



强激光场氦原子非序列双电离过程中光子动量分配

陶建飞^{①*}, 刘杰^{②③}

① 中国工程物理研究院北京研究生部, 北京 100088;

② 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088;

③ 北京大学应用物理与技术研究中心, 北京 100084

*联系人, E-mail: jakiesumrain@163.com

收稿日期: 2014-04-23; 接受日期: 2014-06-18

国家重点基础研究发展计划资助项目(编号: 2013CB834101)

摘要 本文研究了 He 原子非序列双电离过程中光子动量在电子和原子核间的分配问题. 扩展三维半经典再散射模型使之同时包含原子核的运动, 数值模拟计算原子体系的三维动力学并统计原子核与电子沿激光场传播方向的动量. 结果表明, 原子核与电子之间的质量差异导致电子波包向激光传播方向漂移的比核厉害, 当电子靠近原子核附近而受到核的散射时, 会将一部分动量传递给原子核. 这种动量交换与氦原子的非序列双电离机制紧密相关: 简单计算表明, 序列电离机制(Sequential Double Ionization, SDI), 回碰直接电离机制(Recollision Impact Ionization, RII)以及回碰激发再电离机制(Recollision-Excitation with Subsequent Ionization, RESI)会给出不同的电子动量.

关键词 光子动量, 非序列双电离, 半经典模型, 电子关联, 再散射

PACS: 32.80.Rm, 42.50.Hz, 33.80.Rv

doi: 10.1360/SSPMA2014-00118

超强超短激光脉冲与原子、分子相互作用呈现出很多新奇的非线性非微扰物理现象, 如多光子电离(MPI)、阈上电离(ATI)、高次谐波产生(HHG)以及非序列双(多)电离(NSDI, NSMI)等. 这里, 粒子的能量或者角动量通常是实验与理论关注的重点^[1,2]. 理论上研究这类问题时, 原子核一般是认为不动的. 实验上如果涉及原子核的动量问题, 一般认为可以通过动量守恒从电子的动量得出. 这里有个隐含的假定,

即光子的动量 $\hbar k$ 非常小, 因而传递给体系的动量可以忽略不计. 另一方面, 激光强度的增加导致光子密度增加. 常见的功率 10^{15} W/cm² 量级, 波长 800 nm 左右的激光脉冲, 其单位体积内的光子数达到了 $n \sim 10^{29}$ 量级. 这么多光子集体动量带来的效应, 既所谓的辐射压, 在超强(接近相对论区)激光场电离中会抑制再碰撞过程^[3], 引起非序列双电离^[4,5]、高次谐波产生^[6]连带受到抑制. 在这些过程中, 通常用来表征

引用格式: 陶建飞, 刘杰. 强激光场氦原子非序列双电离过程中光子动量分配. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2014, 44: 1356–1362

Tao J F, Liu J. Photon momentum partition in non-sequential double ionization of helium under strong laser field (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2014, 44: 1356–1362, doi: 10.1360/SSPMA2014-00118

电子在激光场中抖动能量的所谓有质动力能 U_p 是远远大于电子的电离能 I_p 的. 而当在 $U_p \sim I_p$ 的激光强度区间时, 激光场的辐射压同样会带来可观测的宏观效应. 最近的研究表明, 辐射压可以用来解释激光光致成丝过程中的太赫兹辐射^[7-9]等现象.

最近的一项实验^[10]致力于解决强激光场单电离过程中电子和原子核各获得多少动量的问题. 实验发现, 在圆极化光的情况下, 电子和原子核最终分别会获得 U_p/c , I_p/c 的沿传播方向的动量. 随后的理论工作^[11-13]分别利用半经典再散射方法 (Tunnel-Classical Propagation, TC)、非相对论强场近似方法 (Strong Field Approximation, SFA) 以及相对论强场近似 (Relativistic Strong Field Approximation, RSFA) 从不同的侧面对实验结果进行了阐述. 其中, 半经典方法的好处就是可以同时考虑原子核的运动. 理论研究结果发现, 再散射对光子动量在电子和原子核间的分配有重要影响.

