

碱金属原子的光激发与光电离

戚晓秋 汪峰 戴长建

Photoexcitation and photoionization of alkali atoms

Qi Xiao-Qiu Wang Feng Dai Chang-Jian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 133201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.133201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.133201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

椭圆偏振激光脉冲驱动的氩原子非次序双电离

[The nonsequential double ionization of argon atoms with elliptically polarized laser pulse](#)

物理学报.2012, 61(20): 203201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.203201>

高空核爆炸下大气的X射线电离及演化过程数值模拟

[Numerical simulation of X-ray ionization and atmospheric temporal evolutions with high-altitude nuclear explosions](#)

物理学报.2012, 61(8): 083201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.083201>

F^{3+} 和 Ne^{4+} 离子的光电离截面的理论计算

[Theoretical calculation of photonization of \$F^{3+}\$ and \$Ne^{4+}\$ ions](#)

物理学报.2011, 60(5): 053202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.053202>

碱金属原子的光激发与光电离^{*}戚晓秋 汪峰 戴长建[†]

(显示材料与光电器件教育部重点实验室, 天津 300384)

(天津理工大学理学院, 天津 300384)

(2014年10月25日收到; 2015年2月5日收到修改稿)

本文研究了碱金属原子在三步激光脉冲作用下的光激发和光电离过程的动力学特性, 重点关注和比较了锂和铯原子的异同. 针对多种激发模式, 本文不但建立了其原子布居数在各个跃迁态的速率方程组, 还给出了各相关态的光激发和光电离过程的解析解. 通过精心设计并选择了特殊情况, 显著简化解析解的数学表达式, 从而凸显和讨论了其物理内涵. 通过自行编程, 系统地计算和观察了各种激发模式对锂原子的光激发和光电离过程的可能影响, 研究和讨论了电离率随激光参数的变化规律. 在相同激发模式下, 比较和分析了采用两种不同激发路径所导致的各态原子布居率的变化, 凸显了改变原子参数所产生的作用. 探讨了锂和铯原子在类似的激发条件下在电离率方面的差别. 最后, 基于本文的研究结果, 本文指出了优化电离率的多种途径.

关键词: 碱金属原子, 光激发, 光电离, 电离率**PACS:** 32.80.-t, 32.80.Fb**DOI:** 10.7498/aps.64.133201

1 引言

多年来, 原子的光激发和光电离过程一直受到基础科学^[1-4]和高科技领域^[5-7]的关注. 在基础科学方面, 关于原子的光激发和光电离过程的各种理论研究日新月异, 比如: 密度矩阵法^[8], B样条法^[9]和速率方程法^[10]等. 同时, 核聚变^[11]和激光分离同位素^[12]以及新型光源^[13]等高科技领域的需求也推动了对上述过程的研究.

针对碱金属原子的光激发和光电离过程, 虽然已经有一些理论研究的报道^[14,15], 但多局限于某一种原子或某一种激发模式. 不但缺乏系统性, 也难以比较不同碱金属原子的特性. 另一方面, 原子的光激发和光电离率不仅与原子系统的参数相关, 还高度依赖于各个激光的参数. 目前, 通常的做法是将上述两类参数合并为几个组合参数, 然后研究动力学过程随这些参数的变化规律. 显然, 这不利于区分激光参数和原子参数分别对激发与电离

的动力学过程的影响, 也不利于对不同原子的特性进行比较. 虽然也有少量的工作关注了连续光和脉冲光对光激发和光电离的影响^[16], 也有用特定的脉冲激发研究原子的光激发和光电离过程的报道^[17,18], 但研究不同的脉冲激发模式对原子的光激发和光电离过程的影响却少有报道. 显然, 在逐步激发过程中若采用不同的脉冲激发序列, 会对原子的光激发和光电离率产生显著的影响. 另外, 目前的多数理论研究只选择解析解或数值解中的单一求解方式^[19,20], 缺乏上述两种解法的互补性.

针对上述的研究现状, 本文拟对所存在的问题展开深入而系统的研究. 关于原子的光激发和光电离的理论研究目前有多种方法, 其中速率方程法不仅能客观反映原子系统的光激发与光电离过程的统计特性、突出其物理特征, 而且还能使理论分析和数值计算都得到简化. 所以, 本文将采用速率方程法开展这方面的研究, 主要关注在激光脉冲场中的不同碱金属原子的三步光激发与电离过程.

本文针对不同激发模式下的三步光激发与电

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 11174218) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: daicj@126.com

离过程, 先建立起速率方程组, 然后利用 Laplace 变换方法, 针对各态的粒子布居率、激发和电离的效率等导出其解析表达式, 对其物理机理进行了剖析和讨论. 另一方面, 采用自编的 Matlab 计算程序, 定量计算了原子随激光等参数的变化规律, 并对结果进行了分析和对比.

2 理 论

2.1 速率方程组

为了获得各个能态的粒子布居率和电离率的解析表达式, 必须建立针对碱金属原子的三步光激发与电离过程的速率方程组, 再利用 Laplace 变换方法求解.

图 1 给出了三步光激发与电离碱金属原子的跃迁示意图, 其中 $|0\rangle$ 为原子基态, $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 分别为原子的第一和第二激发态, 而 $|i\rangle$ 则代表原子的电离态.

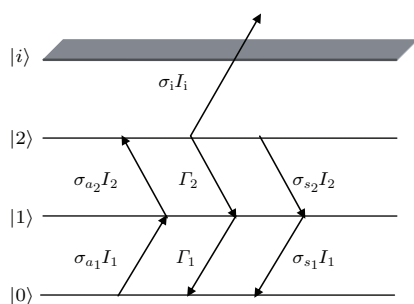


图 1 原子的三步光激发与电离过程

Fig. 1. Schematic diagram of three-step photoexcitation and photoionization of atom.

在图 1 中, σ_{a1} , σ_{a2} 和 σ_{s1} , σ_{s2} 分别为 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ 和 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 这两步跃迁的共振吸收截面和受激发射截面, σ_i 则为电离截面; Γ_1 和 Γ_2 分别为 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 态的自发辐射速率; I_1 , I_2 和 I_i 分别为三步激光的流强 (单位时间通过单位面积的光子数).

