

# 强激光场中模型氢原子和真实氢原子的高次谐波与电离特性研究\*

赵松峰<sup>1)</sup> 周效信<sup>1)†</sup> 金成<sup>1)</sup>

1) 西北师范大学物理与电子工程学院, 兰州 730070)

2) 兰州重离子加速器国家实验室, 兰州 730000)

(2005 年 11 月 30 日收到, 2006 年 3 月 23 日收到修改稿)

利用数值方法求解含时薛定谔方程, 研究了一维、二维模型氢原子和真实的三维氢原子在强激光场中产生的高次谐波和电离特性. 结果表明, 在多光子电离区域和过垒电离区域, 模型氢原子与真实的氢原子产生的高次谐波和电离概率差别很小, 在隧道电离区域, 它们产生的高次谐波的平台特征和截止位置相似, 电离概率随时间变化的趋势相近, 但其数值有明显的差异. 对产生这种差异的原因进行了分析.

关键词: 强激光场, 高次谐波, 电离概率

PACC: 3280, 4250

## 1. 引言

近年来, 人们利用原子在强激光场中产生的高次谐波辐射获得了脉冲持续时间短的极紫外高频相干辐射<sup>[1]</sup>、X 射线源<sup>[2]</sup>和阿秒相干脉冲<sup>[3]</sup>, 而原子在强激光场中的电离特性为测量阿秒脉冲以及了解高次谐波的非线性性质提供了崭新的方法<sup>[4]</sup>. 因此, 国内外学者对原子在强激光场中产生的高次谐波<sup>[5, 6]</sup>和电离概率<sup>[4, 7, 8]</sup>表现出了极大的兴趣.

从理论上研究强激光场与原子的相互作用, 归结为求解原子在强激光场中的含时薛定谔方程. 然而, 求解三维含时薛定谔方程的计算量巨大<sup>[9]</sup>. 为了既避免巨大的计算量, 又能揭示出原子在强激光场中的性质, 早在 1989 年美国的 Eberly 小组提出用一维软库仑势的模型原子来代替三维真实原子, 并研究了这种模型原子在强激光场中产生的高次谐波和电离特性, 成功地解释了实验结果<sup>[10]</sup>. 为了评价一维模型原子在多大程度上能够正确反映真实原子在强激光场中的性质, Rae 等<sup>[11]</sup>用数值模拟方法对一维模型原子和三维真实原子在强激光场中产生的高次谐波和电离概率的差别进行了比较. 此后, 一些研

究者用一维模型原子对原子在强激光场中产生的高次谐波、阈上电离以及电离抑制进行了研究<sup>[12-19]</sup>. 然而, 由于一维模型原子只能用来研究原子在线性偏振的激光场中的性质, 无法考虑激光场的椭圆偏振(或圆偏振)磁场效应对这些性质的影响, 也无法考虑非偶极近似下原子在强激光场中的性质. 为了考虑这些效应和高阶近似, 又不致于计算量太大, 于是人们提出用二维模型原子来代替三维真实原子. 在二维模型原子的框架下, Protopapas 等<sup>[20]</sup>研究了激光场的偏振率对高次谐波和电离概率的影响. Vázquez de Aldana 等<sup>[21]</sup>在非偶极近似下研究了线性偏振的激光场与原子的相互作用. Ceccherini 等<sup>[22]</sup>考虑了原子在圆偏振的双色激光场驱动下产生的高次谐波. Hu 等<sup>[23]</sup>利用 Rydberg 原子中价电子的稳定性研究了 Rydberg 原子中内壳层电子在强激光场中产生的高次谐波. 然而, 二维模型原子仍然采用软库仑势的形式, 这种模型势与真实原子的库仑势仍存在着差异, 对于二维模型原子和三维真实原子在强激光场中产生的高次谐波和电离概率究竟有何差别, 据我们所知, 目前还没有对这一问题进行过深入的研究. 为了比较二维模型氢原子和三维真实氢原子在强激光场中的行为, 本文用分裂算符方法求解了

\* 国家自然科学基金(批准号: 10274063)、教育部科技研究基金(批准号: 03126)和兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心基金资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zhoux@nwnu.edu.cn

原子在强激光场中的含时薛定谔方程,研究了它们在强激光场中产生的高次谐波和电离特性,为了与一维模型原子进行比较,我们也给出了一维模型原子的结果.

