

双色脉冲激光与原子相互作用过程的研究

屈卫星 徐至展 张文琦

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

提 要

本文研究了双色脉冲激光与多电子原子相互作用过程, 计算了高激发态的粒子数和总离子数随时间的变化, 并对计算的结果进行了分析。

关键词: 自电离, 粒子数, 总离子数。

一、引 言

高强度激光的出现, 大大促进了激光与原子相互作用领域的发展, 使人们在实验中观察到了在通常激光强度条件下无法观察到的奇特现象, 如强激光场下的阈上离化现象^[1,2]、强激光场诱导自电离^[3,4]以及阈上离化过程中峰开关效应^[5]等等。随着超短激光脉冲的出现, 使人们兴趣逐渐从对强激光与原子相互作用中的稳态过程的研究转向瞬态过程的研究^[6,7], 而目前的大多数理论文章都是对强激光与原子相互作用后产生的稳态光电子谱的理论计算和分析^[8,9], 对高强度短脉冲激光与原子相互作用过程中原子态上的粒子分布随时间的变化(瞬变过程)则研究的较少。

本文对高强度双脉冲激光与原子相互作用过程进行了研究、并结合具体的数值计算结果, 着重分析了在不同的脉冲强度下多电子原子的高激发态上粒子数和总离子数随时间的变化过程以及自电离过程对这种变化过程的影响。

二、运动方程

图1为本文所讨论的多电子原子的能级示意图。其中 $|0\rangle$ 态为原子的基态(偶宇称态), $|a\rangle$ 态为能级远高于电离限的共振激发态(奇宇称态), 它们的能量分别为 $-E_0$ 和 E_0 。原子的连续态也按宇称的奇偶性分为两组, $|\omega, +\rangle$ 为偶宇称连续态, $|\omega, -\rangle$ 为奇宇称连续态。两种不同频率的激光场分别与处于不同状态的原子发生耦合, 其中频率很高的 ω_H 激光将基态原子共振激发到 $|a\rangle$ 态或直接电离到 $|\omega, -\rangle$ 态, 而频率较低的 ω_L 激光再将处于 $|a\rangle$ 态的原子耦合到连续态或在不同宇称的连续态之间耦合。处于 $|a\rangle$ 态的原子除了通过 ω_L 光场偶极相互作用电离到 $|\omega, +\rangle$ 态之外, 还可通过电子之间的库仑相互作用

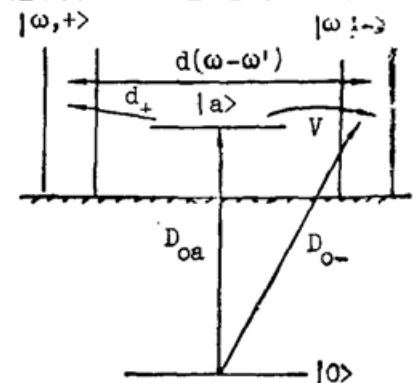


Fig.1 Schematic diagram of atomic energy levels

用自发地电离到 $|\omega, -\rangle$ 态。由于 $|a\rangle$ 态能级远高于电离限, 所以可忽略电离限对离化过程的影响。

设 $\omega_H \gg \omega_L$, 并取 $-E_0 + \omega_H$ 为(原子+场)系统的能量的零点, 用圆括号表示系统的未扰动 Dressed 态^[3], 则哈密量可表示成下列形式(取 $\hbar=1$)

$$\left. \begin{aligned} H &= H_0 + V + V_F; \\ H_0 &= -\omega_H |0\rangle \langle 0| + \int \omega [|\omega, -\rangle \langle -| + |\omega, +\rangle \langle +|] d\omega; \\ V &= \left\{ V_- |a\rangle \langle -| + \text{H.C.}; \right. \\ V_F &= \left\{ \left[D_{0a} A_0(t) |0\rangle \langle a| + \int D_{0-}(\omega) A_0(t) |0\rangle \langle -| d\omega \right] \exp\{i\omega_H t\} \right. \\ &\quad + \int d_+(\omega) A_1(t) \cos \omega_L t |a\rangle \langle +| d\omega \\ &\quad \left. + \iint d(\omega - \omega') A_1(t) \cos \omega_L t |\omega, -\rangle \langle +, \omega'| d\omega d\omega' \right\} + \text{H.C.} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中 H_0 为无耦合哈密顿, V 为结构相互作用(主要是电子之间的库仑相互作用), V_F 为激光与原子的偶极相互作用(对 ω_H 激光采用了旋转波近似) $A_0(t)$ 和 $A_1(t)$ 分别为 ω_H 激光和 ω_L 激光的脉冲轮廓函数, 其最大值等于 1。