原子双电离的研究一直是强场电离问题研究的热点之一. 尤其是所谓“膝盖”结构的发现^[14], 使人们认识到电子关联在强场双电离问题中的重要性. 根据再散射模型^[15], 原子外层电子当库仑势被外电场压低时可以隧穿出去, 隧穿电子在电场接下来的半个周期可以反向回到母核附近, 传递能量给内层电子, 使第二个电子直接电离或者在接下来场峰值附近电离出去. 这里, 电子间的关联是原子双电离产率在非饱和光强下比序列电离机制预期的高得多的关键因素. 非序列双电离是一个典型的量子少体问题: 其中涉及的粒子一般很少, 而各个粒子之间, 以及粒子与外场的相互作用很强, 微扰论在这里根本无用武之地. 这个问题的解决需要人们发展新的实验技术以及理论方法.

强场单电离问题中光子动量在电子与原子核之间的分配问题已经有了实验和理论的研究. 这些研究提供了一个新的思路, 既研究非序列双电离过程中光子动量的分配, 期望将粒子沿传播方向动量的具体分布与电子关联和再散射过程有效的联系起来, 完善原子双电离的整体动力学. 为达到这一目的, 本篇文章采用半经典再散射模型, 详细地模拟计算了氢原子在强激光场中的完整动力学, 统计并研究了原子核与电子沿激光传播方向的动量, 并且将结果与非序列双电离机制联系起来.

1 模型

要把半经典模型扩展到包含离子运动, 需要首先澄清带电粒子在保守力和一平面电磁波中运动的一个重要关系式. 为了更加一般性, 直接使用狭义相对论的粒子运动方程来推导. 以氢原子为例, 原子核、两个电子之间的相互作用记为 $V(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$. 其中 $\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 分别为原子核, 两个电子的位置矢量. 不考虑带电粒子的电磁辐射, $V = -2/|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0| - 2/|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_0| + 1/|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$, 那么显然有关系式 (如无特别说明, 均使用原子单位):

$$\nabla_0 V + \nabla_1 V + \nabla_2 V = 0. \quad (1)$$

其中 $\nabla_i = \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_i}$, $i=0, 1, 2$. 平面电磁波可以用矢势 $\mathbf{A}(\eta) = \mathbf{A}(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ 来表征. 其中 $\omega, \mathbf{k}$ 分别为电磁波的圆频率和波矢, $\omega = kc$, c 为真空光速. 并且有关系式 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{A} = 0$ 成立. 设波矢 $\mathbf{k}$ 为正 z 方向. 电场分量 $\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$, 磁场

分量 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \frac{\mathbf{e}_z \times \mathbf{E}}{c}$. 原子核与两个电子的运动方程可以写为

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{p}_0}{dt} &= -\nabla_0 V + 2 \cdot \mathbf{E}_0 + 2 \cdot \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_0, \\ \frac{d\mathbf{p}_1}{dt} &= -\nabla_1 V - \mathbf{E}_1 - \mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_1, \\ \frac{d\mathbf{p}_2}{dt} &= -\nabla_2 V - \mathbf{E}_2 - \mathbf{v}_2 \times \mathbf{B}_2. \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $\mathbf{p}_i = \frac{m_i \mathbf{v}_i}{\sqrt{1 - v_i^2/c^2}}$ ($i=0, 1, 2$), 分别为原子核与电子

的相对论动量, m_i 为静止质量, $\mathbf{v}_i = \frac{d\mathbf{r}_i}{dt}$ ($i=0, 1, 2$) 为速

度. $\mathbf{E}_i, \mathbf{B}_i$, $i=0, 1, 2$ 分别为原子核与电子感受到的电场与磁场强度. 上面三式相加, 取 z 方向分量, 则有

$$\frac{d}{dt}(p_0^z + p_1^z + p_2^z) = 2 \cdot \frac{\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{E}_0}{c} - \frac{\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{E}_1}{c} - \frac{\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{E}_2}{c}.$$

设 $\varepsilon_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2$ 分别为原子核和电子的能量, 则有关系式

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon_0}{dt} &= \frac{d\mathbf{p}_0}{dt} \cdot \mathbf{v}_0 = -\nabla_0 V \cdot \frac{d\mathbf{r}_0}{dt} + 2 \cdot \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{E}_0, \\ \frac{d\varepsilon_1}{dt} &= \frac{d\mathbf{p}_1}{dt} \cdot \mathbf{v}_1 = -\nabla_1 V \cdot \frac{d\mathbf{r}_1}{dt} - \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{E}_1, \end{aligned}$$

$$\frac{d\varepsilon_2}{dt} = \frac{d\mathbf{p}_2}{dt} \cdot \mathbf{v}_2 = -\nabla_2 V \cdot \frac{d\mathbf{r}_2}{dt} - \mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{E}_2. \quad (3)$$

三式相加可得

$$\frac{d}{dt}(\varepsilon_0 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2) = -\frac{dV}{dt} + 2 \cdot \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{E}_0 - \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{E}_1 - \mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{E}_2.$$

综上可得

$$\frac{d}{dt}(\varepsilon_0 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + V) = c \frac{d}{dt} (p_0^z + p_1^z + p_2^z).$$

也就是说, 氦原子体系在平面电磁场中运动时, 沿激光传播方向动量的改变量正比于体系总能量的改变量, 比例常数为 $1/c$.