## 2. 理论方法

在偶极近似和长度规范下,强激光场中氢原子在实验室坐标系中的含时薛定谔方程为(本文中除特别说明外,能量、长度、时间和电荷均采用原子单位)

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi(t) = \hat{H} \psi(t). \quad (1)$$

一维氢原子的哈密顿量为

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) - xE(t), \quad (2)$$

式中  $V(x)$  采用一维软库仑势<sup>[10]</sup>,

$$V(x) = -\frac{1}{\sqrt{a+x^2}}. \quad (3)$$

二维氢原子的哈密顿量为

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + V(x, y) - xE(t), \quad (4)$$

式中  $V(x, y)$  采用二维软库仑势<sup>[20]</sup>,

$$V(x, y) = -\frac{1}{\sqrt{b^2+x^2+y^2}}. \quad (5)$$

三维氢原子的哈密顿量为

$$\hat{H} = -\left(\frac{1}{2}\right) \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\hat{L}^2}{2r^2} - \frac{1}{r} - rE(t) \cos\theta, \quad (6)$$

式中  $E(t)$  为激光场的电场分量.在一维和二维情况下,激光的偏振方向沿  $x$  轴,三维情况下,激光偏振方向则沿  $z$  轴.为了保证模型原子与真实氢原子具有相同的基态能量(-13.6 eV),我们在模型势(3),(5)式中分别取  $a=2, b=0.8$ .在对含时薛定谔方程(1)进行时间演化之前,我们用 B 样条函数展开方法<sup>[12]</sup>求解了一维和二维模型原子的能量本征方程,以基态波函数作为初始波函数,而对于三维真实氢原子,则以  $1s$  态波函数作为初始波函数.

在对一维和二维含时波函数的演化过程中,我们采用直角坐标系下的分裂算符法进行<sup>[24]</sup>,而对真实的三维原子,则在球坐标系下进行<sup>[25]</sup>.在球坐标系下,我们将含时波函数用勒让德多项式展开,

$$\psi(r_i, x_j, t) = \sum_{l=0}^L g_l(r_i, t) P_l(x_j), \quad (7)$$

式中  $P_l$  为归一化的勒让德多项式,  $x_j = \cos\theta_j$ ,  $g_l(r_i, t)$  用 Gauss-Legendre 积分确定,

$$g_l(r_i, t) = \sum_{k=1}^{L+1} \omega_k P_k(x_k) \psi(r_i, x_k, t), \quad (8)$$

其中  $x_k$  为勒让德多项式  $P_{L+1}(x)$  的  $L+1$  个零点,  $\omega_k$  为相应的积分权重.我们通过下式对含时波函数进行演化:

$$\begin{aligned} & \psi(t + \Delta t) \\ &= \exp(-i\Delta t \hat{p}_r^2/4) \exp[-i\Delta t (\hat{L}^2/4r - 1/2r)] \\ & \times \exp[i\Delta t r \cos\theta E(t)] \\ & \times \exp[-i\Delta t (\hat{L}^2/4r - 1/2r)] \\ & \times \exp(-i\Delta t \hat{p}_r^2/4) \psi(t). \end{aligned} \quad (9)$$

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,运用 Ehrenfest 定理,电子的平均加速度为

$$a(t) = \psi(t) \left| \frac{d^2}{dt^2} \right| \psi(t). \quad (10)$$

由此,高次谐波谱的强度可表示为

$$P(\omega) = |a(\omega)|^2, \quad (11)$$

式中

$$a(\omega) = \int_0^t a(t) \exp(-i\omega t) dt. \quad (12)$$

电离概率可以从电子波函数在一定空间区域内的归一化得到,

$$I(t) = 1 - |\psi(t)|^2. \quad (13)$$

为了防止到达边界附近的波函数在边界上发生反射,对于模型原子和真实原子,我们在边界附近使用了相同的吸收函数<sup>[26]</sup>

$$f(x) = [1 + \exp(1.25x \pm 90)]^{-1} \quad (-100 \leq x \leq 100). \quad (14)$$

## 3. 计算结果及讨论

计算中激光场的电场分量采用如下形式:

$$E(t) = \begin{cases} E_0 \sin^2\left(\frac{\pi t}{6T}\right) \sin\omega t & (0 \leq t \leq 3T), \\ E_0 \sin\omega t & (t > 3T), \end{cases} \quad (15)$$

式中  $E_0$  为电场的振幅,  $\omega$  为激光的圆频率,  $T$  为激光的周期.