系统任一时刻 t 的状态函数 $|\psi(t)\rangle$ 可用未扰动 Dressed 态展开成下列形式

$$|\psi(t)\rangle = C_0(t) e^{i\omega_H t} |0\rangle + C_a(t) |a\rangle + \int C_1(\omega', t) |\omega, -\rangle d\omega' + \int C_2(\omega, t) |\omega, +\rangle d\omega. \quad (2)$$

将 $|\psi(t)\rangle$ 代入薛定谔方程, 可得到展开系数满足的运动方程

$$\left. \begin{aligned} \frac{dC_0(t)}{dt} &= -i D_{0a} A_0(t) C_a(t) - i \int D_{0-}(\omega) A_0(t) C_1(\omega, t) d\omega, \\ \frac{dC_a(t)}{dt} &= -i D_{0a} A_0(t) C_0(t) - i \int V_- C_1(\omega, t) d\omega \\ &\quad - i \int d_+(\omega) A_1(t) \cos \omega_L t C_2(\omega, t) d\omega; \\ \frac{dC_1(\omega, t)}{dt} &= -i \omega C_1(\omega, t) - i D_{0-} A_0(t) C_0(t) \\ &\quad - i V_- C_a(t) - i \int d(\omega - \omega') A_1(t) \cos \omega_L t C_2(\omega', t) d\omega', \\ \frac{dC_2(\omega, t)}{dt} &= -i \omega C_2(\omega, t) - i d_+(\omega) A_1(t) \cos \omega_L t C_a(t) \\ &\quad - i \int d(\omega - \omega') A_1(t) \cos \omega_L t C_1(\omega', t) d\omega'. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

上面方程中的分立态与连续态以及连续态之间的耦合矩阵元通常为能量 $\hbar\omega$ 的函数, 由偶极跃迁的能量守恒的要求, ω_H 激光只将基态原子激发到 $\omega=0$ 附近的连续态, 所以可认为 $D_{0-}(\omega)$ 只在 $\omega=0$ 附近有非零值, 而且 ω_L 也很小(即 $\omega_L/\omega_H \sim 0$), ω_L 激光也只在能级位于 $\omega=0$ 附近很小的区间^[4]的各态之间产生偶极跃迁, 所以在以后的讨论中, 对这类矩阵元只取零级近似(即 $\omega=0$ 处的)值。

在方程(3)中, 对 $C_i(\omega, t)$ ($i=1, 2$) 作下列傅里叶变换

$$\mathbf{C}_i(t, x) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{ix\omega\} C_i(\omega, t) d\omega, \quad (i=1,2) \quad (4)$$

方程(3)变为

$$\left. \begin{aligned} \frac{dC_0(t)}{dt} &= -iD_{0a}A_0(t)C_a(t) - iD_{0-}A_0(t)C_1(t, 0), \\ \frac{dC_a(t)}{dt} &= -iD_{0a}A_0(t)C_0(t) - iV_-C_1(t, 0) - id_+A_1(t)\cos\omega_L t C_2(t, 0), \\ \frac{\partial C_1(t, x)}{\partial t} &= -\partial C_1(t, x)\partial x - 2\pi i\delta(x)[D_{0-}A_0(t)C_0(t) + V_-C_a(t)] \\ &\quad - i\mathbf{d}(x)A_1(t)\cos\omega_L t C_2(t, x), \\ \frac{\partial C_2(t, x)}{\partial t} &= -\frac{\partial C_2(t, x)}{\partial x} - 2\pi i\delta(x)d_+A_1(t)\cos\omega_L t C_a(t) \\ &\quad - i\mathbf{d}(x)A_1(t)\cos\omega_L t C_1(t, x), \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

