

激光场的空间非均匀性对阈上离化的影响

姚关华 徐至展* 陈荣清 余 玮

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

提 要

本文在基本态模型中计及激光场的空间非均匀性, 得到了与实验相吻合的结果。

关键词: 阈上离化, 基本态模型, 离子产额, 电子产额。

短脉冲强激光技术的飞速发展, 使得激光与原子的相互作用研究进入到激光场接近甚至超过原子内库仑场($\sim 7 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$)的强光场领域, 这就导致了一系列全新现象的发现。阈上离化(Above-threshold ionization)^[1]就是其中之一。它指的是: 原子在强光场作用下多光子电离后, 在电离限之上继续吸收若干个光子而向更高的连续态跃迁的过程。

阈上离化现象的发现^[1-4], 迅速引起了理论界的极大关注^[5,6], 各种非微扰理论相继提出。其中, 由 Bialynioka-Birula^[7]首先提出, 后来又由 Edwards 等人^[8]和 Deng 等人^[9]进一步发展的所谓“基本态模型”可能是最为成功的, 它能较好地解释大部分实验结果。然而, 基本态模型的已有理论^[7-9]均未考虑激光场的时间与空间分布, 这就使得理论计算无法与某些实验结果作甚至定性的比较。在文献[10~12]中, 作者考虑了激光场的时间非均匀性, 研究了阈上离化的特征光电子谱的形成和演化过程。文献[13]进一步讨论了空间截取的高斯光束作用下原子的阈上离化, 研究了电子谱接收角对光电子谱的影响。

本文在文献[13]的基础上, 将基本态模型的均匀光场理论^[7-9]推广到有一定空间分布的真实光场情况, 研究了光场的空间非均匀性对离子和电子产额曲线的影响。得到了与实验符合得较好的结果, 并对离子产额曲线中的饱和效应作了较好的解释。

假定有一定空间分布 $I(\mathbf{r})$ 的方形激光脉冲辐照原子气体靶, 实验研究这一原子系统的阈上离化。显然, 对 $d\mathbf{r}$ 局域范围内的单个原子, 仍可用基本态模型^[9]进行研究。基本态包括基态 $|0\rangle$, 以及对应光电子能量约为 $(n+l-1)\hbar\omega - E_0$ 的各连续态 $|\omega_l\rangle$ 。其中, n 为电离该原子所需的最少光子数, $(l-1)$ 为电离限之上额外吸收的光子数, ω 为光频, E_0 为第一电离能。与通常做法类似^[7-9], 略去连续态结构, 单原子的运动方程成为

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

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

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

式中 D_{01} 为基态与第一连续态 $|\omega_1\rangle$ 的等效耦合矩阵元, $D_{l,l+1}$ ($l=1, 2, \dots$) 为相邻两连续态

收稿日期: 1990年6月8日

* 中国高等科学技术中心(世界实验室), 理论物理分中心(北京)。

之间的偶极相互作用。与 Deng 等人^[9]的处理一致,通过解此积分微分方程组,得到处于基态和各连续态的几率:

$$P_0(\mathbf{r}, t) = |u_0|^2 = e^{-2\pi D_0^1 R_1 t}, \quad (4)$$

$$P_l(\mathbf{r}, t) = \int_0^\infty |u_{\omega_l}|^2 d\omega_l = R_1 \prod_{q=2}^l Z_q R_q^2 (1 - e^{-2\pi D_0^1 R_1 t}), \quad (5)$$

式中已将各态几率写成 \mathbf{r} 的函数,这是因为考虑的仅是空间位置 \mathbf{r} 处的单原子;此外,

$$Z_q = \pi^2 |D_{q, q-1}|^2, \quad (6)$$

为表征连续态-连续态跃迁饱和程度^[9]的参量,它正比于局域光强 $I(\mathbf{r})$; R_q 为满足以下递推公式的表达式:

$$R_q = \frac{1}{1 + Z_{q+1} R_{q+1}} \quad (q=1, 2, \dots) \quad (7)$$

(4)、(5)式决定着单原子在方形光脉冲作用下的几率分布。如果激光场在整个相互作用区域内是均匀的,那么,基态剩余的原子数为 $NP_0(\mathbf{r}, T)$, 处于第 l 个连续态的粒子数(即光电子数)为 $NP_l(\mathbf{r}, T)$, N 为相互作用体积中的原子总数。在这一特殊情况下,单原子的行为反映的就是整个原子系统的行为。例如,除相差一个定标因子 N 外,它处于各连续态的几率分布就是实验探测到的光电子谱。