另一方面, 为了系统比较三步光激发与电离的不同模式对光电离率的影响, 本文选择了四种不同的激发模式, 如图 2 所示. 在模式一中, 三步激光同时激发与电离原子, 其激光脉宽都相同, 而且激光脉冲都在 t_{11} 时刻结束, 所以各激光的脉宽与激光

脉冲的持续时间存在关系: $\tau_{11} = \tau_{12} = \tau_{13} = t_{11}$. 在模式二中, 先由前两步激发光脉冲同时激发原子, 再用第三步激光使原子电离. 因此, 前两步激光的脉冲在 t_{21} 时刻结束, 而电离激光的脉冲在 t_{22} 时刻结束, 所以各激光的脉宽与激光脉冲的持续时间存在关系:

$$\tau_{21} = \tau_{22} = t_{21},$$

$$\tau_{23} = t_{22} - t_{21}.$$

类似地, 由图 2 可见: 在模式三中, 当第一步激发光的脉冲在 t_{31} 时刻结束后, 同时施加后两步激光, 使原子进一步激发并电离. 所以, 各激光的脉宽与激光脉冲的持续时间存在关系: $\tau_{31} = t_{31}$, $\tau_{32} = \tau_{33} = t_{32} - t_{31}$; 在模式四中, 三步激光的脉冲都不发生时间重叠, 而是按顺序依次激发与电离原子. 所以, 各激光的脉宽与激光脉冲的持续时间存在关系: $\tau_{41} = t_{41}$, $\tau_{42} = t_{42} - t_{41}$, $\tau_{43} = t_{43} - t_{42}$.

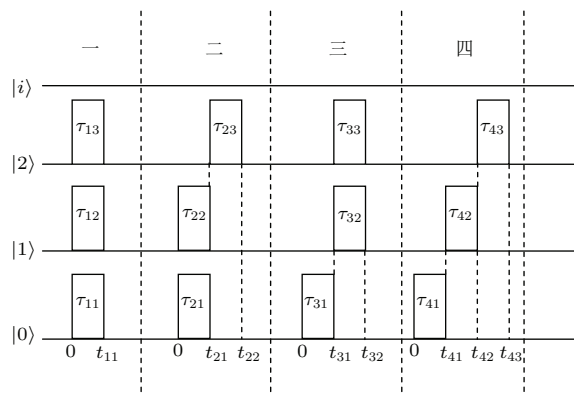


图 2 实现三步光激发与电离的四种激发模式

Fig. 2. The four schemes of timing of three-step lasers for realizing photoexcitation and photoionization.

考虑到随着激光脉冲的作用, 在不同时刻只是导致原子在不同的能态中重新分配. 换言之, 在整个激发过程中, 原子布居数矩阵 $[n(t)]$ 中粒子总数始终是守恒的. 于是, 依据图 1 和图 2 所表示的物理过程, 本文可依次给出对应上述四个模式的速率方程组如下:

(a) 模式一

由图 2 可知, 在三个激光脉冲共同持续的时间段内建立起原子布居数的方程组, 即

$$\frac{d[n(t)]}{dt} = \begin{bmatrix} -\sigma_{a1} I_1 & \Gamma_1 + \sigma_{s1} I_1 & 0 & 0 \\ \sigma_{a1} I_1 & -\sigma_{s1} I_1 - \sigma_{a2} I_2 - \Gamma_1 & \Gamma_2 + \sigma_{s2} I_2 & 0 \\ 0 & \sigma_{a2} I_2 & -\sigma_{s2} I_2 - \sigma_{ai} I_i - \Gamma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{ai} I_i & 0 \end{bmatrix} [n(t)], \quad (1)$$

其中, $[n(0)] = [n_0 \ 0 \ 0 \ 0]^T$ 为 $t = 0$ 时刻的布居数矩阵, 而共振吸收截面 σ_a 、受激发射截面 σ_s 、激光流强 I 和谱线宽度分别可由下列公式求出:

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{\lambda^2 A}{2\pi\Delta\nu}, \\ I &= 5.0 \times 10^{13} \frac{\lambda P}{\delta}, \\ \Delta\nu &= 7.16 \times 10^{-7} \left(\frac{T}{M}\right)^{1/2} v_0,\end{aligned}\quad (2)$$

式中, A 为原子的爱因斯坦自发辐射系数, $\Delta\nu$ 代表在制备原子束的加热温度 T 时的原子的 Doppler 线宽, M 为原子质量; λ 和 v_0 为共振激发的波长和频率. P 是激光的功率, 以 W 为单位; δ 是激光束的聚焦面积, 以 cm^2 为单位.

(b) 模式二

在图 2 所示的两个时间段, 分别建立起原子布居数的方程组, 即

1) 在 $0 < t \leq t_{21}$ 时段

$$\begin{aligned}\frac{d[n(t)]}{dt} &= \\ &\begin{bmatrix} -\sigma_{a1}I_1 & \Gamma_1 + \sigma_{s1}I_1 & 0 \\ \sigma_{a1}I_1 & -(\Gamma_1 + \sigma_{s1}I_1 + \sigma_{a2}I_2) & \Gamma_2 + \sigma_{s2}I_2 \\ 0 & \sigma_{a2}I_2 & -(\Gamma_2 + \sigma_{s2}I_2) \end{bmatrix} \\ &\times [n(t)].\end{aligned}\quad (3)$$

2) 在 $t_{21} < t \leq t_{22}$ 时段

$$\frac{d[n(t)]}{dt} = \begin{bmatrix} 0 & \Gamma_1 & 0 & 0 \\ 0 & -\Gamma_1 & \Gamma_2 & 0 \\ 0 & 0 & -(\Gamma_2 + \sigma_i I_i) & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_i I_i & 0 \end{bmatrix} [n(t)]. \quad (4)$$

在 $t = 0$ 和 $t = t_{21}$ 时刻布居数矩阵分别为 $[n(0)] = [n_0 \ 0 \ 0]^T$ 和 $[n(t_{21})] = [n'_0 \ n'_1 \ n'_2 \ 0]^T$.