其中 $\mathbf{d}(x) = \int d(\omega - \omega') e^{i\mathbf{x}(\omega - \omega')} d\omega$ 为 $d(\omega - \omega')$ 的傅里叶变换。由上式方程可以看出: 基态 $|0\rangle$ 和共振激发态 $|a\rangle$ 上的原子的动力学行为只与 $C_i(t, 0)$ ($i=1, 2$) 有关。为了求出 $C_i(t, 0)$, 令 $\eta = x$, $\xi = t - x$, 可将(5c)和(5d)变成常微分方程, 然后令 $S_1(\eta, \xi) = C_1(\eta, \xi) + C_2(\eta, \xi)$, $S_2(\eta, \xi) = C_1(\eta, \xi) - C_2(\eta, \xi)$, 最后得到 $S_1(\eta, \xi)$ 和 $S_2(\eta, \xi)$ 所满足的微分方程组

$$\left. \begin{aligned} \frac{dS_1(\eta, \xi)}{d\eta} &= -2\pi i\delta(\eta) \{D_{0-}A_0(\eta + \xi)C_0(\eta + \xi) \\ &\quad + [V_- + d_+A_1(\eta + \xi)\cos\omega_L(\eta + \xi)]C_a(\eta + \xi)\} \\ &\quad - i\mathbf{d}(\eta)A_1(\eta + \xi)\cos\omega_L(\eta + \xi)S_1(\eta, \xi), \\ \frac{dS_2(\eta, \xi)}{d\eta} &= -2\pi i\delta(\eta) \{D_{0-}A_0(\eta + \xi)C_0(\eta + \xi) + [V_- - d_+A_1(\eta + \xi) \\ &\quad \times \cos\omega_L(\eta + \xi)]C_a(\eta + \xi)\} + i\mathbf{d}(\eta)A_1(\eta + \xi)\cos\omega_L(\eta + \xi)S_2(\eta, \xi). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

方程(6)是两个独立的一阶非齐次微分方程, 其解对应于两个沿相反方向传播的行波。假设初始时刻, 即光脉冲加入之前 ($t \leq 0$), 所有的原子都处于基态, 不难从(6)式中解出

$$\left. \begin{aligned} S_1(t, x) &= -2\pi i \{D_{0-}A_0(t-x)C_0(t-x) + [V_- + d_+A_1(t-x) \\ &\quad \times \cos\omega_L(t-x)]C_a(t-x)\} [\theta(x) - \theta(x-t)] \exp\{-iF(t, x)\}, \\ S_2(t, x) &= -2\pi i \{D_{0-}A_0(t-x)C_0(t-x) + [V_- - d_+A_1(t-x) \\ &\quad \times \cos\omega_L(t-x)]C_a(t-x)\} [\theta(x) - \theta(x-t)] \exp\{iF(t, x)\}, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ \frac{1}{2} & x = 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases} \quad (8)$$

为阶跃函数,

$$F(t, x) = \int_0^x \mathbf{d}(y) A_1(y+t-x) \cos\omega_L(y+t-x) dy. \quad (9)$$

在(7)式中, 令 $x=0$, 可很容易地解出 $C_1(t, 0)$ 和 $C_2(t, 0)$, 然后将其代入(5)式得到

$$\left. \begin{aligned} \frac{dC_0(t)}{dt} &= -\pi D_{0-}^2 A_0^2(t) C_0(t) - i\pi D_{0-} V_- (q-i) A_0(t) C_a(t), \\ \frac{dC_a(t)}{dt} &= -\pi [d_+^2 A_1^2(t) \cos^2 \omega_L t + V_-^2] C_a(t) - i\pi D_{0-} V_- (q-i) A_0(t) C_0(t). \end{aligned} \right\} (10)$$