然而,这种描述与大部分实验不符。实验中所用的基本上都是高斯光束,因此,不同空间位置处的原子感受到不同的光强,因而也就具有不同的几率分布。例如,相互作用中心的原子所受光场最强,而边缘较弱。当光强超过某一值时,中心部分原子全部被电离而不再对离子总数有贡献。相反地,光束边缘原子的电离几率随光强提高而不断增大,相当于有效的相互作用体积在不断扩大^[3]。这就使得电离不会饱和,离子产额始终随光强增长。

图 1 中的曲线 I 示出了离子数随光强的这种变化关系。考虑阈上离化实验中常用的高斯光束 $I(\mathbf{r}) = I_0 \exp[-(\rho/\rho_0)^2]$ (ρ 为离开光束中心线的距离, ρ_0 为激光束腰), 设连续态-

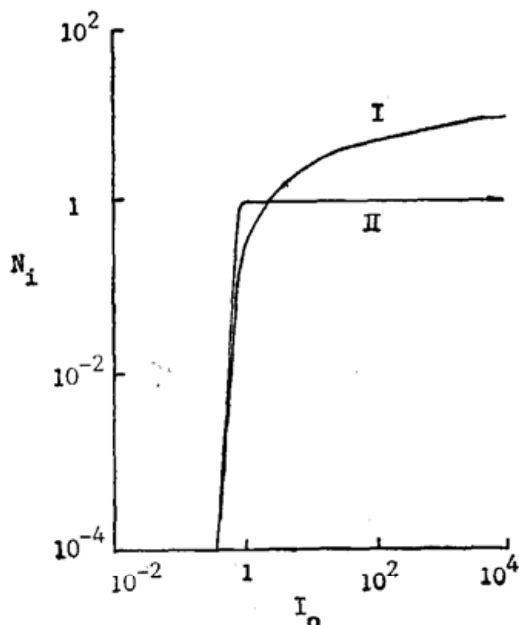


Fig. 1 Ion yields vs. peak laser intensity

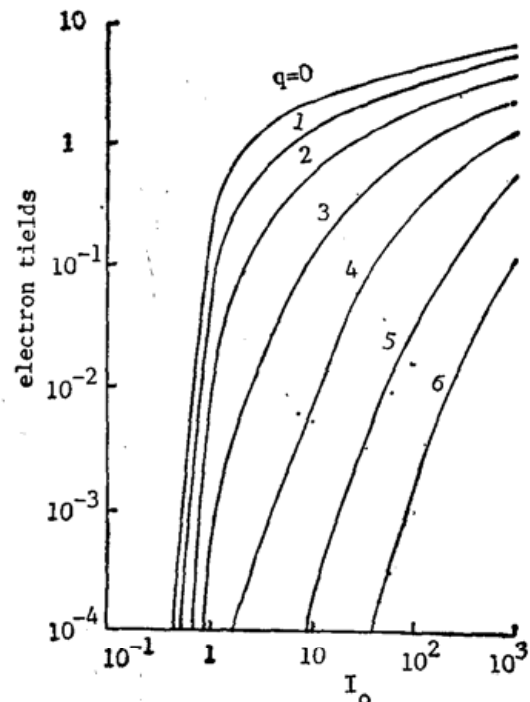


Fig. 2 Electron yields vs. peak laser intensity for different retarding potentials

连续态跃迁矩阵元按等比级数 $D_{l,l-1}/D_{l+1,l} = \beta$ 递减^[9], 参数为 $\beta = 2$, $n = 11$, 脉宽 $T = 10$ 。注意, 基态的电离速率 $\pi |D_{10}|^2$ 正比于 $[I(\mathbf{r})]^n$ 。此外, 离子产额为空间各处的离子总和, 即

$$N_i = (N_0/V_0) \int P_0(\mathbf{r}, T) d\mathbf{r} = N_0 \int_0^\infty e^{-U(\rho)^n R_0(\rho) T} \pi \rho d\rho \quad (8)$$

