

高阶离化对强激光场诱导自电离的影响

陈荣清 姚关华 徐至展¹⁾

中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海, 201800

1989年7月10日收到

本文讨论了以往强激光诱导自电离理论所忽略的二阶以上的高阶离化效应, 得到了自电离谱的解析表达式, 详细研究了高阶离化的影响. 结果表明, 当激光场足够强时, 高阶离化使自电离谱和自电离态的缀饰态产生显著变化.

PACC: 3380E; 3380K

一、引言

自 Fano 理论^[1]问世以来, 自电离过程一直是激光与原子相互作用领域人们很感兴趣的课题^[2-9].

简单的自电离问题涉及的所有电离都发生在自电离态附近^[7,8]. 近年来一些作者在自电离问题中讨论了二阶离化效应: (1) 自电离态的光离化, 亦即电子从自电离态到能量较高的第二个连续态的受激跃迁^[2-5,9]; (2) 电子从第一个连续态到第二个连续态的受激跃迁^[2-4]. 他们发现, 二阶离化对自电离态附近的光电子谱(称为自电离谱)的影响很大.

最新的多光子电离实验和理论^[10-14]表明, 实际上始终存在高阶离化现象, 亦即电子吸收光子从连续态跃迁到更高能量的连续态, 而且随着光强的增大这些高阶离化效应越来越显著. 在文献[2-4]所讨论的模型中, 只考虑到二阶离化过程. 本文把所有高阶离化过程加入该模型进行考虑, 着重讨论它们对自电离谱以及自电离态的缀饰态的影响. 在给出了问题的基本模型及其基本方程之后, 本文得到了自电离谱的解析表达式, 对本文新结果与文献[2,4]的结果进行了比较和讨论. 结论是强激光场诱导自电离过程必须考虑高阶离化.

二、模型及理论

本文所讨论的原子模型示于图1. 该原子有束缚态 $|b\rangle$ (基态)及多个连续态 $|c_1\rangle$, $|c_2\rangle$, $|c_3\rangle, \dots$, 在第一个连续态 $|c_1\rangle$ 中嵌有一个自电离态 $|a\rangle$. 图中的波纹线表示偶极相互作用, 双线表示组态相互作用.

1) 中国高等科学技术中心(世界实验室)理论物理分中心.

遵循 Fano 的处理^[1], $|c_1\rangle$ 与 $|a\rangle$ 通过组态相互作用 V_{c_1a} 而构成 Fano 态 $|\omega_1\rangle$, 它是 $|c_1\rangle$ 与 $|a\rangle$ 的迭加态. 基态 $|b\rangle$ 上的电子吸收光子后到达 $|\omega_1\rangle$ (一阶离化), 然后再吸收一个光子到达 $|c_2\rangle$ (二阶离化). 与以前有关自电离问题的所有文献不同的是, 本文还引入了二阶以上的高阶离化过程——第 $(n-1)$ 个连续态 $|c_{n-1}\rangle$ 上的电子吸收一个光子跃迁到第 n 个连续态 $|c_n\rangle$ (n 阶离化, $n \geq 3$).

在圆频率为 ω_L 的单模激光照射下, 利用偶极近似和旋波近似, 从 Schrödinger 方程出发可导出原子的运动方程 ($\hbar = 1$, $E_b = 0$)

$$i\dot{u}_b = \int d\omega_1 D_{b\omega_1} u_{\omega_1}, \quad (1a)$$

$$i\dot{u}_{\omega_1} = D_{\omega_1 b} u_b + \Delta_1 u_{\omega_1} + \int d\omega_2 D_{\omega_1 c_2} u_{c_2}, \quad (1b)$$

$$i\dot{u}_{c_2} = \int d\omega_1 D_{c_2 \omega_1} u_{\omega_1} + \Delta_2 u_{c_2} + \int d\omega_3 D_{c_2 c_3} u_{c_3}, \quad (1c)$$

$$i\dot{u}_{c_n} = \int d\omega_{n-1} D_{c_n c_{n-1}} u_{c_{n-1}} + \Delta_n u_{c_n} + \int d\omega_{n+1} D_{c_n c_{n+1}} u_{c_{n+1}}, \quad (n \geq 3). \quad (1d)$$

激光加上之前, 设原子处于基态

$$u_b = 1, \quad u_{\omega_1} = 0, \quad u_{c_n} = 0 \quad (n \geq 2). \quad (2)$$

以上各式中, u_b , u_{ω_1} 和 u_{c_n} ($n \geq 2$) 分别表示原子处于基态 $|b\rangle$, Fano 态 $|\omega_1\rangle$ 和第 n 个连续态 $|c_n\rangle$ 的几率振幅. $\Delta_n \equiv \omega_n - n\omega_L$ ($n \geq 1$), ω_1 和 ω_n 分别表示 $|\omega_1\rangle$ 和 $|c_n\rangle$ ($n \geq 2$) 的能量, D 表示原子与光的偶极相互作用, $D_{\omega_1 b} \equiv \langle \omega_1 | D | b \rangle$.

方程(1)是本文原子模型的普遍方程, 既包含自电离又涉及高阶离化. 文献 [2—4] 讨论的包含二阶离化的自电离问题, 对应于方程(1)中令 $D_{c_{n-1}c_n} \equiv C_{c_n c_{n-1}}^* = 0$ ($n \geq 3$). 阈上电离现象^[10—14]说明强场中高阶离化越来越显著, 但这方面的理论文献目前还只考虑了无结构连续态^[12,13]. 自电离态及场诱导准自电离态^[5,15]的存在则表明连续态具有一定的内部结构, 因此研究包含高阶离化的自电离问题很有必要.