(c) 模式三

在图 2 所示的两个时间段, 分别建立起原子布居数的方程组, 即

1) 在 $0 < t \leq t_{31}$ 时段

$$\frac{d[n(t)]}{dt} = \begin{bmatrix} -\sigma_{a1}I_1 & \Gamma_1 + \sigma_{s1}I_1 \\ \sigma_{a1}I_1 & -(\Gamma_1 + \sigma_{s1}I_1) \end{bmatrix} [n(t)]. \quad (5)$$

2) 在 $t_{31} < t \leq t_{32}$ 时段

$$\frac{d[n(t)]}{dt}$$

$$\begin{aligned}&= \begin{bmatrix} 0 & \Gamma_1 & 0 & 0 \\ 0 & -(\Gamma_1 + \sigma_{a2}I_2) & \Gamma_2 + \sigma_{s2}I_2 & 0 \\ 0 & \sigma_{a2}I_2 & -(\Gamma_2 + \sigma_{s2}I_2 + \sigma_i I_i) & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_i I_i & 0 \end{bmatrix} \\ &\times [n(t)].\end{aligned}\quad (6)$$

在 $t = 0$ 和 $t = t_{31}$ 时刻布居数矩阵分别为

$$\begin{aligned}[n(0)] &= [n_0 \ 0]^T, \\ [n(t_{31})] &= [n'_0 \ n'_1 \ 0 \ 0]^T.\end{aligned}$$

(d) 模式四

在图 2 所示的三个时间段, 分别建立起原子布居数的方程组, 即

1) 在 $0 < t \leq t_{41}$ 时段

$$\frac{d[n(t)]}{dt} = \begin{bmatrix} -\sigma_{a1}I_1 & \Gamma_1 + \sigma_{s1}I_1 \\ \sigma_{a1}I_1 & -(\Gamma_1 + \sigma_{s1}I_1) \end{bmatrix} [n(t)]. \quad (7)$$

2) 在 $t_{41} < t \leq t_{42}$ 时段

$$\begin{aligned}\frac{d[n(t)]}{dt} &= \begin{bmatrix} 0 & \Gamma_1 & 0 \\ 0 & -(\Gamma_1 + \sigma_{a2}I_2) & \Gamma_2 + \sigma_{s2}I_2 \\ 0 & \sigma_{a2}I_2 & -(\Gamma_2 + \sigma_{s2}I_2) \end{bmatrix} \\ &\times [n(t)].\end{aligned}\quad (8)$$

3) 在 $t_{42} < t \leq t_{43}$ 时段

$$\frac{d[n(t)]}{dt} = \begin{bmatrix} 0 & \Gamma_1 & 0 & 0 \\ 0 & -\Gamma_1 & \Gamma_2 & 0 \\ 0 & 0 & -(\Gamma_2 + \sigma_i I_i) & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_i I_i & 0 \end{bmatrix} [n(t)]. \quad (9)$$

在 $t = 0$, $t = t_1$ 和 $t = t_2$ 时刻布居数矩阵分别为

$$\begin{aligned}[n(0)] &= [n_0 \ 0]^T, \\ [n(t_{41})] &= [n'_0 \ n'_1 \ 0]^T, \\ [n(t_{42})] &= [n''_0 \ n''_1 \ n''_2 \ 0]^T.\end{aligned}$$

2.2 解析解

针对 2.1 节所建立的方程组 (1)–(9) 式, 便可分别求出其解析解. 为此, 下面将以模式一为例, 给出其解析解的结果.

由于在初始时刻, 原子都处在其基态, 所以此时布居数矩阵为 $[n(0)] = [n_0 \ 0 \ 0 \ 0]^T$, 而在其他

的任意时刻, 它都会在图 1 所示的四个状态上发生变化.

若忽略各态的统计权重的影响, 则有 $\sigma_{a_1} = \sigma_{s_1} = \sigma_1, \sigma_{a_2} = \sigma_{s_2} = \sigma_2$. 若对 (1) 式做 Laplace 变换, 先将其化为非齐次方程组求解, 然后再做 Laplace 逆变换, 便可得到上述各能级的粒子布居率. 若采用系数矩阵 $[\beta]$ 和衰减指数矩阵 $[\alpha]$ 的乘积来表示, 则有

$$[\eta] = \frac{[n(t)]}{n_0} = [\beta][\alpha], \quad (10)$$

式中 $[\eta]$ 为布居率矩阵

$$[\eta] = \begin{bmatrix} \eta_0 & \eta_1 & \eta_2 & \eta_i \end{bmatrix}^T. \quad (11)$$

衰减指数矩阵 $[\alpha]$ 可表示为

$$[\alpha] = \begin{bmatrix} 1 & e^{B_1 t} & e^{B_2 t} & e^{B_3 t} \end{bmatrix}^T, \quad (12)$$

其中, 三个系数 B_j ($j = 1, 2$ 和 3) 是三次方程 $x^3 + bx^2 + cx + d = 0$ 的三个实数根; 三个常数 b, c 和 d 分别为

$$\begin{aligned} b &= 2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i, \\ c &= \sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\ &\quad + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i, \\ d &= \sigma_1 I_1 \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i. \end{aligned} \quad (13)$$

则可得三个 B_j 的表达式为

$$\begin{aligned} B_1 &= \frac{-2\sigma_1 I_1 - \Gamma_1 - 2\sigma_2 I_2 - \Gamma_2 - \sigma_i I_i}{3} \\ &\quad + \frac{1}{3} \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i)^2 \\ &\quad - 3[\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\ &\quad + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \}^{1/2} \\ &\quad \times \left\{ \cos \left[\frac{1}{3} \arccos \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) \right. \right. \\ &\quad \times \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i)^2 \\ &\quad - 3[\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\ &\quad + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \}^{-1/2} \\ &\quad - 3\{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) \\ &\quad \times [\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\ &\quad + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \\ &\quad - 9\sigma_1 I_1 \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i \} \\ &\quad \times \frac{1}{2} \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i)^2 \\ &\quad - 3[\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\quad \left. + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i \} \}^{-3/2} \right\} \\ &\quad + \sqrt{3} \sin \left[\frac{1}{3} \arccos \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 \right. \\ &\quad \left. + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) \right. \\ &\quad \times \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i)^2 \\ &\quad - 3[\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\ &\quad + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \}^{-1/2} \\ &\quad - 3\{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) \\ &\quad \times [\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\ &\quad + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \\ &\quad - 9\sigma_1 I_1 \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i \} \\ &\quad \times \frac{1}{2} \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i)^2 \\ &\quad - 3[\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\ &\quad + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) \\ &\quad + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \}^{-3/2} \} \Bigg\}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} B_2 &= \frac{-2\sigma_1 I_1 - \Gamma_1 - 2\sigma_2 I_2 - \Gamma_2 - \sigma_i I_i}{3} \\ &\quad - \frac{2}{3} \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i)^2 \\ &\quad - 3[\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\ &\quad + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \}^{1/2} \\ &\quad \times \cos \left[\frac{1}{3} \arccos \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 \right. \\ &\quad \left. + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) \right. \\ &\quad \times \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i)^2 \\ &\quad - 3[\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\ &\quad + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \}^{-1/2} \\ &\quad - 3\{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) \\ &\quad \times [\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\ &\quad + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \\ &\quad - 9\sigma_1 I_1 \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i \} \\ &\quad \times \frac{1}{2} \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i)^2 \\ &\quad - 3[\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\ &\quad + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) \\ &\quad + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \}^{-1/3} \} \Bigg\} \end{aligned} \quad (15)$$

