

激光方脉冲作用下强场自电离过程

陈荣清 徐至展 孙 岚
姚关华 张文琦 李 萍

中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海, 201800

1990 年 11 月 26 日收到

本文研究了激光方脉冲作用下的强场自电离过程, 从而推广了以往包含高阶离化的研究. 讨论了基态布居和自电离共振线型在强场下受激光脉宽、光强的影响. 结果表明, 强场自电离过程及其中的高阶离化不仅与光强有关, 而且还和原子与激光相互作用的时间紧密相关.

PACC: 3280D; 3280F; 3280K; 4250K

一、引 言

在原子和分子物理学、X 射线激光、激光同位素分离和激光的非线性转换等领域, 自电离态由于其分立和连续性质而受到重视^[1,2]. 研究强激光作用下的自电离过程, 是理解多电子原子尤其是碱土金属原子的多光子电离^[3]和无粒子数反转激光中很多机制^[4,5]的关键.

在强场自电离的研究中, 高阶离化尤其是二阶离化在强场下越来越重要, 对自电离过程产生很大影响^[6-9]. 现有的研究或者忽视了高阶离化^[10-14], 或者认为是连续 (CW) 激光而忽视了激光的脉冲性质^[6-9], 因而有待深化.

本文研究了方脉冲作用下包含高阶离化的强场自电离过程, 当脉宽趋于无限大时, 得到了 CW 激光作用的结果. 讨论了相互作用时间、激光强度、高阶离化对基态布居及自电离共振线型的影响. 结果表明, 脉宽和激光强度都将影响强场自电离过程以及其中的高阶离化, 以往关于 CW 激光作用的研究仅注意光强的影响是不够的.

二、模型与理论

强场自电离模型示于图 1. 它是文献[10—14]模型的推广, 包含了强场下越来越显著的高阶离化.

在方脉冲激光作用下, 初始时刻 (设 $t = 0$) 处于基态 $|0\rangle$ 上的原子吸收一个光子后跃迁到自电离态 $|a\rangle$, 或跃迁到第一连续态 $|\omega_1\rangle$ 而直接发生原子的光电离. 处于 $|a\rangle$ 上的原子既可在组态相互作用 V 的作用下跃迁到 $|\omega_1\rangle$ 而发生自电离, 又可再从激光场中吸收

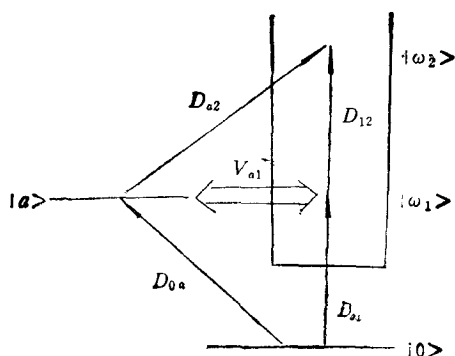


图 1 强场自电离模型

一个光子跃迁到第二连续态 $|\omega_2\rangle$, 这就是所谓的自电离态光离化。近年来对原子多光子电离中阈上离化的研究^[7-9,15,16]表明, $|\omega_1\rangle$ 与 $|\omega_2\rangle$ 之间存在连续-连续耦合。

上述模型已在文献[6—9]中不同程度地研究过,但都限于主要讨论 CW 激光辐照的情形,而对于更一般的具有一定脉宽的方脉冲激光辐照的情形,或者根本未讨论^[7-9],或者仅作过形式上的简单讨论^[6]。这对于强场自电离研究的深化远远不够。

具有一定脉宽的方脉冲激光与 CW 激光最大的不同是原子与激光场的相互作用时间分别为有限(也可趋于无限)和无限,从而对原子的作用结果就产生一些本质的不同。在 CW 激光作用之后,由于原子与激光场的相互作用时间为无穷长,原子或者全部电离,或者部分电离。(此即相干集结效应^[11,12], 仅在某些特殊情况下才可能^[13]。在本文模型中,由于考虑了高阶离化的影响,所以不可能出现这种部分电离的情形^[6-9],因此 CW 激光作用后原子全部被电离。)实验中的强激光通常是脉冲光,此时再认为是 CW 激光就不够了。在激光脉冲作用之后,通常还有部分原子未被电离,因此有必要研究脉宽和光强两者的影响、研究原子的基态布居和电离几率等物理量随失谐量(可换算为激光频率)的变化(可用线型来描述)。