有了这个关系式, 在半经典模型中就可以将原子核的运动包含进来. 通常的半经典再散射模型中, 第一个电子感受到的库仑势在外电场的作用下被压低形成势垒, 电子可以隧穿出去, 隧穿率可以用 ADK 理论^[16]来描述. 再给出第二个电子的初值后, 两个电子就可以在库仑势和电磁场的作用下作经典演化. 在这里的问题中, 必须将原子核的运动包含进来, 因而需要赋予原子核一个合适的初始动量才能继续接下来的经典动力学演化. 第一个电子隧穿出去以后, 在沿电场方向距离母核有个距离 r_0 , 并且沿电场方向速度为零, 垂直于电场方向的速度遵从高斯分布^[17]: $f(v_\perp) = \exp[-\sqrt{2I_{p1}} p_\perp^2 / |\varepsilon(t)|]$, 其中 I_{p1} 是第一电离能, $\varepsilon(t)$ 是隧穿时刻电场强度. 对于原子核以及第二个电子来说, 初值可以用微正则分布来给出: 微正则分布函数

$$f(\mathbf{r}_{\text{ion}}, \mathbf{p}_{\text{ion}}, \mathbf{r}_e, \mathbf{p}_e) = \delta \left(E_{\text{total}} - \frac{\mathbf{p}_{\text{ion}}^2}{2m_{\text{ion}}} - \frac{\mathbf{p}_e^2}{2m} - V_{\text{mutual}} \right),$$

其中 $\mathbf{r}_{\text{ion}}, \mathbf{p}_{\text{ion}}, \mathbf{r}_e, \mathbf{p}_e$ 分别为原子核与第二个电子的位置与动量. m, m_{ion} 分别为电子与原子核质量, E_{total} 为总能量, V_{mutual} 为电子与原子核间的相互作用(需要特别提醒的是, 这里的激光强度并不是非常高, 粒子的运动速度远远小于光速, 所以下面公式中的量直接取用非相对论形式是合宜的). 同时不妨假定, 第一个电子隧穿过程中, 第二个电子和原子核可以看成是紧束缚在一起, 它们总体的运动可以与它们之间的相对运动分开. 那么微正则分布可以写为

$$f(\mathbf{r}_{\text{ion}}, \mathbf{p}_{\text{ion}}, \mathbf{r}_e, \mathbf{p}_e) = \delta \left(E_{\text{total}} - \frac{\mathbf{p}_{\text{total}}^2}{2M} - \frac{\mathbf{p}_{\text{relative}}^2}{2\mu} - V_{\text{mutual}} \right)$$

$$= \delta \left(K_{\text{overall}} - \frac{\mathbf{p}_{\text{total}}^2}{2M} \right) \delta \left(I_{p2} - \frac{\mathbf{p}_{\text{relative}}^2}{2\mu} - V_{\text{mutual}} \right).$$

其中 K_{overall} 是第二个电子和原子核体系整体运动的平动动能, $\mathbf{p}_{\text{total}} = \mathbf{p}_{\text{ion}} + \mathbf{p}_e$ 是总的动量, $\mathbf{p}_{\text{relative}} = \frac{m_{\text{ion}} \mathbf{p}_e - m \mathbf{p}_{\text{ion}}}{m + m_{\text{ion}}}$ 是定义的相对的动量值,

$M = m + m_{\text{ion}}, \mu = \frac{mm_{\text{ion}}}{M}$ 分别为系统总质量和约化质量, I_{p2} 为第二电离能.