和

$$B_3 = \frac{-2\sigma_1 I_1 - \Gamma_1 - 2\sigma_2 I_2 - \Gamma_2 - \sigma_i I_i}{3}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{3} \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i)^2 \\
 & - 3[\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\
 & + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \}^{1/2} \\
 & \times \left\{ \cos \left[\frac{1}{3} \arccos \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 \right. \right. \\
 & + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) \\
 & \times \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i)^2 \\
 & - 3[\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\
 & + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \}^{-1/2} \\
 & - 3\{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) \\
 & \times [\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\
 & + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \\
 & - 9\sigma_1 I_1 \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i \} \\
 & \times \frac{1}{2} \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i)^2 \\
 & - 3[\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\
 & + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \}^{-3/2} \} \\
 & - \sqrt{3} \sin \left[\frac{1}{3} \arccos \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 \right. \\
 & + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) \\
 & \times \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i)^2 \\
 & - 3[\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\
 & + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \}^{-1/2} \\
 & - 3\{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) \\
 & \times [\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\
 & + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \\
 & - 9\sigma_1 I_1 \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i \} \\
 & \times \frac{1}{2} \{ (2\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i)^2 \\
 & - 3[\sigma_1 I_1 (3\sigma_2 I_2 + 2\Gamma_2 + 2\sigma_i I_i) \\
 & + \Gamma_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) \\
 & + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \}^{-3/2} \} \Bigg\}. \quad (16)
 \end{aligned}$$

另一方面, (10) 式中的 $[\beta]$ 矩阵也可表示为

$$[\beta] = \begin{bmatrix} 0 & \beta_{01} & \beta_{02} & \beta_{03} \\ 0 & \beta_{11} & \beta_{12} & \beta_{13} \\ 0 & \beta_{21} & \beta_{22} & \beta_{23} \\ 1 & \beta_{31} & \beta_{32} & \beta_{33} \end{bmatrix}, \quad (17)$$

其中, $[\beta]$ 矩阵的每一行元素依次对应于图 1 中四

个态, 这里 β_{3j} 对应于电离态 $|i\rangle$. 根据 (14)—(17) 式可将这 4 行元素分别写为

$$\begin{aligned}
 \beta_{0j} = & [B_j^2 + (\sigma_1 I_1 + \Gamma_1 + 2\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) B_j \\
 & + (\sigma_1 I_1 + \Gamma_1)(\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i) + \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i] \\
 & \times \left(B_j^2 + \prod_{k \neq j}^3 B_k - B_j \sum_{l \neq j}^3 B_l \right)^{-1}, \quad (18)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \beta_{1j} = & [B_j^2 + \sigma_1 I_1 B_j + \sigma_1 I_1 (\sigma_2 I_2 + \Gamma_2 + \sigma_i I_i)] \\
 & \times \left(B_j^2 + \prod_{k \neq j}^3 B_k - B_j \sum_{l \neq j}^3 B_l \right)^{-1}, \quad (19)
 \end{aligned}$$

$$\beta_{2j} = \frac{\sigma_1 I_1 \sigma_2 I_2}{B_j^2 + \prod_{k \neq j}^3 B_k - B_j \sum_{l \neq j}^3 B_l}, \quad (20)$$

$$\beta_{3j} = \frac{\sigma_1 I_1 \sigma_2 I_2 \sigma_i I_i}{B_j (B_j^2 + \prod_{k \neq j}^3 B_k - B_j \sum_{l \neq j}^3 B_l)}. \quad (21)$$

由上述结果可见: B_j 和矩阵 $[\beta]$ 都是激光和原子参数的函数, 其中, 矩阵 $[\beta]$ 为无量纲的数值矩阵, $B_j < 0$ 且以 s^{-1} 为单位, k 和 l 均取 1, 2 和 3. 至此, 各态的布居率的解析解就全部通过矩阵 $[\beta]$ 和 $[\alpha]$ 表达了出来.

但是, 由于上述解析解的表达式过于复杂, 很难直接展开讨论, 也不易看出它们随激光和原子参数的变化规律. 所以, 有必要以一个具体的激发路径为例, 代入相关的激光和原子参数, 使上述解析解具体化, 便于讨论其物理特性.

2.3 给定激发路径下的解析解

为了进一步理解上述解析解的物理特性, 本节将选取锂原子为例, 并通过激发路径 I,

$$2^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 2^2\text{P}_{3/2} \rightarrow 4^2\text{D}_{3/2} \rightarrow \text{光电离} \quad (22)$$

来实现三步光激发与电离过程. 表 1 列出了与其相关的各原子参数和脉冲激光的参数.

表 1 与锂原子的路径 I 相关的激光和原子参数 [21]
Table 1. The parameters of lasers and Li atom used for the excitation path I [21].

激光参数				锂原子参数	
激光	λ/nm	P/W	S/mm^2	激发态	寿命/ns
第一束	671	100	3	$ 1\rangle$	27.29
第二束	460	400	3	$ 2\rangle$	32.7
第三束	1064	10^7	0.1	σ_i/cm^2	1.5×10^{-18}

此时, 由 (12) 和 (17) 式所表示的两个矩阵分别可写为:

$$[\alpha] = \begin{bmatrix} 1 & e^{-1.1411 \times 10^{-8} t} & e^{-1.8098 \times 10^{-9} t} \\ & e^{-1.0445 \times 10^{-9} t} \end{bmatrix}^T \quad (23)$$

和

$$[\beta] = \begin{bmatrix} 0 & 0.5819 & 0.1322 & 0.2859 \\ 0 & 0.4450 & -0.2486 & -0.1964 \\ 0 & 0.1713 & 0.2083 & -0.3796 \\ 1 & -1.1982 & -0.0918 & 0.2900 \end{bmatrix}. \quad (24)$$

至此, 由 (10) 式便可给出 $[\eta]$ 矩阵在任意时刻的解析解的表达式. 这说明: 若采用模式一来激发与电离锂原子, 那么在确定的激发路径下, 解析解 $[\eta]-t$ 描述了各态的布居率的动力学行为.