在我们的计算中,空间范围取为  $x \in (-100, 100)$ ,  $y \in (-100, 100)$ ,  $r \in (0, 100)$ ,  $L=39$ , 激光场

演化16个光学周期.

由于原子在不同强度的激光场中有不同的表现行为,因此,我们将对较宽的激光强度范围进行研究.一般用 Keldysh 系数  $\gamma$  来表征原子所处的区域,

$$\gamma = \sqrt{\frac{I_p}{2U_p}},$$

其中  $I_p$  为原子的电离能,  $U_p$  为有质动力能.当  $\gamma > 1$  时,原子处在多光子电离区域;当  $\gamma < 1$  时,原子处在隧道电离区域;当  $\gamma \ll 1$  时,原子处在过垒电离区域.

首先,我们计算了原子在多光子电离区产生的高次谐波和电离概率.激光场参数取为  $E_0 = 0.02387 (2.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2)$ ,  $\omega = 0.0502$ .图 1 给出了模型氢原子和真实氢原子的电离概率随时间的变化,图 2 则给出了它们的高次谐波.

从图 1 可看出,在多光子电离区,一维、二维模型原子和三维真实原子的电离概率都很小,几乎可以忽略.在这种情况下多光子激发是主要过程之一,我们还计算了原子处在激发态的概率(见图 3).由图 3 可以看出,这三种原子处在激发态的概率随时间的变化规律非常相似,但数值大小有明显差异,一维模型原子激发最强,二维模型原子激发较弱,而三维真实原子激发最弱.产生这种差异的原因是由于它们的能级结构不同引起的.虽然这三种原子都是

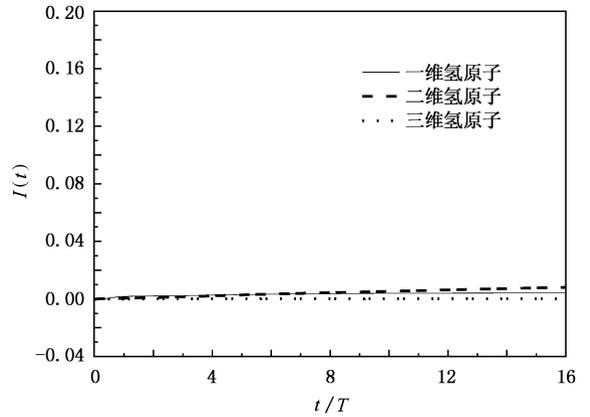


图 1 多光子电离区原子的电离概率随时间的变化

长程势,但由于模型原子采用的是软库仑势,使得模型势在近原子核附近与真实氢原子的库仑势差别较大,即使一维和二维模型原子采用的都是软库仑势,它们在近原子核附近也有较大差别,正是这种差别导致了模型氢原子和真实氢原子的能级结构的不同.我们对能级的计算表明,虽然它们的基态能量都是  $-0.5$ ,但一维模型原子的能级间隔最小,二维模型原子的能级间隔较大,而三维真实氢原子的能级间隔最大.在多光子激发过程中,能级间隔越小产生多光子激发的概率就越大.因此,三维真实氢原子的多光子激发过程最弱.