根据之前的推导, 并且考虑到原子核的质量远远大于电子质量. 微正则系综整体初始动量 $\mathbf{p}_{\text{total},0}$ 可以这样给出: $p_{\text{total},x0} + p_{x0}^{e1} = p_{\text{total},y0} + p_{y0}^{e1} = 0$ 以及 $p_{\text{total},z0} + p_{z0}^{e1} = (E_{k0}^{e1} - 1/r_0 + I_{p1})/c$, E_{k0}^{e1} 是第一个电子初始动能, $\mathbf{p}_0^{e1}$ 是其初始动量, 选取以使其符合 ADK 理论给出的高斯分布. 激光沿 z 方向传播. 从微正则系综分布函数 $\delta \left(I_{p2} - \frac{\mathbf{p}_{\text{relative}}^2}{2\mu} - V_{\text{mutual}} \right)$ 出发给出第二个电子和原子核的相对运动, 参数可以查阅文献[18]. 给定以后, 这两个电子和原子核的初始值就确定下来了, 接下来就可以用牛顿运动方程模拟体系的运动, 库仑作用和激光场的作用可以同时考虑进来^[19,20].

在本文的数值模拟实验中, 激光电场形式为

$$\mathbf{E} = \varepsilon_0 f(t - z/c) \cos(\omega t - kz) \mathbf{e}_x. \quad (4)$$

激光包络因子 $f(t)$ 在头几个光周期内等于 1, 然后经过三个周期线性衰减到 0. ε_0 为电场强度最大值. 激光场的磁场分量为 $\mathbf{e}_z \times \mathbf{E}/c$. 第一个电子在 t_0 时刻隧穿势垒, 这时可以计算出第一个电子的隧穿位置 r_0 , 根据 ADK 理论可以为接下来的经典演化轨道赋予一个率 $w(t_0)f(v_\perp)$ ^[16]. 因此, 产生大量符合条件的初始值, 并使用牛顿运动方程来做经典演化, 可以获得一个庞大的系综. 然后对感兴趣的物理量, 比如电子或原子核的动量取平均值就可以给出有意义的结果.

2 结果和讨论

将原子核的运动也包含进半经典再散射方法中以后, 就可以研究氦原子非序列双电离过程中光子动量在电子和原子核之间的分配问题. 氦原子的第一和第二电离能分别为 $I_{p1}=0.9$ a.u. 以及 $I_{p2}=2$ a.u.. 在

数值实验中, 使用波长 800 nm, 脉宽 15 fs 的激光脉冲. 牛顿动力学方程用 4-5 阶龙格-库塔方法来解. 模拟中包含了上千万条经典轨道, 记录了上百万次双电离事件, 数值收敛性完全有保证.

图 1 分别显示了原子核和电子沿激光传播方向平均动量与激光强度的关系. 模拟中用的最大激光强度为 4 PW/cm^2 , 氦原子双电离在非序列接近序列电离的光强区域^[11]. 图 1(a) 中圆圈点线表示的是原子核沿激光传播方向的平均动量, 随着激光强度的增大而减小. 同时, 电子沿激光传播方向的平均动量(图 1(b) 圆圈点线)随着激光强度增大而增大. 更仔细地观察会发现, 沿激光传播方向平均动量随着激光强度的增大减小(增大)的越来越慢. 这和氦原子的双电离机制有关. 图中显示的另一个信息就是, 离子最终沿激光传播方向的平均动量大于 $\frac{I_{p1}+I_{p2}}{c}$, 说明在非序列双电离过程中, 电子传递了 z 方向动量给离子. 这一现象在原子的单电离中也有表现, 具体的亚周期动力学以及库仑作用的影响可以参看最近的一篇文献[11].

图 2 显示了两个电子 z 方向动量的关联谱, 图 2(a)–(d) 分别对应激光强度 $3.25, 3.5, 3.75, 4.0 \text{ PW/cm}^2$. 可以看出, 电子动量明显往激光传播方向有偏移. 至

于动量关联图外边的轮廓可以解释如下: 在数值计算模拟中, 第一个电子初始垂直于电场方向有高斯型速度分布 $f(v_{\perp}) = \exp[-\sqrt{2I_{p1}} p_{\perp}^2 / |\varepsilon(t)|]$, 而对第

二个电子来说, 使用了一个微正则分布 $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \delta\left(\frac{p^2}{2} - \frac{2}{r} + I_{p2}\right)$, 积分掉 $\mathbf{r}, p_x, p_y$ 得出初始第二个电

子 z 方向速度分布为 $\frac{1}{(p_{z2}^2 + 2I_{p2})^3}$ 乘上一个归一化常

数. 因为两个电子不可分辨, 那么初始两个电子的关联分布为 $\exp[-\sqrt{2I_{p1}} p_{z1}^2 / |\varepsilon(t)|] \cdot \frac{1}{(p_{z2}^2 + 2I_{p2})^3} +$

$\exp[-\sqrt{2I_{p1}} p_{z2}^2 / |\varepsilon(t)|] \cdot \frac{1}{(p_{z1}^2 + 2I_{p2})^3}$, 如图 3 所示.