在上式中 $q = D_{0a} / \pi D_{0-} V_-$ 为 Fano 参量^[10]。若引入无量纲光强 $I_0 = D_{0-}^2 / \nu_0$ 和 $I_1 = d_+^2 / \nu_0$ 和自电离速率 $\nu_0 = \pi V_-^2$ ^[11], (10)式可进一步简化为

$$\left. \begin{aligned} \frac{dC_0(t)}{dt} &= -\pi \nu_0 I_0 A_0^2(t) C_0(t) - i\sqrt{\pi I_0} \nu_0 A_0(t) (q-i) C_a(t), \\ \frac{dC_a(t)}{dt} &= -\pi \nu_0 [I_1 A_1^2(t) \cos^2 \omega_L t + 1] C_a(t) - i\sqrt{\pi I_0} \nu_0 (q-i) A_0(t) C_0(t). \end{aligned} \right\} (10')$$

三、计算结果与分析

在进行计算之前必须先给出两种激光脉冲的型状 $A_0(t)$ 和 $A_1(t)$, 取

$$\begin{aligned} A_0(t) &= \begin{cases} 0 & t \leq 0 \text{ 或 } t \geq T_0 \\ \sin^2 \frac{\pi t}{T_0} & 0 < t < T_0; \end{cases} \\ A_1(t) &= \begin{cases} 0 & t \leq 0 \text{ 或 } t \geq T_1 \\ \sin^2 \frac{\pi t}{T_1} & 0 < t < T_1. \end{cases} \end{aligned} \quad (11)$$

其中 T_0 和 T_1 分别为高频(电离)激光脉冲和低频(分布)激光脉冲的宽度。在此假设了两种脉冲在 $t=0$ 时刻同时加入。另外为了使计算数尽可能少, 当 $V_- \neq 0$ 时, 取 $\omega_L = m\pi\nu_0$, 并以自电离速率的倒数 ν_0^{-1} 作为时间单位, (10')式可以化简成

$$\left. \begin{aligned} \frac{dC_0(t)}{dt} &= -\pi I_0 A_0^2(t) C_0(t) - i\sqrt{\pi I_0} A_0(t) (q-i) C_a(t), \\ \frac{dC_a(t)}{dt} &= -\pi [I_1 A_1^2(t) \cos(m\pi t) + 1] C_a(t) - i\sqrt{\pi I_0} (q-i) A_0(t) C_0(t). \end{aligned} \right\} (12)$$

而当 $V = 0$ 时, 由于矩阵元 D_{0-} , d_+ 和 D_{0a} 均正比于电场强度, 不仿令 $D_{0-}^2 = \alpha_1 I'_0$, $d_+ = \alpha_2 I'_1$ 和 $D_{0a} = \gamma I'_0$ 。其中 I'_0 和 I'_1 为无量纲光强, 所以各比例系数具有与其相应的矩阵元相同的量纲, 令 $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, 取 $\omega_L = m\pi\alpha$, 并以 α^{-1} 为时间单位, 可将(10)式变为

$$\left. \begin{aligned} \frac{dC_0(t)}{dt} &= -\pi I'_0 A_0^2(t) C_0(t) - i\beta \sqrt{I'_0} A_0(t) C_a(t), \\ \frac{dC_a(t)}{dt} &= -\pi I'_1 A_1^2(t) \cos(m'\pi t) - i\beta \sqrt{I'_0} A_0(t) C_0(t). \end{aligned} \right\} (13)$$

其中 $\beta = \sqrt{\gamma} / \alpha$ 。根据 V 是否等于零确定用那一种计算式进行计算。

图 2 是在不同的电离脉冲强度 I_0 情况下对 $|a\rangle$ 态上粒子数密度进行计算的结果, 从计算结果可以看出: 在不同的 I_0 情况下, $|a\rangle$ 态粒子数密度都有一个极大值, 随着 I_0 的增强, 粒子数密度的极大值到达得就越早, 在 I_0 (~ 0.1) 较低时, I_0 的增加会使 $|a\rangle$ 态上粒子有明显的增加(极大值增大), 并且粒子在 $|a\rangle$ 态上停留的时间也相应变长(峰宽增大), 而当 I_0 较大时, 粒子数密度不再会随 I_0 的增强而增大, 并且粒子在 $|a\rangle$ 态上停留的时间也相应减

