2\ln(2)[(t - \tau)/\tau_2]^2\} \quad (11)$$

分别为红外场和紫外场的高斯包络, E_{IR} 和 ω_{IR} 分别是红外场的电场振幅和角频率, 脉冲宽度为 $\tau_1 = 7.0$ fs, E_{UV} 和 ω_{UV} 分别是紫外场的电场振幅和角频率, 脉冲宽度为 $\tau_2 = 0.6$ fs, τ 是紫外场相对红外场的时间延迟. 为了方便起见, 用紫外场相对于红外场的相位延迟 $\omega_{\text{IR}}\tau$ 代替时间延迟. 在计算中取初相位 $\varphi = 0$, 延迟时间 $\omega_{\text{IR}}\tau = -1.04\pi$, 因为这样的延迟时间在激光其他参数不变的情况下能得到最强的高次谐波谱.

为了使氦原子中的电子容易从基态跃迁到第一激发态从而增加第一激发态的布居概率,须使基态与第一激发态形成共振^[20],根据两个定态之间的频率条件 $\hbar\omega = E_2 - E_1$,可取 ω_{UV} 为 0.583 a. u., E_2 和 E_1 分别为原子在第一激发态和基态的能量.

基于加大激光强度或波长都可以拓宽高次谐波谱的截止位置而获得更短的阿秒脉冲的思路,我们研究了基频光波长在 800—2000 nm 范围内、不同强度的组合场驱动原子发射的高次谐波谱. 图 1 (纵坐标已取对数)给出了波长分别为 800 nm, 1800

nm 且强度不同的单色场与双色组合场驱动氦原子产生的高次谐波谱. 从图 1 可以看出,随着驱动激光波长增长或激光强度增加,高次谐波截止位置确实得到了很大的拓展,同时谐波强度也得到了不同程度的提高,当红外场强度较弱时(如图 1(a), (b)),双色组合场的谐波强度比相应单色场提高了大约 5 个数量级,组合场能大幅度提高高次谐波发射效率;当红外场强度较强时(如图 1(c), (d))只提高了约 1 个数量级,组合场对提高高次谐波发射效率不太明显.