可以看出, 最终动量关联图与之相比, 主要区别在于电子在激光传播方向有了一定的动量, 并且具有一定的结构. 然而, 激光传播方向的动量比极化平面内的电子动量要小大约三个数量级, 因此关联分布的外边轮廓仍然保持了初始时刻的形式.

在以前强场问题的研究中, 诸如阈上电离 (ATI)、高次谐波产生, 使用一种所谓的 Simple-man 简单方法, 即考虑到激光强度很强, 那么就完全忽视

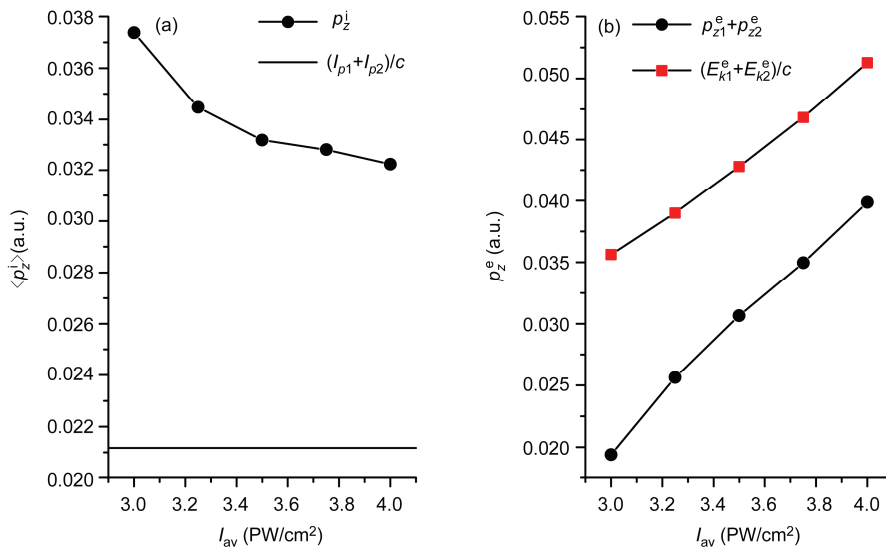


图 1 (网络版彩图)原子核与电子沿激光传播方向平均动量与激光强度的关系

(a) 水平直线代表 $(I_{p1}+I_{p2})/c$ 值, 圆圈点线表示原子核平均动量; (b) 圆圈点线表示电子平均动量和与激光强度的关系, 而方形点线表示电子动能之和除以真空光速 c 的值与光强的关系

Figure 1 (Color online) Average momentum along the laser propagation direction of the atomic core and electron versus laser intensity. (a) Horizontal line indicates the value of $(I_{p1}+I_{p2})/c$. circle dotted-line is the average momentum of the atomic core; (b) circle dotted-line denotes the average momentum of the electrons. Square dotted-line denotes the value of electron kinetic energy divided by vacuum velocity of light.