显然, 当固定三步激光的功率时, 便可得出各态的布居率随激光脉宽的变化规律. 特别地, 由上述解析解可知: 当电离激光的功率和脉宽足够大时, 便可使原子全部电离. 同理, 若想探讨各态的布居率随某一激光功率的变化规律, 只需给定激光脉宽和其余两束激光的功率, 则可推导出电离率随该激光功率的变化规律, 获得对应于最大电离率的激光功率.

类似地, 由图 2 所示的其余的三种激发模式, 也可参照上述针对模式一的方法进行推导, 其具体求解过程在此不再赘述.

3 结果分析与讨论

由上述解析解的结果可见, 虽然它们可以提供一些激发与电离的动力学信息但却很难获得直观的效果. 为了弥补上述缺陷, 下文将通过数值计算, 研究和比较各种不同情况下的激发与电离过程. 主要侧重于如下三个层次: 不同激发模式、不同激发路径和不同原子 (锂和铯原子的比较).

3.1 不同激发模式的比较

本节将利用 2.3 节中 (22) 式所给出的激发路径 I 和由表 1 所给出的锂原子参数, 计算原子在各态的布居率随激光参数, 如: 激光脉宽和激光功率等的变化规律.

1) 光电离激光脉宽的影响

如前所述, 在模式一中各步激光的脉冲在时间上完全重叠, 而在其余三种模式中, 各步激光都存在时间上的不重叠情况. 另一方面, 在每一种激发

模式中, 速率方程都是按照不同的时间段建立的. 所以, 当研究第三步电离激光脉宽的影响时, 为了保持四种激发模式的有效性, 首先需要确定各种激发模式下的各步激光的持续时间的变化. 换言之, 对于模式一而言, 前两步激发光的脉宽也随电离激光的脉宽而变化; 对于模式三而言, 第二步激发光的脉宽也随电离激光的脉宽而变化; 对于其余两种模式, 前两步激发光的脉宽不随电离激光的脉宽而变化, 所以在计算中统一取为 10 ns. 总之, 当取 $t_{21} = t_{31} = t_{41} = 10$ ns, $t_{42} = 20$ ns, 而 t_{11} , t_{22} , t_{32} 和 t_{43} 为变量时, 锂原子在各态的布居率随激光脉宽的变化规律, 如图 3 所示.

在图 3 中, 横坐标和纵坐标分别表示激光脉宽和布居率; 四种不同的曲线表示四个原子态的布居率随电离激光脉宽的变化规律, 其中实线、虚线、点线和点划线依次表示采用激发模式一、二、三和四时各个原子态的布居率的结果 (下同); 图 3(a), (b), (c) 和 (d) 分别表示基态、第一、二激发态和电离态的布居率 (电离态的布居率即为电离率) 随电离激光脉宽的变化规律.

由图 3 的四张图的实线曲线的比较可见, 当采用激发模式一时, 由于三步激光的同时作用, 锂原子不断向高激发态聚集并最终电离. 同时, 原子基态的布居率持续在减小, 直至被抽空; 另一方面, 当采用该激发模式时, 电离率可达最高值 100%. 由图 3(b) 和 (c) 可见, 当第一、二激发态的布居率在短时间内增加至极值后, 便会转为衰减的趋势. 由图 3(d) 可见, 当采用不同的激发模式时, 电离率都会先增加后出现饱和现象: 当采用模式一时, 电离率在 30 ns 后缓缓趋于饱和. 当采用模式二时, 前 10 ns 内只有两步激发光的作用, 电离率在该时间段一直为 0; 当采用模式四时, 前 20 ns 内只有两步激发光的作用, 电离率在该时间段也一直为 0; 但是, 一旦施加电离光时, 原子很快被电离.

大量原子被激发后又会通过自发辐射 (即: 能级寿命) 和受激辐射回到基态或低激发态, 这些效应可以通过图 3(a) 中基态布居率的减小趋势, 或从图 3(b) 和 (c) 中第一和第二激发态的布居率在极短时间内出现极大值后趋于饱和等现象得以印证. 这说明因为能级寿命和受激辐射的影响, 向上和向下的跃迁进行博弈, 最终使该系统达到了动态平衡; 对于模式二, 上述效应在 10 ns 时刻表现最为显著: 从图 3(a), (b) 和 (c) 中可见, 此时对应的三个原子态上的布居率的衰减都趋于缓和, 而在 10 ns

后, 激发光停止, 只有电离光的作用, 导致图 3(c) 中的布居率迅速下降, 同时图 3(d) 中的电离率迅速增加至饱和; 此时, 由图 3(b) 可见, 第一激发态

上的原子布居率开始缓缓减小, 表明它们开始回到基态, 使得在图 3(a) 中的基态布居率在 10 ns 后出现转折并缓缓增加。

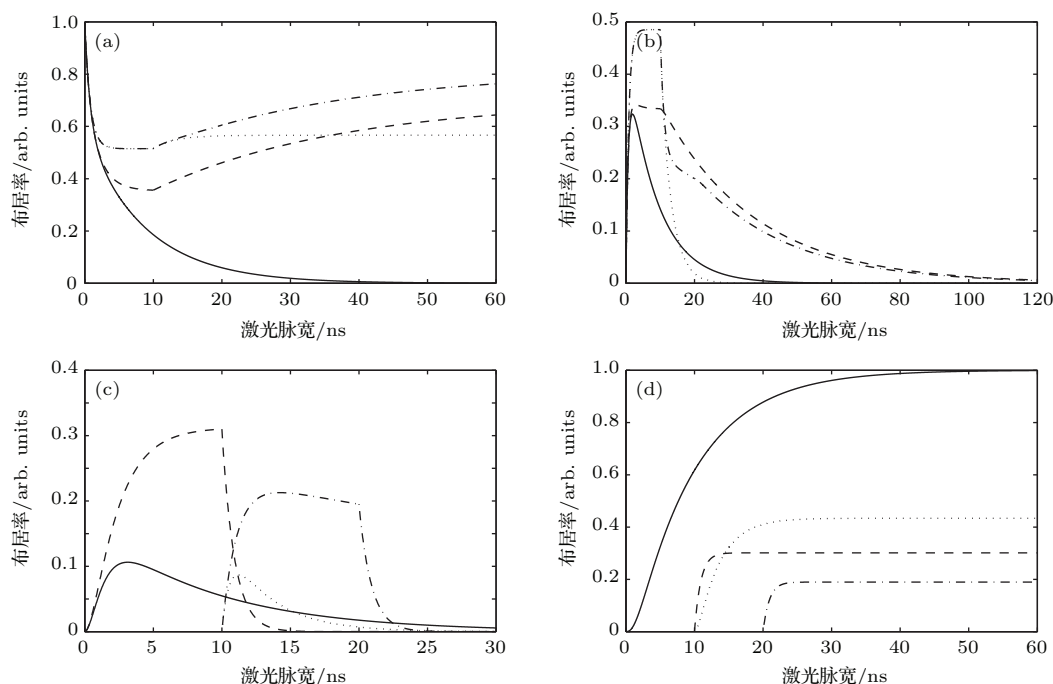


图3 锂原子的各态布居率随三步激光脉宽的变化规律

Fig. 3. Variation of state populations with pulse width of three-step lasers for Li atom.