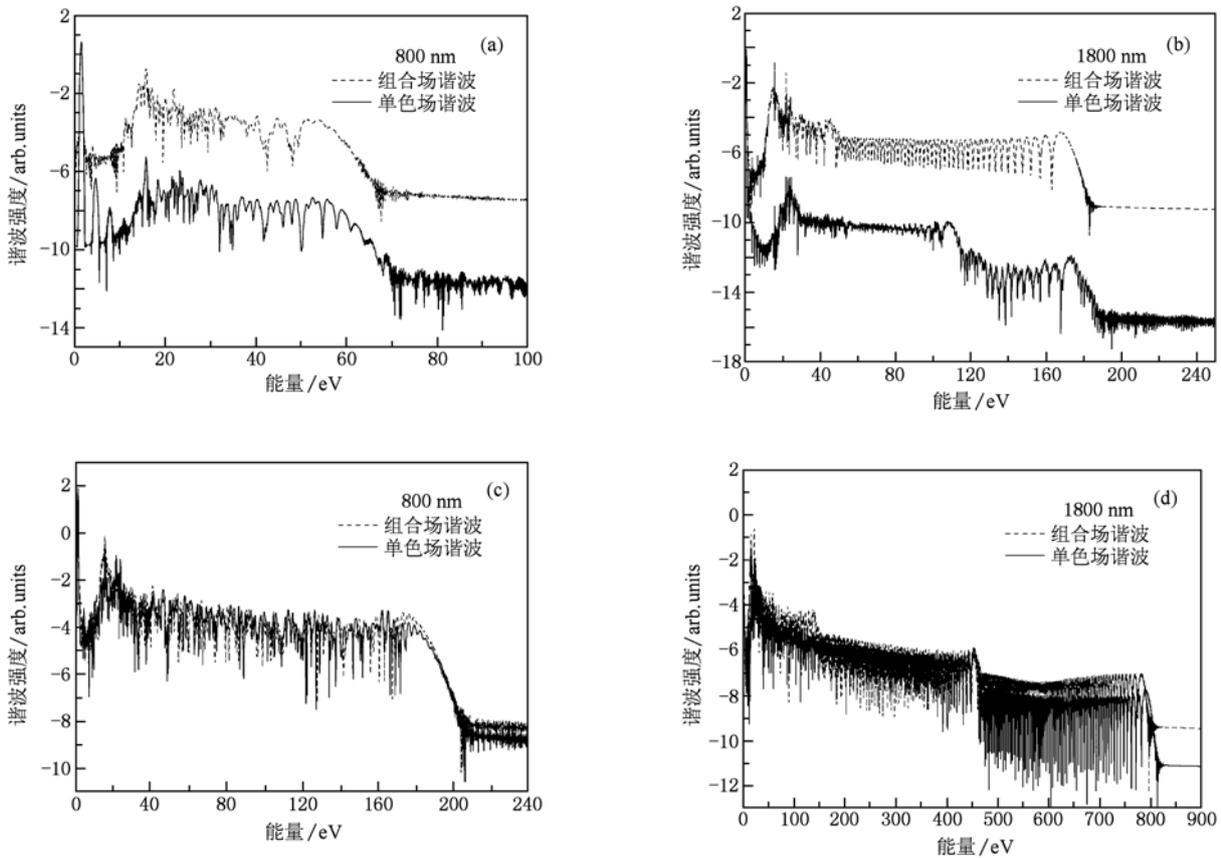


图 1 氦原子在单个红外场与双色组合场中产生的高次谐波谱 (a), (b) 红外场的强度为 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 紫外场强度为 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$; (c), (d) 红外场的强度为 $8.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 紫外场强度为 $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$

为了研究原子发射高次谐波的转换效率随激光波长的依赖关系,我们计算了激光波长在 800—2000 nm 波段范围内氦原子在不同强度的单色红外场中产生的高次谐波在 20—50 eV 能量范围的转换效率. 由于构造阿秒脉冲主要是利用截止位置附近的高次谐波谱,因此我们还计算了氦原子在单色场与双色组合场中发射高次谐波在截止位置附近 ($\Delta e = 15 \text{ eV}$ 能量范围)的转换效率,计算结果如图 2 所示. 从图 2(a), (b) 可以看出,在激

光强度为 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 或 $3.2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 的单色场作用下,谐波平台前端约 20—50 eV 能量范围(低能谐波)的转换效率随波长的依赖关系与已有理论结果^[14—16]符合得很好,转换效率 $\eta(\lambda) \propto \lambda^{-x}$,其中 x 在 4.2—4.3 范围内;而图 2(c) 所示结果为激光强度为 $8.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 的单色场情况下,转换效率的衰减指数为 $x = 3.0$,与 Ne 原子处于强度为 $3.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 的单色红外场中的结果^[17]非常接近. 从这里我们可以看出,这时原

子发射高次谐波的转化效率随激光波长的衰减相对于激光强度较弱时的衰减变慢,对这种现象可作如下分析:根据强场近似,高次谐波谱的强弱主要取决于原子在激光场中发生隧道电离的振幅大小和被电离的电子在与母离子复合前在激光场中演化时间长短有关,隧道电离振幅越大,谐波谱越强,而电子在激光场中演化的时间越长,电子波包的扩散就越严重,则谐波谱发射越弱.对于单色场的情况,高次谐波的发射主要来自于长路径的贡献,文献[17]的研究表明,随着激光波长的增加,对于长路径来说,谐波谱的减弱主要来自于电子在激光场中演化时间的增加,而不是电离振幅的变化.这在激光强度变化不大的情况下的确如此,但对我们研究的情况,当激光强度由 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 变为 $8.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时,原子的隧穿电离振幅会有很大增加,这就抵消了由于演化时间增加所引起的谐波减弱,这样就解释了当激光强度明显较强时(但仍在隧道电离区域),高次谐波的发射效率随激光波长的增加相对于激光较弱时谐

波衰减变慢的原因.而截止位置附近($\Delta e = 15 \text{ eV}$)转换效率随波长的增长呈现指数级急剧衰减,即 $\eta(\lambda) \propto \lambda^{-x}$,此时 x 达到 11.4—13.2,这一结果与用强场近似得到的结果^[18]符合得很好,也与使用半解析方法计算 Ne 原子的结果接近^[21].其原因是由于电离的电子波包在空间的扩展引起的,由于在截断位置附近的高次谐波(高能谐波)的主要贡献来源于在激光场中演化距离较长的电子波包与原子核的复合^[12],随着激光波长的增加,这些电子波包从电离到复合所持续的时间较长,波包在空间的扩展就越严重,当电子波包与原子核复合时强度大为降低,导致截断位置附近高次谐波的强度很弱.需要指出的是我们将氦原子发射高次谐波的转换效率与文献[17]计算的氦原子高次谐波的转化效率的结果进行比较是基于他们发射的高次谐波比较接近,虽然氦原子和氖原子的结构不同,但是它们的电离能差别较小,按照经典的三步模型,不同原子发射的高次谐波谱特征主要依赖于电离能的大小,而与原子结构依赖较弱.