为方便计,选取能量零点使基态能量 $E_0 = 0$, 并使用 $\hbar = 1$ 单位制。将几率振幅 u 作推广了的 Laplace 变换:

$$\begin{cases} G(z) = \frac{1}{i} \int_0^\infty e^{izt} u(t) dt, \\ u(t) = \frac{1}{-2\pi i} \int_{-\infty+i\varphi}^{\infty+i\varphi} G(z) e^{-izt} dz, \quad \varphi \rightarrow 0, \end{cases} \quad (1)$$

在旋波近似下可导出以下方程^[7-9,16]:

$$\begin{aligned} zG_0 &= 1 + D_{0a}G_a + \int D_{01}G_1 d\omega_1, \\ (z - \Delta)G_a &= D_{a0}G_0 + \int V_{a1}G_1 d\omega_1 + \int D_{a2}G_2 d\omega_2, \\ (z - \Delta_1)G_1 &= D_{10}G_0 + V_{1a}G_a + \int D_{12}G_2 d\omega_2, \\ (z - \Delta_2)G_2 &= D_{2a}G_a + \int D_{21}G_1 d\omega_1, \end{aligned}$$

式中 $\Delta = E_a - \omega_L$ 为激光失谐量, $\Delta_j = \omega_j - i\omega_L$.

引入 Fano 参量^[7-9,16]

$$q_0 = \frac{D_{a0}}{\pi V_{a1} D_{10}}, q_2 = \frac{D_{a2}}{\pi V_{a1} D_{12}}.$$

在强场自电离的研究中,通常认为: 1) $V_{a1}, D_{01}, D_{a2}, D_{12}$ 均为连续态能量 ω_1 与(或) ω_2 的缓变函数; 2) Fano 参量为实数. 因此,在共振范围内,即 $\omega_L \approx E_a$, 可将 $V_{a1}, D_{01}, D_{a2}, D_{12}, q_0, q_2$ 均近似成在 $\omega_1 \approx E_a, \omega_2 \approx E_a + \omega_L$ 处所求得相应值, 从而它们都可相当好地近似为与 ω_1, ω_2 无关的量,且 q_0, q_2 均为实数(可参见文献[6-9,16]).

经过繁复的代数运算后,可求得

$$G_0(z \equiv \gamma_0 \delta + \gamma_0 \varepsilon) = \frac{\varepsilon + B}{\gamma_0 S(\varepsilon)}, \quad (2)$$

式中

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= \pi |V_{a1}|^2, \delta = \Delta/\gamma_0, \gamma'_2 = \gamma_2/\gamma_0 = \pi |D_{a2}|^2/\gamma_0, \\ B &= i\gamma'_2 + i(1 - i\gamma'_2/q_2)^2/A, A = 1 + \gamma'_2/q_2^2, \\ S(\varepsilon) &= \varepsilon^2 + \varepsilon \left[\delta + \frac{2\gamma'_2}{Aq_2} + i(1 + \gamma'_1 + \gamma'_2)/A \right] + i[2q_0\gamma'_1 + (1 \\ &\quad + \gamma'_2)\delta]/A + [2\delta\gamma'_2/q_2 - q_0^2\gamma'_1 - \gamma'_1\gamma'_2(1 - q_0/q_2)^2]/A, \\ \gamma'_1 &= \gamma_1/\gamma_0 = \pi |D_{01}|^2/\gamma_0 = |D_{0a}|^2/q_0^2\gamma_0^2, \end{aligned}$$

$\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2$ 分别为自电离、直接光电离、自电离态光离化的(半)宽度(在 $\hbar = 1$ 单位制中,它们又分别为各过程所发生的速率), δ 为无量纲失谐量.

由于 $S(\varepsilon)$ 为 ε 的二次函数, 因此 $S(\varepsilon) = 0$ 有两个复根, 记为 $\varepsilon_+, \varepsilon_-$. 由 $\varepsilon_{\pm}$ 可推知方脉冲激光(从而 CW 激光)作用下强场自电离过程中两个缀饰态的准能量和宽度^[6,9,12,13]. 利用(1)和(2)式和留数定理,最后可得到基态布居为

$$P_0(t) \equiv |u_0(t)|^2 = [(\varepsilon_+ + B)e^{-i\varepsilon_+ t} - (\varepsilon_- + B)e^{-i\varepsilon_- t}]/(\varepsilon_+ - \varepsilon_-)^2. \quad (3)$$

注意: 当 $\gamma_2 \approx 0$ 即当考虑高阶离化时, $\varepsilon_{\pm}$ 的虚部恒不为零, 因此不可能发生相干集结^[8,9]. 当不考虑二阶离化即令 $\gamma_2 = 0$ 时, 上式可化为文献[10,12]中的相应结果.