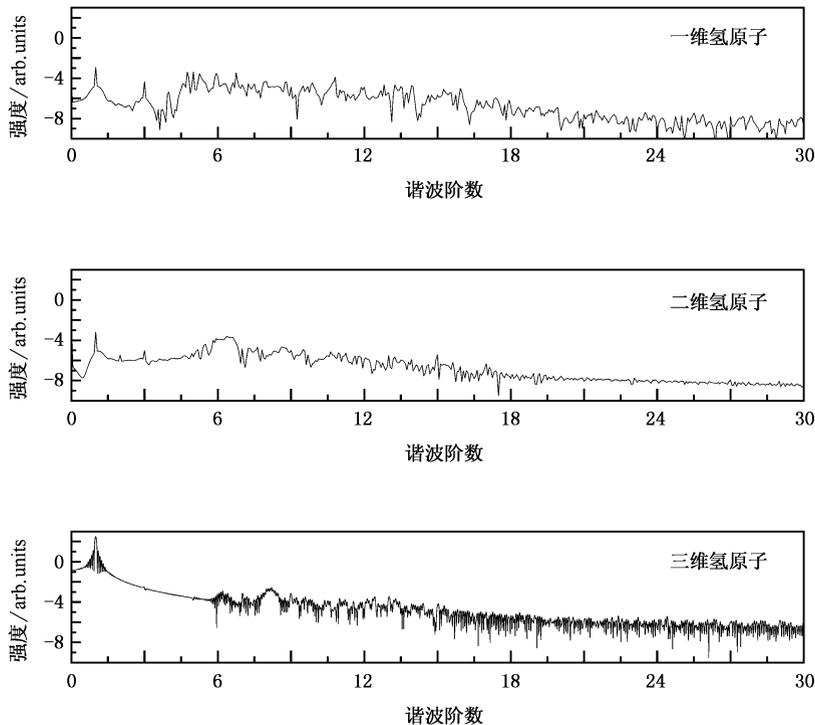


图 2 多光子电离区原子产生的高次谐波

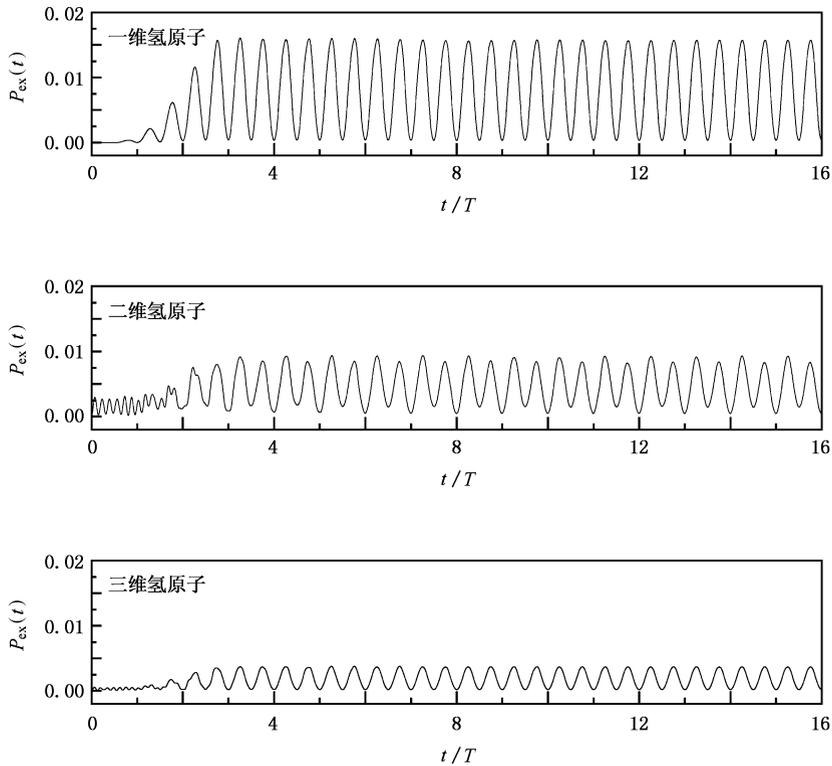


图3 多光子电离区原子处在激发态的概率随时间的变化

由图2可看出,在多光子电离区,除激光的基频外这三种原子几乎都没有高次谐波产生.这是由于高次谐波主要来源于原子的连续态与基态之间的跃迁,因为原子几乎没有电离,所以几乎没有产生这种跃迁的可能,自然就不会产生高次谐波.

由于在隧道电离区原子发生的主要过程是产生高次谐波和电离,所以我们计算了隧道电离区三种原子的高次谐波和电离特性.激光场参数取为  $E_0 = 0.06(1.26 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2)$ ,  $\omega = 0.0502$ .图4和图5分别给出了模型氢原子和真实氢原子的电离概率随时间的变化以及它们产生的高次谐波.

从图4可看到,三种原子的电离概率随时间变化的趋势是相似的,都随时间的增加而增大,但电离概率的大小却有较大的差别.当激光脉冲结束时,一维模型原子的电离概率约为0.83,二维模型原子的电离概率约为0.53,三维氢原子的电离概率约为0.37.对产生这种差别的原因可作如下分析:在隧道电离区域,根据半经典的理论模型<sup>[27]</sup>,激光场和核库仑场会共同形成一个势垒,电子跃迁到连续态主要是通过电子对该势垒的隧穿形成的.由量子力学原理可知,隧穿概率的大小与势垒的形状(即宽度和高度)和电子向势垒运动的能量大小有关.对于这三