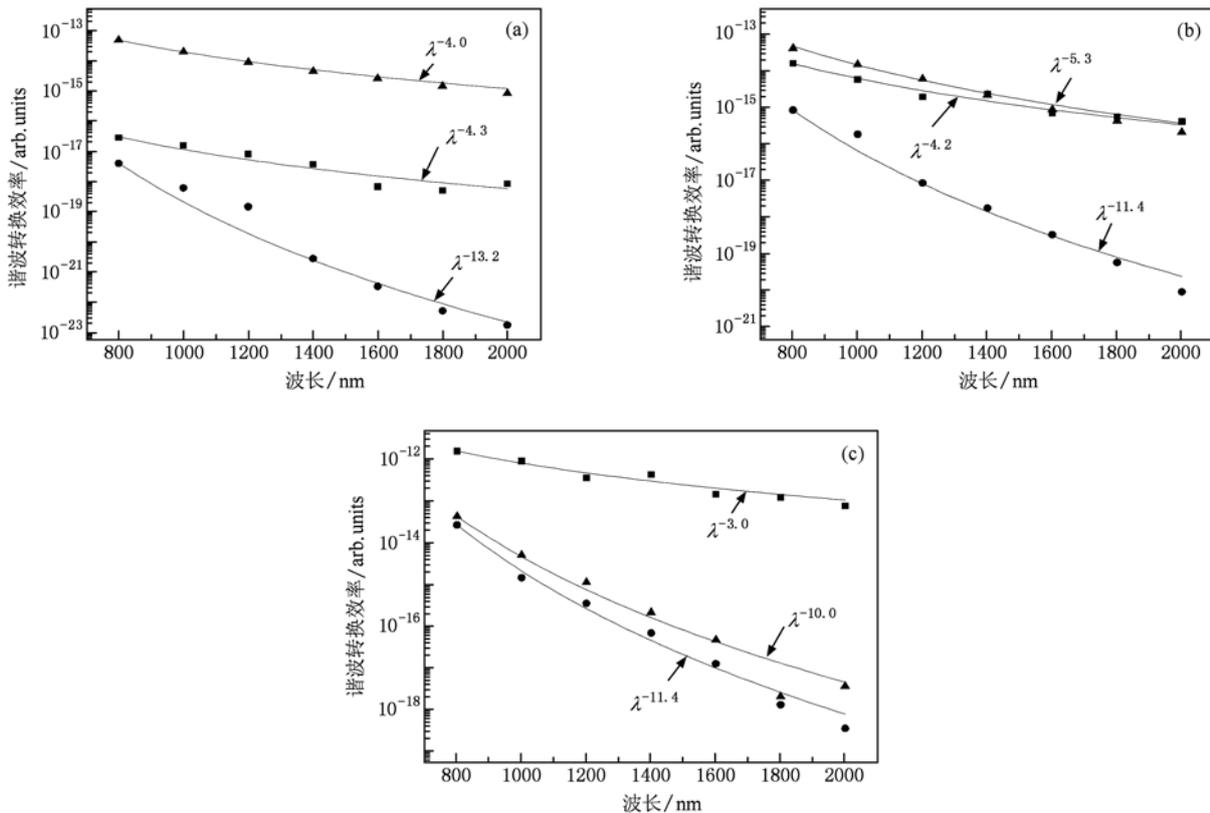


图2 氦原子在不同单个红外场与双色组合作用下产生的高次谐波的转换效率与波长的关系(图中方块表示单色场作用下能量范围为20—50 eV的转换效率,圆点和三角分别表示单色场和双色组合作用下高次谐波在截止位置附近 $\Delta e = 15 \text{ eV}$ 范围的转换效率) (a) 红外场的强度为 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 紫外场强度为 $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$; (b) 红外场的强度为 $3.2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 紫外场强度为 $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$; (c) 红外场的强度为 $8.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 紫外场强度为 $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$