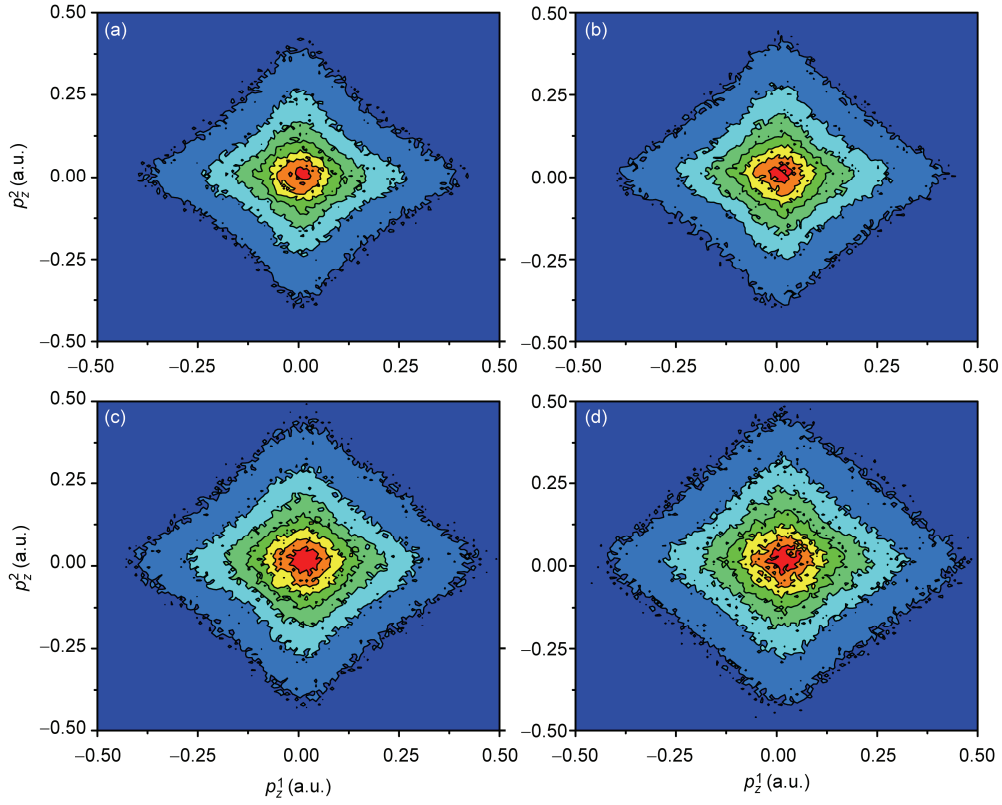


图2 (网络版彩图)非序列双电离电子沿激光传播方向动量关联分布

(a)–(d)分别对应激光光强 3.25, 3.5, 3.75, 4.0 PW/cm²

Figure 2 (Color online) Momentum correlation of the electrons along the laser propagation direction in non-sequential double ionization. The laser intensity is 3.25, 3.5, 3.75, 4.0 PW/cm² for (a)–(d), respectively.

库仑势的作用, 在这种情况下去计算电子的运动, 这种简单图像可以给出包括单电离能谱平台结构、双电离离子沿极化方向双峰结构等一些重要物理过程的定性解释. 在这里, 为了定性解释数值模拟结果, 需要知道电子在电磁场中运动的狭义相对论运动的完整形式. 其实这一问题在早期强场物理的工作中已经有了很多研究, 包括经典的情况^[21–23]和量子的情况^[24–26]. 研究者们详细地推导了电子在平面电磁波中运动的经典轨道或者量子波函数.

我们这里暂时不考虑量子的情形, 只考虑经典的轨道运动. 电子在初始时刻 t_0 以初动量 $\mathbf{p}_0$ 在平面电磁场 $\mathbf{A}$ 中作经典相对论运动时, 电磁场消逝以后, 电子最终沿传播方向(z 方向)动量表达式为

$$p_z = p_{0z} + \frac{(\mathbf{p}_0 - \mathbf{A}(t_0))^2 - p_0^2}{2(\sqrt{p_0^2 + c^2} - p_{0z})}. \quad (5)$$

如果考虑在圆极化激光场中单电离的情况, 运

用上述公式给出 $p_z = U_p/c$ 的结果, 其中 U_p 为电子在电磁场中运动的有质动力能. 若电磁场为 $\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 (\cos(\eta)\mathbf{e}_x + \sin(\eta)\mathbf{e}_y)$, 则 $U_p = \frac{A_0^2}{2}$. 这一结果与实验结论^[13]以及理论研究结果^[12,14,15]一致. 回到线极化激光场非序列双电离问题: 考虑几个极端情况. (1) 两个电子是顺序电离的(SDI), 就是说, 两个电子的电离之间没有关联. 那么可以认为电子最有可能在电场最大值的时候隧穿出去, 并且之后不考虑库仑势的作用, 那么 $p_0=0$, $\mathbf{A}(t_0)=0$, 因此 $p_z=0$, 即在这种情况下最终电子沿激光传播方向最可几的动量将会非常小接近于没有. (2) 根据之前人们研究双电离的结论, 靠近电场峰值附近隧穿电子, 将在电场零点附近返回到原子核附近, 并且具有最大的动能 $3.17U_p$, 这里 $3.17U_p \gg I_{p2}$, 所以第一个电子返回时有足够的动能传给第二个电子, 两者同时电离出来. 假定之后两个电子不受库仑势作用. 在这种情况下(RII), $p_0=0$,