同理, 对于模式三, 在前 10 ns 内, 只存在第一步激发光的作用, 因此在图 3(c) 和 (d) 中, 在这两个对应的原子态上并未发现原子; 而在 10 ns 后, 第一步激发光停止, 第二步激发光和电离光同时作用, 使得图 3(b) 中的第一激发态的布居率急速下降, 图 3(c) 中第二激发态的布居率快速增加至极值后而缓慢减小, 而图 3(d) 中的电离率随之快速增加直至饱和。

对于模式四, 在前 10 ns 的时间内, 其情形和模式三相同; 但在之后的 10 ns 时间内, 由于第一步激发光脉冲停止, 导致基态的布居率稍有回升. 由于在此时间段, 原子受到第二步激发光脉冲的激发而跃迁到第二激发态, 所以第一激发态的原子布居率迅速下降. 同时, 在此过程中电离激光脉冲尚未到达, 导致图 3(c) 中的第二激发态的布居率迅速增加后出现一个平台. 另一方面, 由于受到原子的能级寿命和受激辐射的影响, 此平台会出现轻微下降的趋势. 在 20 ns 时刻, 一旦电离光的脉冲到达, 便会使得图 3(c) 中的第二激发态的原子布居率迅速下降. 同时, 第一激发态上原子持续地回到基态, 使其布居率缓慢地增加。

综上所述, 不论采用何种激发模式, 只要三步

激光的功率维持不变, 则两个激发态上的布居率都会随电离激光脉冲的时间增加而趋于零. 特别需要指出的是, 当采用激发模式一时, 只要激光脉冲的脉宽足够大, 原子就可以完全被电离; 但若采用其余三种激发模式, 原子的电离率都不会超过 50%。

2) 各激光功率的影响

图 4 展示了当三步激光的功率分别发生变化时, 锂原子的各态布居率的变化规律。

在图 4(a), (b) 和 (c) 中, 分别展示了锂原子的电离率随第一步激发光功率、第二步激发光功率和第三步电离光功率的变化规律. 再次可以看出, 当采用激发模式一时, 其电离率远远大于其他三个模式式的电离率。

3.2 不同激发路径的比较

上一节展示了对应于 2.3 节中由 (22) 式所表示的激发路径 I 的计算结果, 其结果表明, 提高原子电离率的最有效激发模式是采用激发模式一. 固定激发的模式为激发模式一, 观察和比较采用两条不同的激发路径时, 原子的电离率的差异将是本节关注的焦点。

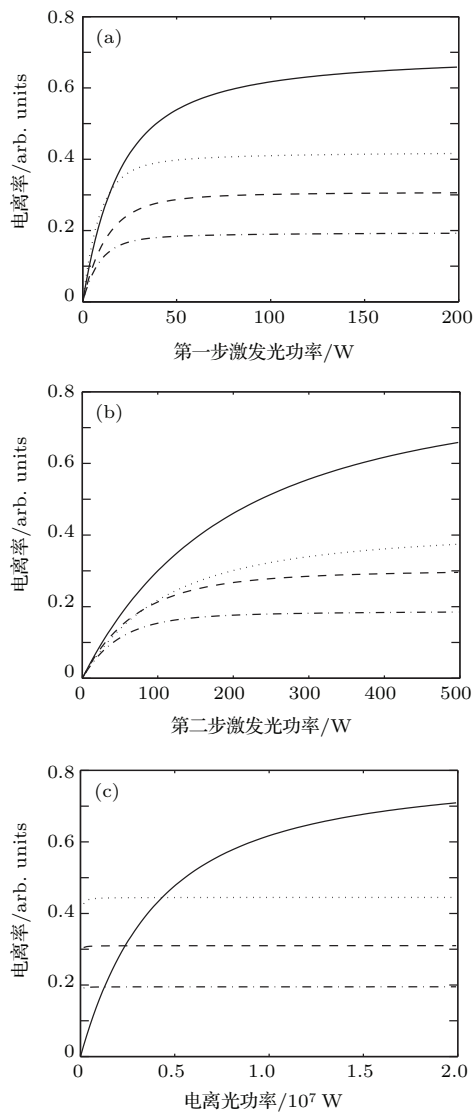


图4 锂原子的电离率随三步激光功率的变化规律
Fig. 4. Variation of ionization efficiency with three-step laser power for Li atom.

为此, 选择锂原子另一条激发路径进行数值计算, 即激发路径II,

$$2^2S_{1/2} \rightarrow 2^2P_{1/2} \rightarrow 3^2S_{1/2} \rightarrow \text{光电离}. \quad (25)$$

表2列出了与该激发路径相关的激光和原子参数.

表2 与锂原子的路径II相关的激光和原子参数 [21]
Table 2. The parameters of lasers and Li atom used for the excitation path II [21]

激光参数				锂原子参数	
激光	λ/nm	P/W	S/mm^2	激发态	寿命/ns
第一束	671	100	3	$ 1\rangle$	27.29
第二束	812	1000	3	$ 2\rangle$	30.32
第三束	532	10^7	0.1	σ_i/cm^2	1.32×10^{-18}

当分别采用在激发路径I和II时, 图5展示了锂原子的电离率随电离激光脉宽和各步激光功率的变化规律, 以便观察和比较两者的异同.

在图5(a), (b), (c)和(d)分别表示电离率随激光脉宽、第一、二步激发光和电离光功率的变化规律. 其中, 实线和虚线分别为采用路径I和II时的结果.