少, 即 $|a\rangle$ 态上粒子寿命变短, 这是因为在电离脉冲较弱时, 基态向 $|a\rangle$ 态的耦合也较弱, 而且耦合到 $|a\rangle$ 态的粒子也很快通过自电离和分布脉冲两种耦合被电离掉, 但由于基态的原子在电离脉冲作用期间会不断向 $|a\rangle$ 态上耦合。所以当 I_0 增加时, $|a\rangle$ 态上的粒子数密度及粒子平均寿命均会相应增加。在强电离脉冲情况下, 在脉冲尚未达到极大值时, 基态向 $|a\rangle$ 态的耦合就已经相当强了, 所以粒子数密度提前达到极大值, 但由于基态向 $|\omega, -\rangle$ 态的耦合也很强, 基态会迅速抽空。因此 $|a\rangle$ 态上的粒子数密度不再会随 I_0 的增强而增大, 并且粒子的平均寿命也相应变短。

图 3 和图 4 是在不同的分布脉冲强度 I_1 (或 I'_1) 情况下 $|a\rangle$ 态粒子数密度随时间的变化, 图 3 是考虑自电离耦合 ($V \neq 0$) 的结果, 图 4 是没有考虑自电离耦合 ($V = 0$) 的结果, 无论计入自电离耦合与否, $|a\rangle$ 态上的粒子数总是随分布脉冲强度的增强而减少。当分布脉冲的光强为零时, 如不计入自电离耦合过程, 处于 $|a\rangle$ 态上的粒子会永远停留在 $|a\rangle$ 态上 (寿命无限长) (如图 4), 而当考虑了自电离耦合后, 即使分布脉冲强度为零, $|a\rangle$ 态上的粒子也会被自电离掉, 使粒子不可能永远停留在 $|a\rangle$ 态上, 如图 3 所示。

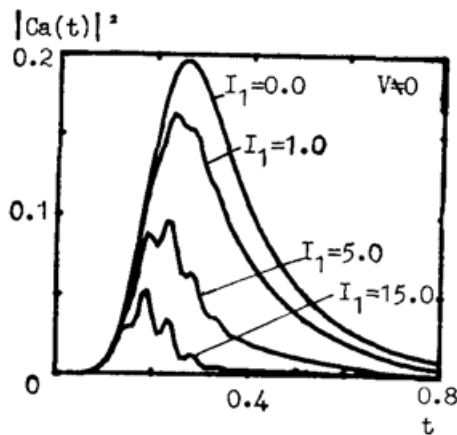


Fig. 3 The population density $|C_a(t)|^2$ of state $|a\rangle$ varying with time, for different value of I_1 . Parameter: $(m, I_0, q, T_0, T_1) = (20.0, 3.5, 2.0, 0.5, 0.5)$

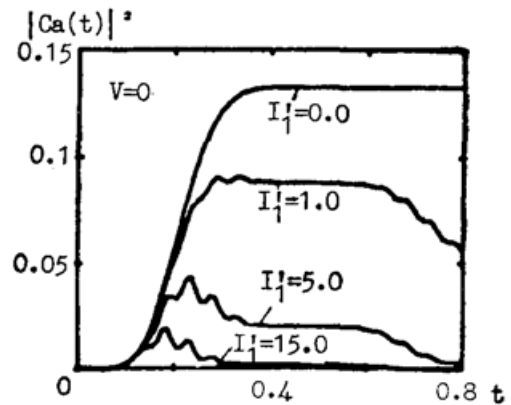


Fig. 4 The population density $|C_a(t)|^2$ of state $|a\rangle$ varying with time, for different value of I'_1 . Parameter: $(m', I'_0, \beta, T_0, T_1) = (20.0, 3.5, 2.0, 0.5, 0.5)$

在 Fano 参量 q 取不同值时 $|a\rangle$ 态粒子数密度随时间变化的结果由图 5 给出, 由计算结果可看出: 当 q 增加时, $|a\rangle$ 态上的粒子数密度达到极大值的时间也相应提前。同时粒子数密度在达到极大值以后的衰减过程中也逐渐由纯阻尼型变为振荡阻尼型。这是由于 q 越大, 根据 q 参量的定义, 意味着基态向 $|a\rangle$ 态的耦合 D_{0a} 越强, 或是基态向 $|\omega, -\rangle$ 态的耦合 D_{0-} 越弱, 无论那一种情况都有助于增加 $|a\rangle$ 态上的粒子数, 如果完全忽略 D_{0-} , 则 $q \rightarrow \infty$, 这时系统可以等效成一个上能级具有一定宽度的二能级系统, 只是这个宽度与自电电离耦合强度和分布脉冲强度都有关, 我们知道这种系统的上能级粒子数随时间的变化是振荡阻尼型的。