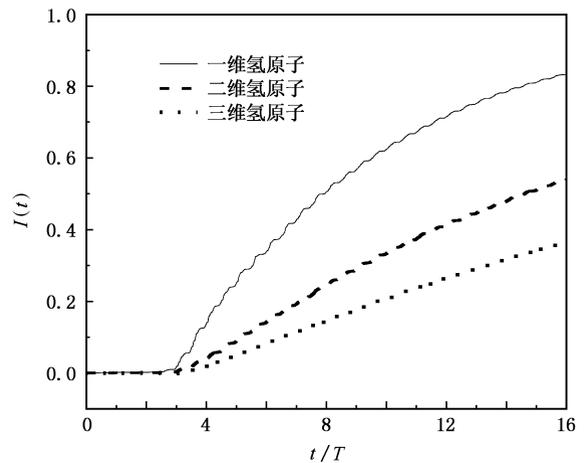


图4 隧道电离区原子的电离概率随时间的变化

种氢原子,为了比较激光场与原子核库仑势在激光正偏振方向所形成的势垒,在图6中我们给出了激光场电场分量增至最大值时这些原子的核库仑势场和激光场在正偏振方向上形成的势垒.由图6可明显看出,在激光场正偏振方向上,这些原子的库仑势和激光场形成的势垒的高度以及在基态能量附近势垒的宽度差别都很小.在一维情况下,只有向势垒方向运动的电子才有可能发生隧穿.在二维(或三维)

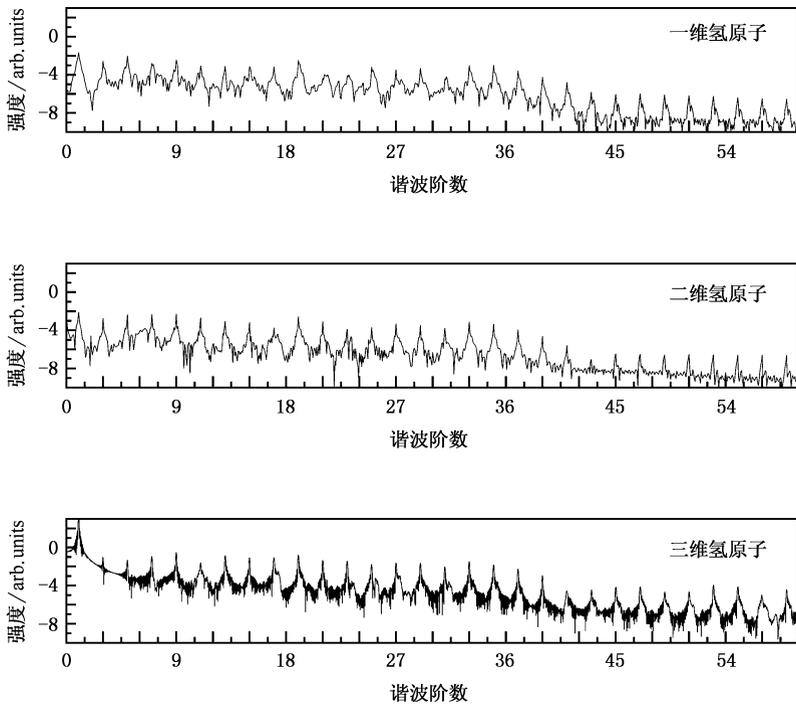


图 5 隧道电离区原子产生的高次谐波

情况下,同样也是沿势垒方向运动的电子可能发生隧穿,但是与一维情况不同的是在二维(或三维)情况下,电子沿偏离激光正偏振方向角度较小的方向运动时也可能发生隧穿.当然,偏离激光正偏振方向形成的势垒比沿偏振方向形成的势垒,高度和宽度都有所增加,偏离正偏振方向越大,势垒的高度和宽度就越大,这样即使电子的动量较大,电子发生隧穿的概率也很小.由此可见,在二维(或三维)情况下,电子发生隧穿主要来自于那些动量分量沿正偏振方向以及偏离正偏振方向角度较小的电子的贡献.当激光场的电场分量为负最大值时,会在负偏振方向形成同样的势垒,这时只有动量分布沿负偏振方向以及偏离负偏振方向角度较小的电子才能发生隧穿.隧穿后动能较大的电子会被电离,而动能较小的电子则会被激光拉回到原子核附近并被原子核复合到基态,从而辐射出高次谐波或与原子核发生多次碰撞后被电离.在一维情况下,电子只能限定在激光偏振方向运动(即  $x$  轴方向),平均起来,沿正  $x$  轴和负  $x$  轴方向运动的电子各占二分之一.对于二维情况,电子除了沿  $x$  轴方向运动外,还可以沿  $y$  轴方向运动,而只有沿正  $x$  方向和偏离正  $x$  轴角度较小的方向(简称为正  $x$  方向附近)运动的电子才会被电离,由于电子处在整个空间的概率守恒,这时