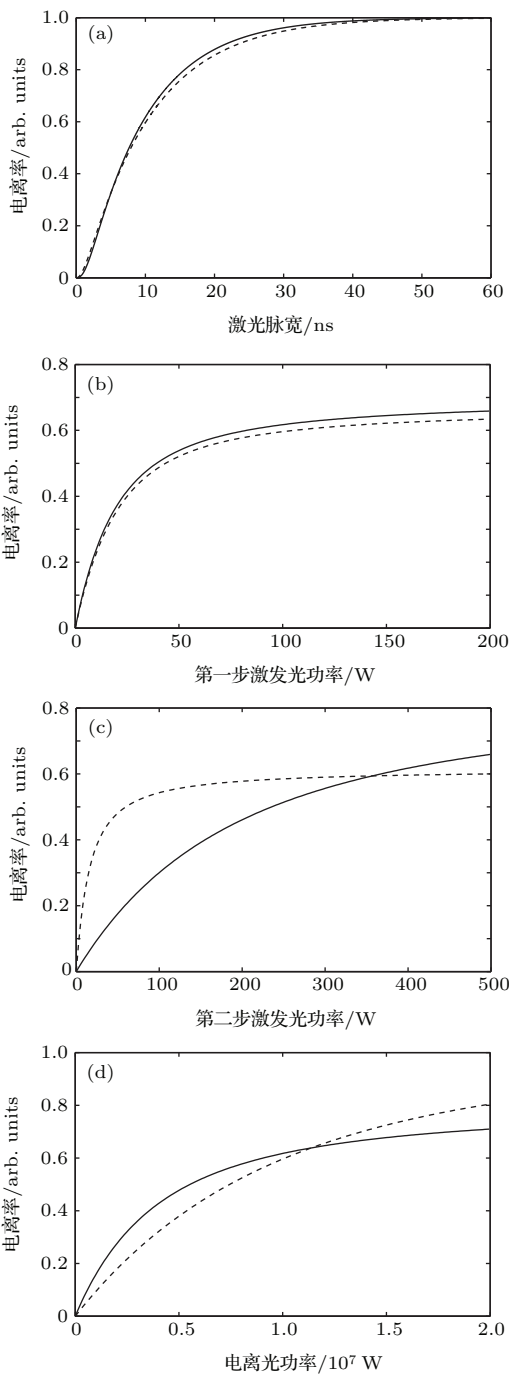


图5 采用不同激发路径时锂原子电离率随激光脉宽或三步激光功率的变化规律
Fig. 5. Variation of ionization efficiency with laser power or pulse width of three-step lasers for Li atom using two different excitation paths.

由图 5(a) 和 (b) 可见: 当采用两条不同的激发路径时, 并未对锂原子的电离率的变化趋势产生太大影响: 即电离率先快速增加, 再趋于饱和. 这说明: 随激光脉宽和第一步跃迁的激光功率的变化并不明显. 但是, 由图 5(c) 和 (d) 可见: 当采用两条不同的激发路径时, 第二和第三步跃迁的激光功率的变化会对锂原子的电离率产生较大影响. 例如: 当采用激发路径 I 时, 功率变化未对锂原子的电离率产生较大影响. 而对于激发路径 II, 则恰好相反, 这为合理选择激发路径和激光参数提供了机会.

3.3 不同原子 (锂和铯原子) 的比较

本节选取了铯原子与锂原子在模式一下的电离率进行比较, 以凸显不同碱金属原子的差别, 为了提高可比性, 选取一条类似于锂原子的激发路径 I 的路径, 对铯原子进行激发与电离, 即

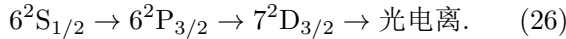


表 3 给出了与其相关的激光和原子参数, 将用于数值计算中.

表 3 与铯原子的路径 I 相关的激光和原子参数 [21]
Table 3. The parameters of lasers and Cs atom used for the excitation path I [21].

激光参数				铯原子参数	
激光	λ/nm	P/W	S/mm^2	激发态	寿命/ns
第一束	852	100	3	1⟩	31
第二束	672	400	3	2⟩	90
第三束	672	10^7	0.1	σ_i/cm^2	8.6×10^{-18}

电离率随电离激光脉宽和三步激光功率的变化规律, 如图 6 所示.

图 6(a), (b), (c) 和 (d) 分别表示电离率随激光脉宽、第一、二步激发光和电离光功率的变化规律. 其中, 实线和虚线分别表示锂原子和铯原子的电离率.

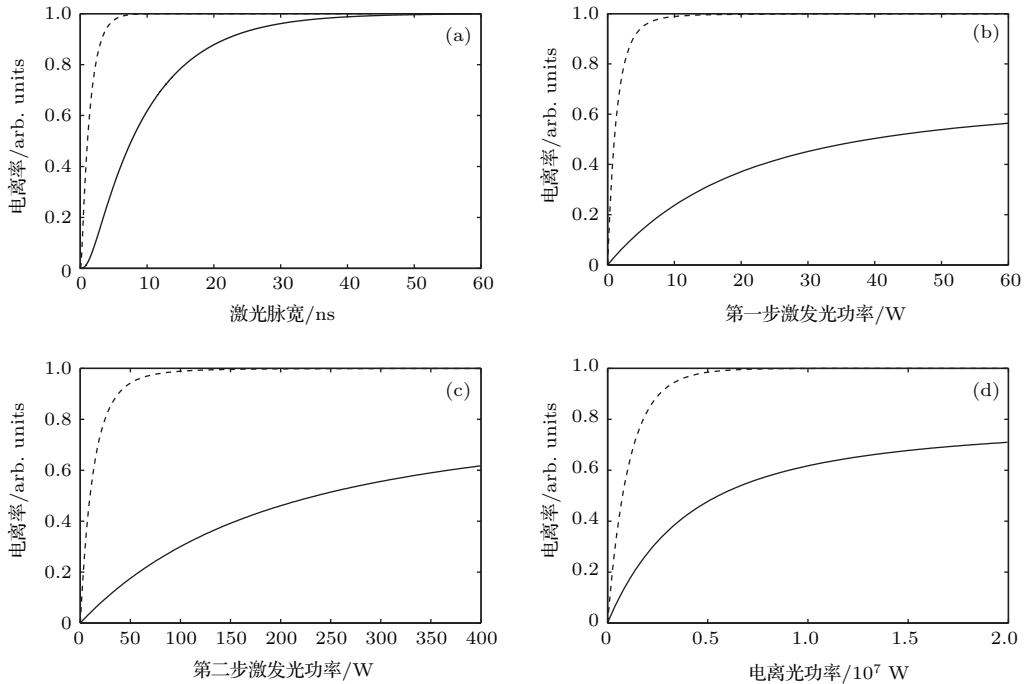


图 6 两种原子的电离率随激光脉宽或三步激光功率的变化规律

Fig. 6. Variation of ionization efficiency with three-step laser power or pulse width of lasers for two different atoms.

