

平滑激光脉冲诱导的阈上离化

姚关华 余 玮¹⁾ 徐至展²⁾ 陈荣清

中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海, 201800

1989 年 3 月 27 日收到

阈上离化 (above-threshold ionization) 是近年来发现的一种新现象. 本文在基本态模型基础上利用非微扰理论研究了高斯型激光脉冲诱导的阈上离化, 讨论了其特征光电子能谱随时间的演化.

PACC:3280K;3280F

一、引 言

众所周知, 激光场辐照下的原子会吸收 n 个光子而电离, 并发射出能量为 $n\hbar\omega - E_0$ 的光电子, 其中 E_0 为第一电离能, ω 为光频, n 为由不等式 $(n-1)\hbar\omega < E_0 < n\hbar\omega$ 确定的整数. 近年来的实验^[1-4]表明: 在很强的光场 ($> 10^{12} \text{W/cm}^2$) 下, 原子在吸收 n 个光子到达电离态之后, 还会继续吸收若干个光子而向更高的连续态跃迁, 表现为光电子能谱由多个能量间隔为 $\hbar\omega$ 的峰组成. 这一现象被称为阈上离化.

自从 1979 年 Agostini 等人^[1]首次发现这一现象以来, 阈上离化始终是理论和实验原子物理学界讨论的热点. Kruit 等人^[2]和 Lompre 等人^[3]的实验进一步推动了对这一现象的研究. 他们发现: 随光强提高, 光电子能谱的低阶峰减弱甚至消失, 高阶峰增强, 同时, 强度最高的峰逐渐向能量更高的状态移动(峰开关效应). 显然, 这一效应无法用多光子电离中传统的微扰论解释.

由于阈上离化实验所用的多电子原子本身的复杂性、强场下的高度非线性, 以及激光场复杂的空间和时间分布, 直接求解时间相关的薛定谔方程往往是极为困难的, 因此, 有必要借助于简化的、可严格求解的物理模型研究阈上离化及其强场效应. 事实证明, 基本态 (essential states) 模型^[5]是研究阈上离化的一个较好模型, 它能成功地解释阈上离化的主要现象, 如光电子能谱的峰开关效应等. 然而, 迄今利用基本态模型所做的研究工作^[5-12]都采用方波近似, 忽略了激光场的时间分布. 正如 Deng 等人^[6]指出的, 这种处理与实际情况相差甚远, 它无法合理地解释峰开关效应的形成和演化过程.

本文在基本态模型的基础上, 研究了平滑激光脉冲作用下原子阈上离化的时间演化过程, 导出了适用于任意脉冲形状和脉宽的光电子能谱的一般解, 并就高斯型光脉冲作了

1)2) 中国高等科学技术中心(世界实验室)理论物理分中心.

具体计算. 我们发现, 光电子能谱的峰开关效应是在脉冲上升前沿阶段形成的. 此外, 我们的结果还能对各连续态布居的时间行为作出合理的解释.

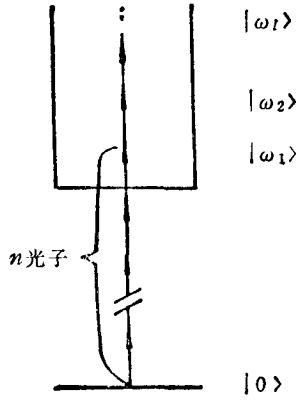


图 1 阈上离化的基本态模型

二、物理模型

图 1 所示即为所谓的基本态模型. 它略去了 n 光子吸收的非共振多光子电离的具体细节, 而用一有效耦合矩阵元 D_{0,ω_l} 描写这一电离过程. 此外, 该模型着重于讨论阈上离化跃迁, 即连续态向连续态的跃迁. 它所包括的基本态有: 基态 $|0\rangle$ 以及彼此能量间隔约为 $\hbar\omega$ 的各连续态 $|\omega_l\rangle (l = 1, 2, \dots)$.

与文献[5—8]一样, 我们忽略连续态的结构, 即假定 $D_{0,\omega_l} = D_{01}, D_{\omega_l,\omega_{l+1}} = D_{l,l+1} (l = 1, 2, \dots)$. 在此模型下系统的运动方程为

$$i\dot{u}_0 = D_{01}(t) \int d\omega_1 u_{\omega_1}(t), \quad (1)$$

$$i\dot{u}_{\omega_1} - \Delta(\omega_1)u_{\omega_1} = D_{10}(t)u_0(t) + D_{12}(t) \int d\omega_2 u_{\omega_2}(t), \quad (2)$$

$$i\dot{u}_{\omega_l} - \Delta(\omega_l)u_{\omega_l} = D_{l,l-1}(t) \int d\omega_{l-1} u_{\omega_{l-1}}(t) + D_{l,l+1}(t) \int d\omega_{l+1} u_{\omega_{l+1}}(t) \quad (l = 2, 3, \dots) \quad (3)$$

其中 $u_0, u_{\omega_l} (l = 1, 2, \dots)$ 为各基本态的几率振幅, $\Delta(\omega_l) = \omega_l - (n + l - 1)\omega$ 为连续态 $|\omega_l\rangle$ 的能量. 值得注意, 虽然(1)–(3)式在形式上与 Deng 等人^[8]的方程一致, 但其中的各矩阵元 $D_{l,l+1}$ 都与时间有关, 因此, (1)–(3)式描述的是任意形状的光脉冲作用下原子的阈上离化.