激光方脉冲在初始时刻 $t = 0$ 加上, 其脉宽设为 T . 在方脉冲作用之后, 基态布居为 $P_0(T)$, 由于 $t > T$ 时刻的激光场为零, 因此 $P_0(t > T) = P_0(T)$. 在 $t = T$ 时刻, 有些原子被激发到 $|a\rangle$ 上, $P_a(T) > 0$, 有些原子已被电离, $P_1(T) > 0, P_2(T) > 0$. 实验中对光电子的探测设在 $t = \tau$ 时刻, 对自电离过程的研究来说, τ 可设为 ∞ ^[10]. 在 $t \in (T, \tau)$ 时刻, 尽管激光场已为零, 但由于组态相互作用的存在, $|a\rangle$ 上的原子仍将继续发生自电离而跃迁到 $|\omega_1\rangle$ 上. 因此, 无论是 CW 激光辐照还是本文所讨论的更一般的方脉冲激光辐照, 在测量时刻恒有 $P_a(\tau) = 0$, 所以电离几率为 $P_I = P_1(\tau) + P_2(\tau) = 1 - P_0 \cdot (\tau) = 1 - P_0(T)$.

三、数值结果及讨论

为方便起见, 引入以下物理量:

$$\eta = |D_{0a}|/\gamma_0, \xi = \gamma_0\gamma_2/|D_{0a}|^2,$$

η, ξ 均为无量纲量, 与脉宽 T 无关, η 正比于激光场的电场振幅, 表征激光场的强弱, ξ 与光强无关, 是个原子参量, 由原子性质及自电离态的性质决定。

下面讨论脉宽和光强对基态布居(由(3)式给出)和自电离共振线型(线型是指电离几率 P_I 与失谐量的关系)的影响。本节中的所有曲线都是由横坐标均匀分布的 400 个计算点连接而成: 虚线代表 $\xi = 0$ (不考虑高阶离化)的结果^[10], 实线代表 $\xi \neq 0$ 的本文结果。在计算中, 取 $q_0 = q_2 = 5$, 这一方面由于此时的线型在弱场下具有反对称轮廓, 另一方面是便于直接与文献^[10]中的结果进行比较。另外取 $\xi = 0.05$, 它的选择可参见文献[7—9, 16]。

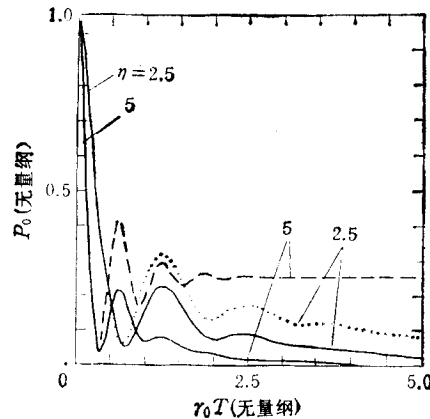


图2 强场下基态布居与脉宽的关系 (q_0, q_2, ξ, δ) = (5, 5, 0.05, 0)

图2示出不同光强下基态布居 P_0 随原子与激光相互作用时间即脉宽的变化图。图2也可看成是 P_0 随时间的瞬时变化。在弱场下 $\eta \ll 1$, P_0 单调下降, 虚实线相差很小, 说明此时高阶离化还很弱。在强场下 $\eta > 1$, P_0 呈现出 Rabi 振荡行为, 这是一种典型的强场效应^[10-13]。此时虚实线相差很大, 说明强场下高阶离化很显著。可以看出, 高阶离化使 P_0 下降得更快, 这是因为有部分原子通过高阶离化被电离到 $|\omega_2\rangle$ 上, 加快了 $|a\rangle$ 和 $|\omega_1\rangle$ 上以致 $|0\rangle$ 上原子的倒空。注意 $\eta = 5$ 所对应的虚线在 T 较大时趋于非零常数, 有部分原子在激光长时间辐照后仍留在基态, 此即所谓的相干集结效应^[11-13]。这一现象并未出现于任何实线, 说明高阶离化破坏了相干集结, 同时也说明在考虑了高阶离化的影响后, 只要脉宽足够长, 那么任何强度的激光作用终将把原子电离(此时的脉冲面积很大)。