在双色组合场情况下,当红外场强度较弱时($I = 1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$),截止位置附近高次谐波的转换效率相对单色场有明显提高,如图 2(a)所示,转换效率随波长的变化关系为 $\eta(\lambda) \propto \lambda^{-4.0}$,当 λ 为 2000 nm 时,强度几乎提高了 9 个数量级,远远高于 20—50 eV 范围内的转换效率;当红外场强度增加到 $I = 3.2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时,截止位置附近的转换效率与波长的依赖关系变为 $\eta(\lambda) \propto \lambda^{-5.3}$,虽然相比 $I = 1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 的转换效率有所下降,但与能量在 20—50 eV 范围的高次谐波转换效率相当,在 2000 nm 附近仍然提高了约 6 个数量级(如图 2(b)所示);当红外场强度继续增加时,组合场中的紫外场对高次谐波的发射贡献不大,截止位置附近转换效率得到提高也不大,在 $\lambda = 2000 \text{ nm}$ 时,仅仅提高约 1 个数量级,同时转换效率随波长的变化由单色场情况下的 $\eta(\lambda) \propto \lambda^{-11.4}$ 变为 $\eta(\lambda) \propto \lambda^{-10.0}$ (见图 2(c)). 这是因为当红外激光强度较强时,原子在强场驱动下的电离概率本身就很大,加入紫外场后对电离概率的贡献就较少,因此,电子由连续态复合到基态的概率与紫外场的是否加入差别较小. 由此可见,当红外激光强度较弱时,组合场中高频场的加入才可以大幅度增加电离概率,这是因为红外场较弱,原子发生直接多光子电离的概率较小,而当高频场的频率刚好与基态和第一激发态的能级差相等时,原子由基态跃迁到第一激发态的概率大幅增加,这样在红外场的作用下再产生隧道电离,从而大幅度提高电子复合到基态的概率,使高次谐波的发射效率得到很大提高. 但当红外激光场强度较强时,氦原子在该场作用下大多通过隧道电离跃迁到连续态,使得基态的电子布居较小,此时紫外场的加入对原子由基态跃迁到第一激发态的贡献很小,因此对提高高次谐波发射效率(或转换效率)的贡献也很小.

由上面的结果可以看出,当红外场的强度较弱时,加入一个能引起原子基态和第一激发态发生共振跃迁的紫外场,可以大大提高原子发射高次谐波

的效率,也使转换效率随波长衰减指数由单一红外场作用下的 -13.2 变为 -4.0 ;而当红外场的强度很强时,紫外场的加入虽然使转换效率也有提高,但提高的幅度不大,并且转换效率随波长衰减指数相对于单一红外场作用的提高也仅从 -11.4 变为 -10.0 ,但是由于红外场强度很强,这时高次谐波的截止位置很大,由高次谐波在截止位置附近构造的阿秒脉冲较短,不过由于转换效率太低,所构造的阿秒脉冲强度太低. 作为综合考虑,用截止位置附近的高次谐波构造阿秒脉冲既要脉冲较短,还要强度较高,应该选用中等强度的红外场与能引起原子基态和激发态之间发生共振跃迁的紫外场组合,这样可以产生较实用的阿秒脉冲,例如,当红外场强度为 $3.2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 与紫外场组合,其高次谐波发射效率随波长衰减的指数为 -5.3 ,非常接近高次谐波平台前端的转换效率衰减指数 -4.2 .

4. 结 论

本文利用分裂算符法数值求解了偶极近似和速度规范下一维氦原子在强激光场中的含时薛定谔方程,研究了在红外场和能引起原子基态和激发态发生共振跃迁的紫外场组合来驱动氦原子所产生的高次谐波和高次谐波在截止位置附近的转换效率与激光波长的依赖关系,并与单色场的计算结果进行了比较. 结果表明在单色场中截止位置附近谐波的转换效率随激光波长的增长迅速衰减,衰减指数会随激光强度的增加逐渐变小;在双色组合场中,当红外场强度较低时,紫外场的加入会大幅提高原子发射高次谐波的效率,当红外场很强时,紫外场的加入对转换效率的提高作用不大. 综上所述,应该选用中等强度的红外场与能引起原子基态和激发态之间发生共振跃迁的紫外场形成组合场,以此提高截止位置附近的高次谐波的强度与转换效率,从而获得脉冲较短且强度较高的具有实用价值的阿秒脉冲.