与 Deng 等人^[8]的做法类似, 为求解方便, 引入一组新的变量

$$K_l(t) = \int d\omega_l u_{\omega_l}(t). \quad (4)$$

这样(1)–(3)式变为

$$i\dot{u}_0 = D_{01}(t)K_1(t), \quad (5)$$

$$i\dot{u}_{\omega_l} - \Delta(\omega_l)u_{\omega_l} = G_l(t) \quad l = 1, 2, \dots \quad (6)$$

其中

$$G_1(t) = D_{10}(t)u_0(t) + D_{12}(t)K_2(t) \quad (7)$$

$$G_l(t) = D_{l,l-1}(t)K_{l-1}(t) + D_{l,l+1}(t)K_{l+1}(t) \quad l = 2, 3, \dots \quad (8)$$

考虑到 $G_l(t)$ 与连续态能量 ω_l 无关, 从(6)式中解出 $u_{\omega_l}(t)$, 代入(4)式并略去阈值限的影响^[8], 即可得到

$$K_l(t) = -i\pi G_l(t). \quad (9)$$

上式与 $G_l(t)$ 的定义式(7), (8)构成了 $K_l(t) (l = 1, 2, \dots)$ 满足的无限维线性代数方程组. 由此不难得到系统的一般解.

对足够大的 m , 第 $m+1$ 个连续态 $|\omega_{m+1}\rangle$ 对更低连续态的影响甚微, 因此, 可以通过令 $D_{m,m+1}(t) = 0$ 截断上述无限维方程组. 最后, 可将所有的 $K_l(t)$ 用 $u_0(t)$ 表示

$$K_l(t) = (-i)^l \left[\prod_{q=1}^l \pi D_{q-1,q}(t) R_q(t) \right] u_0(t), \quad (10)$$

其中 R_q 为由下列递推公式决定的一组繁分式:

$$R_q(t) = \frac{1}{1 + Z_{q+1}(t) R_{q+1}(t)}, \quad R_{m+1}(t) = 0, \quad (11)$$

$$Z_q(t) = \pi^2 |D_{q,q-1}(t)|^2 \quad (12)$$

是一个表征连续态—连续态跃迁中光场强弱的无量纲参量^[8]. 将 $K_l(t)$ 代入(5)式即可得到基态布居

$$P_0(t) = |u_0(t)|^2 = \exp \left[-2\pi \int_{-\infty}^t d\tau |D_{10}(\tau)|^2 R_1(\tau) \right]. \quad (13)$$

结合(6),(9)和(10)式即可导出第 l 个连续态上的布居总数

$$P_l(t) = \int_0^\infty |u_{\omega_l}(t)|^2 d\omega_l = \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^t S_l^2(\tau) P_0(\tau) d\tau. \quad (14)$$

其中再次略去了电离限的影响, $S_l(t)$ 定义为(10)式中的方括号部分.

三、光电子能谱的时间演化

(13),(14)式决定了任意时刻各态的几率分布. 它们适用于任意脉冲形状和光强, 因而是阈上离化普遍的非微扰解. 如果我们忽略激光脉冲的形状而将其用方波形描述^[5-12], 那么, 在整个相互作用期间, $R_l(t) = R_l$, $S_l(t) = S_l$ 为常数, 这就是 Deng 等人^[7,8]讨论过的简单情况. 在此简单情况下, 容易证明

$$P_0(t) = e^{-2\pi D_{10}^2 R_1 t}, \quad (15)$$

$$P_l(t) = R_l \prod_{q=2}^l z_q R_q^2 (1 - e^{-2\pi D_{10}^2 R_1 t}). \quad (16)$$

即各连续态具有完全相同的时间行为. 这样, 光电子能谱的相对布居分布与时间无关, 只是其轮廓随时间增长. 例如: 高连续态上的粒子数多于低连续态的这种反常分布(峰开关效应)是在光脉冲刚开启($t=0$)的一瞬间就形成的. 显然, 这是一个不合理的结论^[8].

如果我们考虑光脉冲的形状, 即讨论平滑激光脉冲情况, 即可对光电子能谱的时间演化给出合理的物理图象. 本文具体讨论实验中常用的高斯型光脉冲

$$I(t) = I_0 e^{-(t/T)^2}. \quad (17)$$

其中 I_0 为光脉冲的峰值强度, 它定义为 $Z_{12}(t)$ 的极大值, T 与脉宽有关. 考虑到 $D_{l,l+1}$ 随 l 逐渐减小^[13,14], 与 Deng 等人^[8]的处理一致, 我们按以下经验公式选取 $D_{l,l+1}$

$$D_{l,l+1}/D_{l+1,l+2} = \beta \quad (l = 1, 2, \dots). \quad (18)$$

这样, $Z_l(t) = \beta^{-2(l-2)} I(t)$. 此外, 非共振 n 光子电离的速率 $\pi |D_{10}(t)|^2$ 正比于 $[I(t)]^n$.