其中: N_0 为束腰所围区域 V_0 中的原子数。

曲线 II 对应于在 V_0 体积中光场是均匀分布的情况^[7~9]。容易看出, 这种情况下离子产额在很小的光强范围内迅速增加, 在光强大于某一值(饱和光强)后, 离子数迅速饱和而不再增长。显然, 这是由于相互作用体积 V_0 内的所有中性原子(N_0 个)均被离化的缘故。将这两条曲线分别与实验结果(文献[4]图2)比较可知: 均匀光场理论与实验结果相差甚远, 它无法解释离子产额在饱和光强以后继续增长的现象, 而计及光场的空间分布后就可解释这一现象。

光场的空间非均匀性引起的另一效应反映在 Lompré 等人^[3~4]的另一类实验结果中, 即不同减速电势下光电子产额随光强的变化。图2是根据本文理论绘出了高斯光束情况下的这种依赖关系。注意, 非均匀场情况下处于第 l 连续态的光电子总数为

$$N_l = (N_0/V_0) \int P_l(\mathbf{r}, T) d\mathbf{r} = N_0 \int_0^\infty P_l(\rho, T) \pi \rho d\rho \quad (9)$$

其中: $P_l(\mathbf{r}, T)$ 由(5)式决定, T 为方脉冲的脉宽。此外, 在减速电势 φ 下, 唯有动能大于 $e\varphi$ 的光电子才会到达探测器。例如: 图2中, $q = 0$ 对应于减速势为零, 此时所有光电子均被探测到; $q = 1$ 对应于减速势为 φ_1 , 此时探测到的是除 $|\omega_1\rangle$ 态上的粒子之外的所有光电子; 同理, $q = 2$ 对应于除 $|\omega_1\rangle$ 、 $|\omega_2\rangle$ 态之外所有连续态上的光电子; 依次类推。从这些曲线容易看出, 不仅离子产额($q = 0$ 曲线), 而且能量大于某一值 $e\varphi$ ($q = 1, 2, \dots$) 的光电子产额, 都不会完全饱和, 而始终随光强提高而增长。这些曲线与均匀场理论计算结果有很大差别, 但与 Lompré 等人^[3~4]的实验结果(文献[3]图3与文献[4]图4、图8)相吻合, 它们再次反映了激光场空间分布对阈上离化的重要影响。

参 考 文 献

- [1] P. Agostini *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1979, **42**, No. 17 (23 Apr), 1127~1170.
- [2] P. Krut *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1983, **A28**, No. 1 (Jul), 248~255.
- [3] L. A. Lompre *et al.*; *J. O. S. A.*, 1985, **B2**, No. 12 (Dec), 1906~1912.
- [4] L. A. Lompre *et al.*; *J. Phys. (B)*, 1987, **B20**, No. 5 (Mar), 1009~1929.
- [5] M. Grance; *Phys. Rep.*, 1987, **144**, No. 3 (Jan), 117~185.
- [6] W. E. Cooke, T. J. McIlrath; *J. O. S. A.*, 1987, **B4**, No. 5 (May), 702~780.
- [7] Z. Bialynicka-Birula; *J. Phys. (B)*, 1984, **B17**, No. 15 (14 Aug), 3091~3101.
- [8] M. Edwards *et al.*; *J. Phys. (B)*, 1985, **B18**, No. 10 (28 May), 1927~1940.
- [9] Z. Ding, J. H. Eberly; *J. O. S. A.*, 1985, **B2**, No. 3 (Mar), 486~493.
- [10] Guan-hua Yao (姚关华), Zhi-zhan Xu (徐至展) *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1989, **A40**, No. 6 (15 Sep), 3179~3182.
- [11] Wei Yu, Zhizhan Xu *et al.*; *J. Phys. (B)*, **B22**, 1989, No. 22 (Dec), L427~443.
- [12] 余 玮, 徐至展等; 《光学学报》, 1990, **10**, No. 3 (Mar), 202~205.
- [13] Guan-hua Yao, Zhi-zhan Xu *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1989, **A40**, No. 9 (Nov), 5422

Effects of laser spatial inhomogeneity on above-threshold ionization

YAO GUANHUA, XU ZHIZHAN* CHENG RONGQIN AND YU WEI

(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai*)

(Received 8 June 1990)

Abstract

By taking into account the spatial inhomogeneity of the laser field in the essential state model theoretical predictions well consistent with the experimental results are obtained.

Key words: above-threshold ionization essential state model ion yield, electron yield.

* Center of Theoretical Physics, COAST (World Laboratory), Beijing.