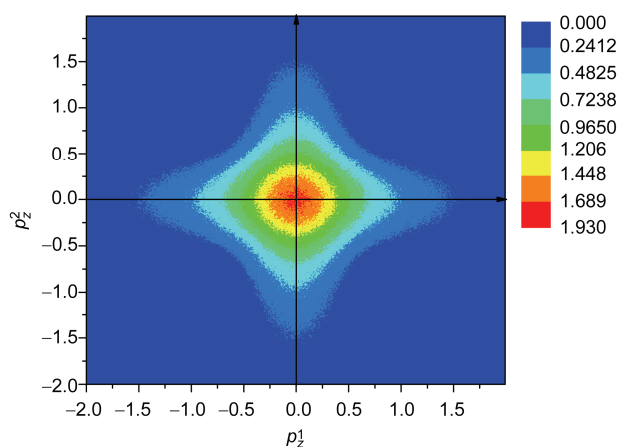


图 3 (网络版彩图)初始时刻两个电子沿激光传播方向动量的关联分布

分布的轮廓反应出数值模拟初始给两个电子的初值

Figure 3 (Color online) Momentum correlation of the two electrons at the instant of tunneling. The outline of this correlation clearly indicates the initial values of the two electrons.

$A(t_0) = \frac{\epsilon_0}{\omega}$, $p_z = 2U_p/c$, 那么两个电子最多将获得 $4U_p/c$

的动量. (3) 若返回的电子传递给束缚电子的能量不足以使其立即电离(RESI), 那么束缚电子最有可能在下一个电场峰值附近脱离原子核的束缚, 这种情况下, 第二个电子最终会获得零动量, 两个电子最终沿激光传播方向的动量和为 $2U_p/c$. 但是, 数值模拟结果显示, 两个电子的总动量并不是零或者 $2U_p/c$ 或者在 $4U_p/c$ 附近, 而是介于它们之间. 这一结果暗示了双电离的非序列性, 即表明了两个电子之间强烈的关联作用, 并且说明电子关联作用的强弱, 导致电子出射的激光场相位不同, 会影响最终电子的动量. 同

时也说明了电子在原子核附近时, 库仑势的效应不能忽略, 我们知道, 原子核的质量比电子大得多, 因此在激光电磁场的作用下, 电子在沿激光传播方向运动的比原子核要远, 相当于电子波包朝激光传播方向偏移的更多, 当其在原子核附近时, 可以拉动原子核朝激光传播方向移动, 从而使原子核获得动量.

3 结论

在这篇文章中, 使用半经典再散射强场电离模型, 并且将原子核的运动包括进来后, 我们研究了非序列双电离过程中光子动量在原子核以及电子间的分配问题. 从数值模拟结果以及随后的分析可以看出, 两个电子之间的关联作用导致的双电离过程非序列性改变了电子“真正”(指之后的运动可以不考虑库仑势)进入电磁场的时间轴, 从而对电子的最终动量产生重要影响. 并且当电子在原子核附近时, 核与电子的库仑力拉动原子核使其也获得相当可观的沿激光传播方向动量. 这项研究与研究者们关于原子双电离极化平面内的研究结果是可以联系起来的. 双电离极化平面内动力学研究中, 电子间的关联一般使得沿电场方向动量向非零值偏移, 而偏移的大小与电子的关联强弱有关. 并且, 两个电子再次逃逸时, 受到核库仑力的散射也会使得电子沿电场方向动量的关联谱出现所谓的 V 型或者叫 finger 结构. 进一步的研究工作有望揭示沿传播方向动力学是如何定量的与极化平面内的动力学联系在一起的, 并且给出更清晰的传播方向电子动量关联图, 这样的细致结果可以使我们对电子双电离过程有更全面而深刻的理解.

参考文献

- 1 Gavril M. Atoms in Intense Laser Fields. Boston: Academic, 1992
- 2 Brabec T. Strong Field Laser Physics. New York: Springer, 2009
- 3 Corkum P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization. Phys Rev Lett, 1993, 71: 1994–1997
- 4 Dammasch M, Dörr M, Eichmann U, et al. Relativistic laser-field-drift suppression of nonsequential multiple ionization. Phys Rev A, 2001, 64: 061402(R)
- 5 DiChiara A D, Ghebregziabher I, Waesche J M, et al. Photoionization by an ultraintense laser field: Response of atomic xenon. Phys Rev A, 2010, 81: 043417
- 6 Walser M W, Keitel C H, Scrinzi A, et al. High harmonic generation beyond the electric dipole approximation. Phys Rev Lett, 2000, 85: 5082–5085
- 7 Cheng C C, Wright E M, Moloney J V. Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings. Phys Rev Lett, 2001, 87: 213001
- 8 Amico C D, Houard A, Akturk S, et al. Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases: Theory and experiment.