电子沿正  $x$  方向附近运动的概率就比一维情况沿正  $x$  方向运动的概率小.同样的道理,在三维真实原子中,电子除了沿  $z$  轴方向(激光场的偏振方向)运动外还会沿  $x$  轴和  $y$  轴方向运动,因此,电子沿正  $z$  轴附近运动的概率比相应的二维情况下沿正  $x$  轴附近运动的概率要小,所以电离的概率最小.因此,在相同的激光参数下,三种原子电离概率大小的差别完全是由于电子在空间动量分布的不同引起的.

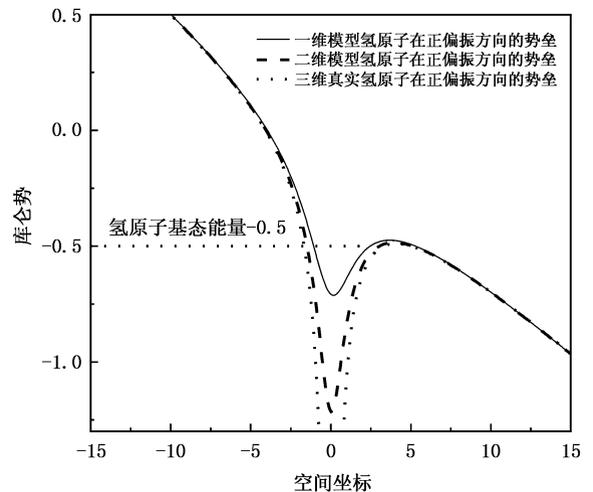


图 6 隧道电离区原子的库仑势随空间的变化

从图 5 可看出,在隧道电离区域,这三种原子产

生的高次谐波极为相似,它们都展示了高次谐波的典型特征,即有一个所谓的‘平台’区域,然后在某一阶高次谐波处其强度很快衰减,并且模型原子和真实原子产生的高次谐波截止位置也相同( $N_{\max} = 33$ ).由半经典的三步模型,由于三种原子产生高次谐波的过程相同,即电子隧穿到连续态后动能较小的电子会在激光的作用下反向运动并被复合到原子基态而发出高次谐波,截止位置的阶数满足经验公式  $N_{\max} = (I_p + 3.17U_p) / \omega$ ,截止位置与势的具体形式无关,因此,具有相同基态能量的三种原子产生的高次谐波就极为相似.

由以上计算和分析可以看出,在隧道电离区域,如果研究原子产生的高次谐波,只要基态能量相同,用二维模型原子可以代替三维真实原子,得到的结论与使用真实原子得到的结论相同,这样可以大大减小计算量.若用二维模型原子代替三维原子来研究原子的电离问题,只能从定性上得出符合实际的结论,而定量结果则差别较大.

最后,我们计算了过垒电离区三种原子产生的高次谐波和电离特性.激光场参数取为  $E_0 = 0.2387$  ( $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ),  $\omega = 0.0502$ .图 7 和图 8 分别给出了三种原子的电离概率随时间的变化和它们产生的高次谐波.

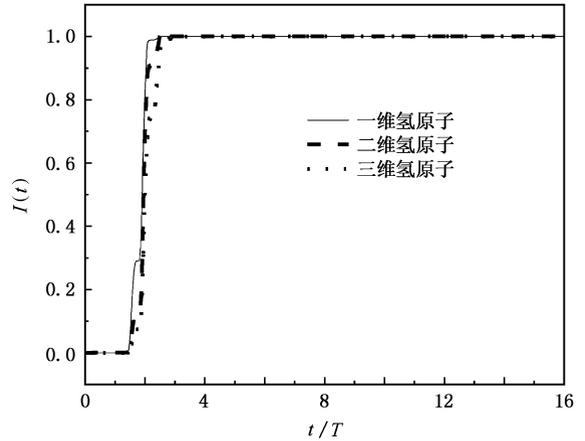


图 7 过垒电离区原子的电离概率随时间的变化

从图 7 可看出,在过垒电离区,无论是模型氢原子还是真实氢原子都很快被完全电离,这是因为激光的强度很大,大大压低了势垒的高度,使得电子的基态能量高于势垒的最高点,这样只要电子动量在正的偏振方向上有分量,即使动量的分量很小电子都可以脱离原子的束缚而被电离.由于在一维、二维和三维原子中,电子在激光正偏振方向运动的概率都占二分之一,所以三种原子电离概率的数值差别很小.而在这种高强度激光场中,由于原子很快被电离,电子几乎没有机会被激光场拉回原子核附近并