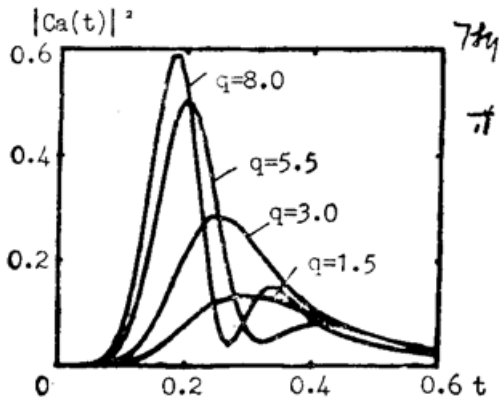


Fig. 5 The population density $|C_a(t)|^2$ of state $|a\rangle$ varying with time, for different value of q . Parameter: $(m, I_0, I_1, T_0, T_1) = (20.0, 2.5, 0.5, 0.5, 0.5)$

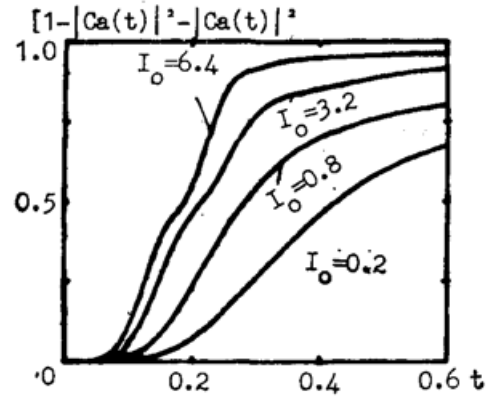


Fig. 6 The ion population density $[1 - |C_a(t)|^2 - |C_a(t)|^2]$ varying with time, for different value of I_0 . Parameter: $(m, I_1, q, T_0, T_1) = (20.0, 0.2, 6.0, 0.5, 0.5)$

图 6 是在不同电离脉冲强度 I_0 情况下的离子数密度随时间的变化, 由此可以看出: 当 I_0 较小 (~ 0.2) 时, 电离脉冲过后仍有近一半的原子未被电离掉; 而当 I_0 较大 (≥ 1.0) 时, 在电离脉冲达到极大值之前, 电离就几乎完全饱和。

参 考 文 献

- [1] P. Kimman *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1983, **28**, No. 1 (Jul), 248~255.
- [2] R. R. Freeman *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**, No. 10 (Sep), 1092~1095.
- [3] P. Lambropoulos, P. Zoller; *Phys. Rev. (A)*, 1981, **24**, No. 1 (Jul), 379~397.
- [4] A. I. Andryushin *et al.*; *Opt. Commun.*, 1984, **49**, No. 2 (Feb), 120~124.
- [5] H. G. Muller *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **60**, No. 7 (Feb), 565~568.
- [6] C. S. Han; *J. Phys. (B)*, 1990, **23**, No. 17 (Sep), L495~L500.
- [7] K. Rzyzewski *et al.*; *J. Opt. Soc. Am (B)*, 1990, **7**, No. 4 (Apr), 481~487.
- [8] 姚关华, 徐至展; 《光学学报》, 1989, **9**, No. 8 (Aug), 673~679.
- [9] 陈荣清, 徐至展; 《物理学报》, 1990, **39**, No. 6 (Jun), 867~874.
- [10] U. Fano; *Phys. Rev.*, 1961, **124**, No. 6 (Dec), 1866~1878.

Process of interaction of two-color pulse laser with atoms

QU WEIXING, XU ZHIZHAN AND ZHANG WENQI

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

(Received 29 May 1991; revised 18 July 1991)

Abstract

In this paper the process of the interaction of two-color pulse laser with multi-electron atoms is studied. The time variations of the population at high-excited state and of the total ion population are calculated and the calculated results are analysed.

Key words: autoionization; population; total ion population.