从图 6 中可以发现: 两种不同原子的电离率具有相似的变化趋势, 即先随激光脉宽或激光功率而上升, 然后再趋于饱和. 但是, 其电离率的变化规律却存在着明显的差别: 铯原子对于激光脉宽或激光功率的上升远比锂原子敏感得多, 达到全部电离

所需的激光脉宽和功率都要小得多. 图 6 的结果表明: 实验中, 实现铯原子的全部电离所需的激光脉宽和激光功率约为锂原子的十分之一. 这一结果可能与铯原子的各相关态的跃迁概率远比锂原子的大有关.

4 结 论

本文对四种不同激发模式和两种不同激发路径以及两种不同原子之间的电离结果进行了分析和比较. 结果表明: 在四种激发模式中, 只有模式一可以使原子全部电离, 而其余三种激发模式的电离率都在50%以下, 这可归咎于原子的自发辐射和受激辐射. 另一方面, 在同一原子的不同激发路径中, 虽然电离率随激光脉宽或激光功率的变化趋势相似, 但其变化速率具有明显的差别; 对于不同的碱金属原子, 它们的电离率随激光脉宽或激光功率的变化趋势上也相似. 但是, 要想实现原子的完全电离, 所需的激光脉宽和激光功率则有明显的差异. 上述研究结果, 不但系统比较了多种因素对原子的激发与电离动力学特性, 也为相关的实验提供了理论依据.

参考文献

- [1] Santori C, Tamarat P, Neumann P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 247401
- [2] Rousse A, Phuoc K T, Shah R, Pukhov A, Lefebvre E, Malka V, Hulin D 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 135005
- [3] Jochim S, Bartenstein M, Hendl G, Denschlag J H, Grimm R, Mosk A, Weidemüller M 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 273202
- [4] Saleh M F, Chang W, Hölzer P 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 203902
- [5] Klünder K, Dahlström J M, Gisselbrecht M, Fordell T, Swoboda M, Guénot D, Johnsson P, Caillat J, Maurits-son J, Maquet A, Taïeb R, L'Huillier A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 143002
- [6] Posthumus J H 2004 *Rep. Prog. Phys.* **67** 623
- [7] Ding D S, Zhou Z Y, Shi B S 2013 *Chin. Phys. B* **22** 114203
- [8] Sinitskiy A V, Greenman L, Mazziotti D A 2010 *J. Chem. Phys.* **133** 014104
- [9] Kheifets A S, Ipatov A, Arifin M, Bray I 2000 *Phys. Rev. A* **62** 052724
- [10] Gillespie D T 2001 *J. Chem. Phys.* **115** 1716
- [11] Mas D L, Valls E, Sedano L A, Batet L, Ricapito I, Aiello A, Gastaldi O, Gabriel F 2008 *J. Nucl. Mater.* **376** 353
- [12] Challa S R, Sholl D S, Johnson J K 2001 *Phys. Rev. B* **63** 245419
- [13] Santra S, Yang H, Holloway P H, Stanley J T, Mericle R A 2005 *J. Am. Chem. Soc.* **127** 1656
- [14] Zhao L B, Fabrikant I I, Delos J B, Lepine F, Cohen S, Bordas C 2012 *Phys. Rev. A* **85** 053421
- [15] Sang C C, Wan J J, Dong C Z, Ding X B, Jiang J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2152 (in Chinese) [桑萃萃, 万建杰, 董晨钟, 丁晓彬, 蒋军 2008 物理学报 **57** 2152]
- [16] Zhang L, Shang R C, Xu S D 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 379 (in Chinese) [张力, 尚仁成, 徐四大 1992 物理学报 **41** 379]
- [17] Wang C L, Sun R P, Chen Y J, Gong C, Lai X Y, Kang H P, Quan W, Liu X J 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 063202
- [18] Haan S L, Wheeler P S, Panfili R, Eberly J H 2002 *Phys. Rev. A* **66** 061402
- [19] Zeng S L, Zou S Y, Wang J G, Yan J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8180 (in Chinese) [曾思良, 邹士阳, 王建国, 颜君 2009 物理学报 **58** 8180]
- [20] Wang Z D, Wang L, Fan X J, Tan X 2010 *Chin. Phys. B* **19** 064211
- [21] http://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/atomic_number.htm 2014-9-29

Photoexcitation and photoionization of alkali atoms^{*}

Qi Xiao-Qiu Wang Feng Dai Chang-Jian[†]

(Key Laboratory of Display Materials and Photoelectric Devices, Ministry of Education, Tianjin 300384, China)

(School of Science, Tianjin University of Technology, Tianjin 300384, China)

(Received 25 October 2014; revised manuscript received 5 February 2015)

Abstract

The dynamical process of photoexcitation and photoionization of alkali atoms is studied with three-step laser pulses, focusing on the similarities and differences between Li and Cs atoms on their properties by making a comparison of them. Based on several excitation schemes, the present work not only establishes the rate equations of atom population for all related transition states, but also obtains the analytical solutions of photoexcitation and photoionization process. The mathematical solutions are simplified significantly by restricting the most general case to the several special cases, either designed or selected carefully, in order to highlight the main factors and obtain the physical insight underlying the complicated mathematical expressions. With self-programming, the possible impact of time configuration of laser pulses on the three-step laser excitation process of the photoexcitation and photoionization is calculated and studied systematically. Variation of the ionization efficiency with the laser parameters is investigated and discussed. With the same time configuration of laser pulses, the dependences of atom population for all the related transition states on the two different excitation paths are compared and analyzed, reflecting the impact of changing the atomic parameters. Under the similar excitation conditions, the differences of ionization efficiency between Li and Cs atoms are explored. Finally, based on the present study, several means for optimizing ionization efficiency are proposed.

Keywords: alkali atoms, photoexcitation, photoionization, ionization efficiency

PACS: 32.80.-t, 32.80.Fb

DOI: 10.7498/aps.64.133201

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11174218).

[†] Corresponding author. E-mail: daicj@126.com