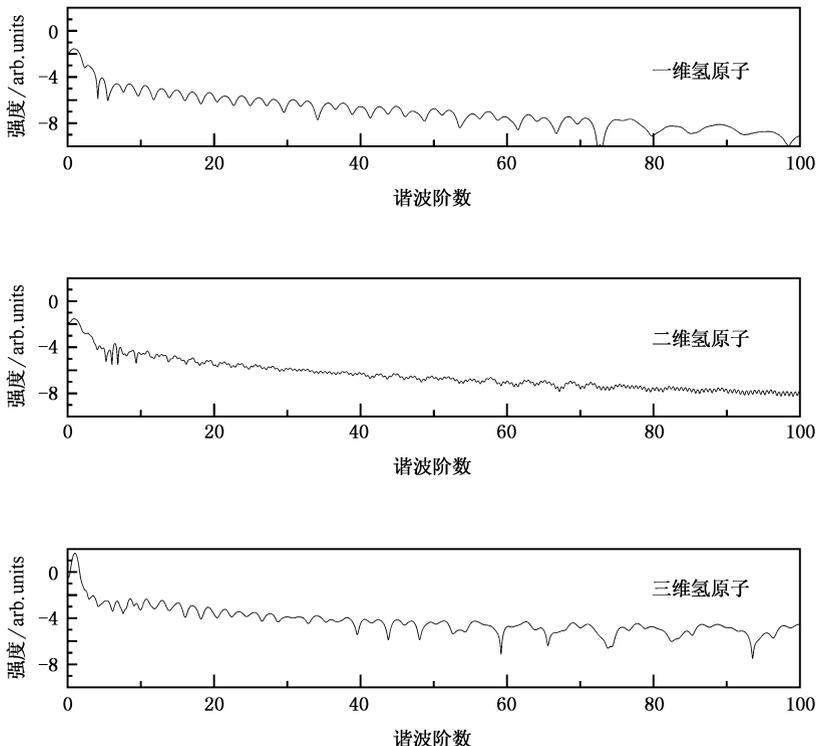


图 8 过垒电离区原子产生的高次谐波

被复合到基态,因此模型原子和三维真实原子几乎都不产生高次谐波,正如图 8 给出的结果.

由此可见,在高强度激光场中,用二维模型原子(或一维模型原子)代替三维真实原子来研究原子的电离问题是完全可以的.

## 4. 结 论

本文用分裂算符法求解了含时薛定谔方程,在多光子电离区域、隧道电离区域和过垒电离区域,研究了模型氢原子和三维真实氢原子产生的高次谐波和电离概率随时间的变化.研究结果表明,在多光子电离区域,三种原子的电离概率都很小,原子几乎没有高次谐波产生,原子处在激发态的概率随时间的变化具有相似的规律,但数值大小有一定的差异,由于激发概率也很小,因此在多光子电离区域,人们一般用微扰法就能得出很好的结果,这时用真实原子

也不会增加很大的计算量.在过垒电离区域,三种原子几乎同时被完全电离,产生高次谐波的强度都很弱,使用模型原子和三维真实原子得到的结论相当,可以用模型原子代替真实原子.在隧道电离区域,三种原子产生的高次谐波的平台特征和截止位置相近,电离概率随时间的变化有较大的差异,这种差异是由于三种原子中电子动量分布的不同引起的.因此,在隧道电离区域,当研究原子在线性偏振的激光场中产生高次谐波时,用一维模型原子代替三维真实原子是可行的.当考虑激光场的椭圆偏振效应、磁场效应以及在非偶极近似下对原子高次谐波的影响时,可用二维模型原子代替三维真实原子,这样既减小了计算量,又可揭示原子在强激光场中产生的高次谐波的特征.当研究原子在强激光场中的电离特性时,用模型原子只能给出定性的结果,而对于定量的结果,只有用三维真实原子才能正确地反映原子在强激光场中的电离行为.