如果脉宽较小, 以致 P_0 还未来得及降到其第一个极小值时激光场就已降为零, 此时可观察到一种新现象: 虚实线相差不大。这说明高阶离化的影响不仅与光强有关, 而且还与脉宽紧密有关。当脉冲较窄时, 尽管 γ_2/γ_0 比 1 大很多, 亦即高阶离化的速率很大, 但其影响却可能不大。以往对强场自电离过程中高阶离化的影响的研究^[6-9] 仅仅注意了光强因素而忽视了原子与激光场相互作用的时间因素, 这不够全面。上述结果可直接推广到任意形状短脉冲激光辐照的情形。

实验中常常对线型感兴趣。强场下脉宽与线型的关系示于图3。值得注意的是, 文献[10]中有关线型的原图并不准确, 尤其是在 $\delta \sim 0$ 附近。这可能是由于原文献作者仅

计算了少量点,而这些点之间的横坐标间距较大,然后再将各点光滑连接(在光滑过程中例如用光滑程序时还可能有一定程度的外推)。我们曾用我们的程序计算过许多实例,并把计算结果作图后与我们能找到的所有文献进行过比较(如文献[12]),比较结果表明我们的计算普遍很准。另外,我们曾做过以下试验:每条曲线仅计算横坐标均匀分布的 40 个点(或略少),然后运用标准的光滑程序^[17]将点连线,此时可得到与原文献(某几个)较为接近的线型。前面说过,本节所给出的所有曲线都计算了 400 个点,计算更多点后所得曲线与此相同,至少肉眼看不出差别。

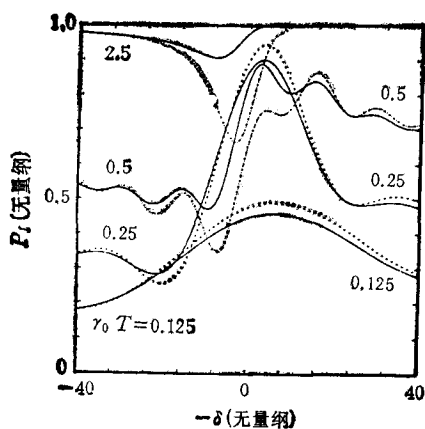


图 3 强场下 ($\eta = 5$) 自电离共振线型与脉宽之间的关系 (q_0, q_{12}, ξ) = (5, 5, 0.05)

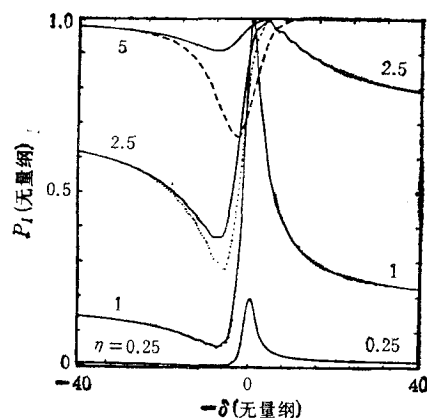


图 4 脉宽一定 ($\gamma_0 T = 2.5$) 时光强对线型的影响 (q_0, q_{12}, ξ) = (5, 5, 0.05)

当脉宽较小时,虚实线相差不大,高阶离化的影响较小,与前面从图 2 所得结论一致。当脉宽较大时,线型呈振荡行为,反映了 P_0 的 Rabi 振荡,且虚实线相差较大,高阶离化较显著。随着脉宽的进一步增大,高阶离化更为显著。

图 4 示出脉宽一定但光强变化的线型,其中脉宽较大(见图 3 的说明)。弱场下线型呈反对称轮廓,与弱场自电离理论^[18]一致(注意 $q_0 = 5$),且高阶离化的影响较小。线型通常存在凹点和凸点。随着光强的增加,凹点、凸点及两翼均上抬;凸点迅速抬高,当 $\eta \geq 1$ 时, P_I 的最大值约为 1;靠近凸点的一翼比另一翼高。高阶离化使凹点上升,且在凹点附近的影响较明显。凹点主要是 $|0\rangle - |\omega_1\rangle$ 与 $|0\rangle - |a\rangle - |\omega_1\rangle$ 两通道间的相消干涉所致^[18],高阶离化使其削弱。光强越大,高阶离化越显著。