[1] Brabec T, Krausz F 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545

[2] Corkum P 2000 *Nature* **403** 845

[3] Ferenc Krausz, Misha Ivanov 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163

[4] Antoine P, L'Huillier A, Lewenstein M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1234

[5] Zou P, Li R X, Zeng Z N, Xiong H, Liu P, Leng Y X, Fan P Z, Xu Z Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 019501

[6] Ye X L, Zhou X X, Zhao S F, Li P C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1579 (in Chinese)[叶小亮、周效信、赵松峰、李鹏程 2009 物理学报 **58** 1579]

- [7] Zeng Z N, Li R X, Xie X H, Xu Z Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2316 (in Chinese) [曾志男、李儒新、谢新华、徐至展 2004 物理学报 **53** 2316]
- [8] Hong W Y, Yang Z Y, Lan P F, Zhang Q B, Li Q G, Lu P X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4914 (in Chinese) [洪伟毅、杨振宇、兰鹏飞、张庆斌、李钱光、陆培祥 2009 物理学报 **58** 4914]
- [9] Zheng J, Sheng Z M, Zhang J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2638 (in Chinese) [郑君、盛政明、张杰 2005 物理学报 **54** 2638]
- [10] Paul P M, Toma E S, Breger P 2001 *Science* **292** 1689
- [11] Hentschel M, Kienberger R 2001 *Nature* **414** 509
- [12] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [13] Li P C, Zhou X X, Wang G L, Zhao Z X 2009 *Phys. Rev. A* **80** 053825
- [14] Tate J, Auguste T, Muller H G, Salières P, Agostini P, DiMauro L F 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 013901
- [15] Schiessl K, Ishikawa K L, Persson E, Burgdörfer J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 253903
- [16] Frolov M V, Manakov N L, Starace A F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 173001
- [17] Chen J, Zeng B, Liu X, Cheng Y, Xu Z Z 2009 *New Journal of Physics* **11** 113021
- [18] Cheng C Z, Zhou X X, Li P C 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 033203 (in Chinese) [成春芝、周效信、李鹏程 2011 物理学报 **60** 033203]
- [19] Li P C, Zhou X X, Dong C Z, Zhao S F 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 750 (in Chinese) [李鹏程、周效信、董晨钟、赵松峰 2004 物理学报 **53** 750]
- [20] Zhang C L, Qi Y Y, Liu X S, Ding P Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **56** 774 (in Chinese) [张春丽、祁月盈、刘学深、丁培柱 2009 物理学报 **56** 774]
- [21] Falcão-Filho E L, Gkortsas V M, Gordon A, Kärtner F X 2009 *Optics Express* **17** 11217

The relationship between conversion efficiency of high-order harmonic generation from atom and wavelength in two-color combined fields*

Cao Wei-Jun¹⁾²⁾ Cheng Chun-Zhi¹⁾ Zhou Xiao-Xin^{1)†}

1) (Key Laboratory of Atomic and Molecular Physics & Functional Materials of Gansu Province, College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China)

2) (Department of Physics, Changji University, Changji 831100, China)

(Received 4 June 2010; revised manuscript received 15 July 2010)

Abstract

By solving the time-dependent Schrödinger equation under velocity gauge with split-operator method, we studied the high harmonics of one-dimensional helium atom exposed to one-color laser field and two-color fields composed of IR field and UV field. And the relationship between conversion efficiency of high-order harmonic generation near the cut-off position and wavelength of the laser (800—2000 nm) was also analyzed. It was found that high-order harmonic conversion efficiency driven by two-color laser field near the cut-off position changes with wavelength as $\eta(\lambda) \propto \lambda^{-x}$, where the x value depends on the intensity of laser field, and the appropriate selection of intensity of combined laser field can improve high harmonic conversion efficiency near the cut-off position.

Keywords: two-color combined fields, split-operator, high-order harmonic, conversion efficiency

PACS: 42.65.Ky, 32.80.Rm

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11044007, 11064013), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20096203110001), and the Foundation of Northwest Normal University (Grant No. NWNU-KJCXGC-03-62).

† Corresponding author. E-mail: zhoux@nwnu.edu.cn