图 2 示出了(17)式给出的高斯型光脉冲作用下阈上离化谱的时间演化. 图中竖直线

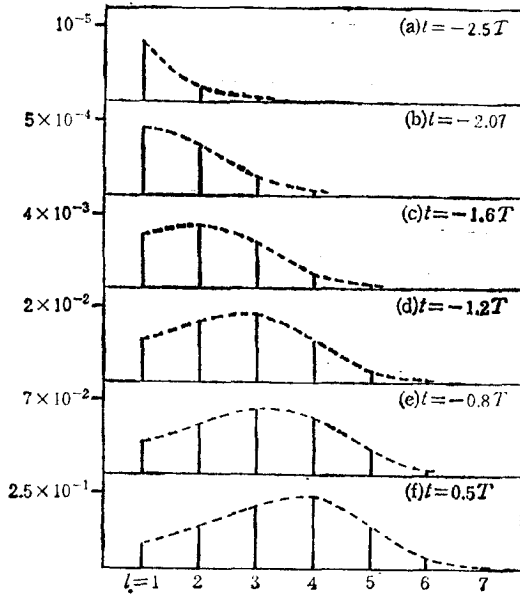


图 2 阈上离化光电子能谱的时间演化 竖直线为第 l 个峰强度;虚线为光电子能谱的轮廓线;
 $\beta = 2$; $n = 2$; $I_0 = 80$; $T = 10$

对应于光电子能谱各个峰的强度,虚线为光电子能谱峰的轮廓线,此外, t 更大时的分布因差别不大而未绘出. 首先,注意 $t = 0.5T$ 时的光电子能谱轮廓线,我们看到:在所选光强 $I_0 = 80$ 情况下,稳定后的分布具有明显的峰开关效应,即低阶峰受到抑制,高阶峰反而更强. 这就是文献 [2] 和 [3] 观测到的现象. 其次再来分析这种分布是如何形成的. $t = -2.5T$ 时, $l = 1$ 的峰最强,高阶峰很弱,这与微扰论结果一致. 这是因为在此之前原子感受到的仅仅是脉冲的弱光场部分. 随着相互作用时间的延长,原子感受到的光场越来越强(脉冲上升沿阶段),连续态向连续态的跃迁趋于“饱和”^[7,8],使得强度最高的峰从 $l = 1$ 逐渐移向 $l = 4$,最后形成高阶峰变强,低阶峰反而较弱的“钟形”(bell-shaped)分布. 最后,注意到图 2(a)–(f)

各图的定标逐渐增大,我们还可看出,光电子能谱的“钟形”分布在向能量较高的状态移动的同时,还随时间不断增长. 这显然是由于基态原子不断被离化的缘故.

由此可见,研究阈上离化不应采用方波近似,只有考虑了激光脉冲的形状以后,才能对光电子能谱及其峰开关效应的时间演化作出合理的描述.

- [1] P. Agostini *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 1127.
- [2] P. Krut *et al.*, *Phys. Rev.*, **A28**(1983), 248.
- [3] L. A. Lompre *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B2**(1985), 1902.
- [4] M. Crance, *Phys. Rep.*, **144**(1987), 117.
- [5] Z. Bialynicka-Birula, *J. Phys. B*, **17**(1984), 3091.
- [6] M. Edwards *et al.*, *J. Phys. B*, **18**(1985), 1927.
- [7] Z. Deng and J. H. Eberly, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 1810.
- [8] Z. Deng and J. H. Eberly, *J. Opt. Soc. Am.*, **B2**(1985), 486.
- [9] J. Grochmalicki *et al.*, *J. Phys. B*, **19**(1986), 3649.
- [10] K. Rzazewski and R. Grobe, *Phys. Rev.*, **A33**(1986), 1855.
- [11] A. Dulic, *Phys. Rev.*, **A35**(1987), 1673.
- [12] M. Trippenbach *et al.*, *Phys. Rev.*, **A37**(1988), 4194.
- [13] Y. Gontier and M. Trahin, *J. Phys. B*, **13**(1980), 4383.
- [14] M. Aymar and M. Crance, *J. Phys. B*, **14**(1981), 3585.

ABOVE-THRESHOLD IONIZATION BY A SMOOTH LASER PULSE

YAO GUAN-HUA YU WEI XU ZHI-ZHAN CHENG RONG-QING

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai, 201800

(Received 27 March 1989)

ABSTRACT

In this paper, using "essential states model" we present a non-perturbative analysis of above-threshold ionization by a Gaussian laser pulse, and discuss the time evolution of its characteristic electron spectra.

PACC: 3280K; 3280F