从图 3 和图 4 可看出,当 $|\delta|$ 较小时,虚实线相差较大,而在 $|\delta|$ 较大的地方则相差较小。这种差异与脉宽及光强有关。其解释如下: $|\delta|$ 较小,共振较强, P_0 较大,当光强和脉宽都足够大时,高阶离化较显著; $|\delta|$ 较大,共振较弱,原子主要通过 $|0\rangle - |\omega_1\rangle$ 间的耦合而直接电离, P_0 较小,高阶离化的影响较小。

四、结 论

强激光作用下的自电离过程是近年来人们感兴趣的课题之一,许多工作还有待完成。

本文把包含高阶离化的强场自电离研究从 CW 激光辐照推广到更普遍的脉宽任意的方脉冲激光辐照情形。着重讨论了强激光作用下, 脉宽和光强对自电离过程中的基态布居和自电离共振线型的影响。结果表明: 自电离过程及其中的高阶离化不仅与光强有关, 而且还与脉宽很有关系, 而以往关于 CW 激光辐照情形的研究忽视了脉宽的作用。当光强较强时, 如果脉宽较小, 则高阶离化的影响较小, 只有当脉宽较大时高阶离化才起显著作用。

短脉冲强激光作用下的自电离过程的研究是近几年新开辟的课题, 受到了人们的重视。但由于难度较大, 目前仅研究过不包含高阶离化的少数问题^[14]。

- [1] K. Boyer, K. Egger, T. S. Luk and C. K. Rudes, *J. Opt. Soc. Am.*, **B1**(1984), 3.
- [2] G. Alber and P. Zoller, *Phys. Rev.*, **A27**(1983), 1373.
- [3] G. Petite and P. Agostini, *J. Physique*, **47**(1986), 795.
- [4] S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1033.
- [5] G. S. Agarwal, S. Ravi and J. Cooper, *Phys. Rev.*, **A41**(1990), 4721; 4727.
- [6] M. V. Fedorov and A. E. Kazakov, *Prog. Quant. Elect.*, **13**(1989), 1.
- [7] Yao Guanhua and Xu Zhizhan, *J. Phys. B*, **22**(1989), 211.
- [8] 姚关华、徐至展, 物理学报, **37**(1988), 1760; 光学学报, **9**(1989), 673.
- [9] 陈荣清、姚关华、徐至展, 物理学报, **39**(1990), 882.
- [10] P. Lambropoulos and P. Zoller, *Phys. Rev.*, **A24**(1981), 379.
- [11] K. Rzazewski and J. H. Eberly, *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 408; *Phys. Rev.*, **A27**(1983), 2026.
- [12] D. Agassi and J. H. Eberly, *Phys. Rev.*, **A34**(1986), 2843.
- [13] S. L. Haan and G. S. Agarwal, *Phys. Rev.*, **A35**(1987), 4592.
- [14] M. Lewenstein, J. Zakrzewski and J. Rzazewski, *J. Opt. Soc. Am.*, **B3**(1986), 22.
- [15] P. Agostini, G. Mainfray, G. Petite and N. K. Rahman, *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 1127.
- [16] 陈荣清、徐至展、姚关华、余玮, 物理学报, **39**(1990), 867.
- [17] 刘德贵、费景高、于泳江、李广元编, *FORTRAN 算法汇编*(第二册), 国防工业出版社(1984), 141页或145页.
- [18] U. Fano, *Phys. Rev.*, **124**(1961), 1866.

STRONG-FIELD AUTOIONIZATION BY SQUARE LASER PULSES

CHEN RONG-QING XU ZHI-ZHAN SUN LAN
YAO GUAN-HUA ZHANG WEN-QI LI PING

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

(Received 26 November 1990)

ABSTRACT

Previous studies on strong-field autoionization involving high-order ionization processes are mainly investigated for the cases of CW laser irradiations. This paper extends those studies to the cases of square laser pulses with arbitrary widths. Populations of the ground state and the line shapes of the autoionizing resonance are discussed. It is shown that strong-field autoionization and the high-order ionization processes are drastically affected not only by the intensities but also by the time of interaction between atoms and laser field.

PACC: 3280D; 3280F; 3280K; 4250K