- New J Phys, 2008, 10: 013015
- 9 Sprangle P, Penano J R, Hazi B, et al. Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces. Phys Rev E, 2004, 69: 066415
- 10 Smeenk C T L, Arissian L, Zhou B, et al. Partitioning of the linear photon momentum in multiphoton ionization. Phys Rev Lett, 2011, 106: 193002
- 11 Liu J, Xia Q Z, Tao J F, et al. Coulomb effects in photon-momentum partitioning during atomic ionization by intense linearly polarized light. Phys Rev A, 2013, 87: 041403(R)
- 12 Titi A S, Drake G W F. Quantum theory of longitudinal momentum transfer in above-threshold ionization. Phys Rev A, 2012, 85: 041404(R)
- 13 Reiss H R. Relativistic effects in nonrelativistic ionization. Phys Rev A, 2013, 87: 033421
- 14 Walker B, Sheehy B, DiMauro L F, et al. Precision measurement of strong field double ionization of helium. Phys Rev Lett, 1994, 73: 1227–1230
- 15 Marx G. Interstellar vehicle propelled by terrestrial laser beam. Nature, 1966, 211: 22–23
- 16 Delone N B, Krainov V P. Energy and angular electron spectra for the tunnel ionization of atoms by strong low-frequency radiation. J Opt Soc Am B, 1991, 8: 1207–1211
- 17 Eberly J H, Sleeper A. Trajectory and mass shift of a classical electron in a radiation pulse. Phys Rev, 1968, 176: 1570–1573
- 18 Abrines R, Percival I C. Classical cross sections for ionization of hydrogen atoms by electrons. Proc Phys Soc, 1966, 89: 515–523
- 19 Wang X, Eberly J H. Effects of elliptical polarization on strong-field short-pulse double ionization. Phys Rev Lett, 2009, 103: 103007
- 20 Hu B, Liu J, Chen S G. Plateau in above-threshold-ionization spectra and chaotic behavior in rescattering processes. Phys Lett A, 1997, 236: 533–542
- 21 Gigan S, Böhm H R, Paternostro M, et al. Self-cooling of a micromirror by radiation pressure. Nature, 2006, 444: 67–70
- 22 Landau L D, Lifshitz E M. Classical Theory of Fields. Boston: Addison-Wesley, 1962
- 23 Sanderson J J. Corrections to Thompson scattering for intense laser beams. Phys Lett, 1965, 18: 114–115
- 24 Sarachik E S, Schappert G T. Classical theory of the scattering of intense laser radiation by free electrons. Phys Rev D, 1970, 1: 2738–2753
- 25 Gordon W. The Compton effect according to Schrödinger's theory. Z Phys, 1926, 40: 117–133
- 26 Volkov D M. Concerning a class of solutions of the Dirac equation. Z Phys, 1935, 94: 250–260

Photon momentum partition in non-sequential double ionization of helium under strong laser field

TAO JianFei^{1*} & LIU Jie^{2,3}

¹ Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China;

² Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China;

³ Center for Applied Physics and Technology, Peking University, Beijing 100084, China

Partition of photon momentum between the electron and atomic core in non-sequential double ionization of helium is investigated. Semi-classical rescattering model is extended, in order to include the motion of the atomic core. Numerical simulation of the 3D dynamics of the atomic system is performed and data of momentum of the electron and atomic core along the laser propagation direction is collected for further study. Analysis shows that the wavepacket of the electron drifts much further along the laser propagation direction than the atomic core due to the enormous mass difference between them, thus the electron transmitting part of its momentum to the atomic core during rescattering. This kind of momentum exchange is closely related to the dynamics of non-sequential double ionization: a simple calculation indicates that sequential double ionization (SDI), recollision impact ionization (RII) and recollision-excitation with subsequent ionization (RESI) lead to very different final electron momentum.

photon momentum, non-sequential double ionization, semi-classical model, electron correlation, rescattering

PACS: 32.80.Rm, 42.50.Hz, 33.80.Rv

doi: 10.1360/SSPMA2014-00118