- [ 1 ] Bartels R A , Paul A , Green H *et al* 2002 *Science* **297** 376
- [ 2 ] Shiraiishi T , Mori M , Kondo K 2002 *Phys. Rev. A* **65** 045201
- [ 3 ] Agostini P , DiMauro L F 2004 *Rep. Prog. Phys.* **67** 813
- [ 4 ] Becker W , Grasbon F , Kopold R *et al* 2002 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **48** 35
- [ 5 ] Salières P , L'Huillier A , Antoine P *et al* 1999 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **41** 83
- [ 6 ] Chen B Z , Huang Z Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 113 ( in Chinese )  
[ 陈宝振、黄祖洽 2005 物理学报 **54** 113 ]
- [ 7 ] Yu X G , Wang B B , Cheng T W *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3542 ( in Chinese ) [ 余晓光、王兵兵、程太旺等 2005 物理学报 **54** 3542 ]
- [ 8 ] Qu W X , Hu S X , Xu Z Z 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 825 ( in Chinese ) [ 屈卫星、胡素兴、徐至展 1999 物理学报 **48** 825 ]
- [ 9 ] Kulander K C , Schafer K J , Krause J L 1992 *Atoms in Intense Laser Fields* ( New York : Academic ) p207
- [ 10 ] Eberly J H , Su Q , Javanainen J 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 881
- [ 11 ] Rae S C , Chen X , Burnett K 1994 *Phys. Rev. A* **50** 1946
- [ 12 ] Zhou X X , Lin C D 2000 *Phys. Rev. A* **61** 053411
- [ 13 ] Gavrilin M 2002 *J. Phys. B* **35** R147
- [ 14 ] Zhou X X , Li B W 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1902 ( in Chinese )  
[ 周效信、李白文 2001 物理学报 **50** 1902 ]
- [ 15 ] Corso P P , Fiordilino E , Persico F 2003 *Phys. Rev. A* **67** 063402
- [ 16 ] Li P C , Zhou X X , Dong C Z *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 750 ( in Chinese ) [ 李鹏程、周效信、董晨钟等 2004 物理学报 **53** 750 ]
- [ 17 ] Chen J G , Chen G , Yang Y J *et al* 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 584
- [ 18 ] Qu W X , Gan M L , Xia Y X *et al* 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 1047
- [ 19 ] Wang B B , Cheng T W , Li X F *et al* 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1727
- [ 20 ] Protopapas M , Lappas D G , Knight P L 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 4550
- [ 21 ] Vázquez de Aldana J R , Roso L 2000 *Phys. Rev. A* **61** 043403
- [ 22 ] Ceccherini F , Bauer D , Cornolti F 2003 *Phys. Rev. A* **68** 053402
- [ 23 ] Hu S X , Collins L A 2004 *Phys. Rev. A* **69** 033405
- [ 24 ] Feit M D , Fleck J A , Steiger A 1982 *J. Comput. Phys.* **47** 412
- [ 25 ] Hermann M R , Fleck J A 1988 *Phys. Rev. A* **38** 6000
- [ 26 ] Jiang T F , Chu S I 1992 *Phys. Rev. A* **46** 7322
- [ 27 ] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994

# Investigation of high order harmonic generation and ionization of model hydrogen atoms and real hydrogen atom in intense laser field<sup>\*</sup>

Zhao Song-Feng<sup>1)</sup> Zhou Xiao-Xin<sup>1,2)†</sup> Jin Cheng<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China )

<sup>2)</sup> National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China )

( Received 30 November 2005 ; revised manuscript received 23 March 2006 )

## Abstract

Solving time-dependent Schrödinger equation numerically, we investigate the high-order harmonic generation and ionization probability of one-dimensional, two-dimensional and three-dimensional hydrogen atom exposed to intense laser field. Our results show that high-order harmonic generations and the ionization probabilities of the model atoms and real hydrogen atom are similar both in the multi-photon ionization regime and in the over-barrier ionization regime; in the tunneling ionization regime, the plateau feature and cut-off position of high order harmonic generations of the model atoms and real hydrogen atom are almost the same, and the trend of change of the ionization probabilities with time is similar, but the values of ionization probabilities for the model atoms are different from those for real hydrogen atom. We discuss the reason for the difference of ionization probabilities between the model atoms and the real hydrogen atom according to the classical three-step model.

**Keywords** : intense laser field, high-order harmonic generation, ionization probability

**PACC** : 3280, 4250

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10274063 ), the Foundation of Science and Technology Research of Ministry of Education of China ( Grant No. 03126 ) and the Foundation of Center of Theoretical Nuclear Physics of National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, China.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : zhouxx@nwnu.edu.cn