为简便起见, 我们仍设高阶连续态 $|c_n\rangle$ ($n \geq 2$) 不存在内部结构, 且令 $D_{c_{n-1}c_n} =$ 常数 ($n \geq 3$)^[12], 但由于第一个连续态 $|c_1\rangle$ 中嵌有一个自电离态 $|a\rangle$, 所以 $D_{\omega_1 c_2}$ 不能设为常数. 根据文献 [3], 可得

$$D_{b\omega_1} = \frac{\Omega_b}{\sqrt{\pi\gamma_0}} \beta_b(\omega_1), \quad D_{c_2\omega_1} = \frac{\Omega_{c_2}}{\sqrt{\pi\gamma_0}} \beta_a(\omega_1), \quad D_{c_{n-1}c_n} = \text{常数} \quad (n \geq 3), \quad (3a)$$

$$\Omega_b = e^{i\varphi} \sqrt{\pi\gamma_0} (q_b + i) D_{bc_1}(E_{c_1} \simeq E_a), \quad (3b)$$

$$\Omega_{c_2} = e^{i\varphi} \sqrt{\pi\gamma_0} (q_a + i) D_{c_1 c_2}(E_{c_1} \simeq E_a), \quad (3c)$$

$$\beta_k(\omega_1) = \frac{1}{\varepsilon(\omega_1) - i} + \frac{1}{q_k + i} \cdot \frac{-i\sigma}{\varepsilon_1(\omega_1) - i\sigma} \quad k = a, b, \quad \sigma \rightarrow \infty, \quad (3d)$$

式中 $\gamma_0 \equiv \pi |V_{ac_1}|^2$ 是自电离半宽度, $\varepsilon(\omega_1) \equiv (\omega_1 - E_a)/\gamma_0$ 是定标后的 Fano 态 $|\omega_1\rangle$ 的能量, q_a, q_b 是 Fano 反对称参量^[1—3], 即

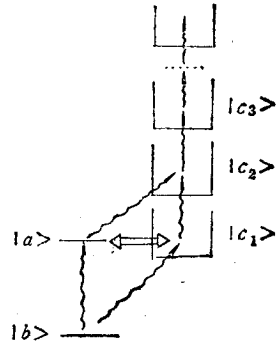


图1 强场自电离问题的能级和跃迁图

$$q_a \equiv \frac{D_{ac_2}}{\pi V_{ac_1} D_{c_1, c_2}}, \quad q_b \equiv \frac{D_{ab}}{\pi V_{ac_1} D_{c_1, b}}. \quad (4)$$

利用初始条件(2)式,可写出方程(1)的 Laplace 变换

$$ZG_b = 1 + \int d\omega_1 D_{b\omega_1} G_{\omega_1}, \quad (5a)$$

$$(Z - \Delta_1)G_{\omega_1} = D_{\omega_1 b} G_b + \int d\omega_2 D_{\omega_1, \omega_2} G_{\omega_2}, \quad (5b)$$

$$(Z - \Delta_2)G_{c_2} = \int d\omega_1 D_{c_2, \omega_1} G_{\omega_1} + \int d\omega_3 D_{c_2, \omega_3} G_{\omega_3}, \quad (5c)$$

$$(Z - \Delta_n)G_{c_n} = \int d\omega_{n-1} D_{c_n, \omega_{n-1}} G_{\omega_{n-1}} + \int d\omega_{n+1} D_{c_n, \omega_{n+1}} G_{\omega_{n+1}} \quad (n \geq 3). \quad (5d)$$

式中已将 Laplace 变换及其逆变换定义为

$$G(Z) = \frac{1}{i} \int_0^{\infty} e^{iZt} u(t) dt, \quad (6a)$$

$$u(t) = \frac{1}{-2\pi i} \int_{-\infty+is}^{\infty+is} G(Z) e^{-iZt} dZ. \quad (6b)$$

一般来说 D_{c_{n-1}, c_n} 随 n 的增加而递减^[22], 因此在计算中我们总可以确定一个截止值 N , 使得 $D_{c_{n-1}, c_n} (n > N)$ 忽略不计. 由此不难得到

$$\begin{aligned} \tilde{K}_n &\equiv \int d\omega_n G_{c_n} \quad (n \geq 2), \\ \tilde{K}_n &= \frac{-i\pi D_{c_n, c_{n-1}}}{g_n} \tilde{K}_{n-1} \quad (n \geq 3), \\ g_n &= 1 + |\pi D_{c_n, c_{n+1}}|^2 / g_{n+1} \quad (n \geq 2), \\ g_N &\equiv 1. \end{aligned} \quad (7)$$

将(7)式代入(5c)式,可得

$$G_{c_2}(Z) = \frac{1}{Z - \Delta_2} \int d\omega_1 D_{c_2, \omega_1} \frac{G_{\omega_1}(Z)}{g_2}.$$

然后代入(5b)式,得

$$(Z - \Delta_1)G_{\omega_1} = D_{\omega_1 b} G_b + \int d\omega_2 D'_{\omega_1, \omega_2} \frac{1}{Z - \Delta_2} \int d\omega_3 D'_{c_2, \omega_3} G_{\omega_3}(Z). \quad (8)$$

式中 $D'_{\omega_1, \omega_2} \equiv D_{\omega_1, \omega_2} / \sqrt{g_2}$. 当忽略二阶以上的光离化即当 $D_{c_{n-1}, c_n} = 0 (n \geq 3)$ 时, (8)式中的 D'_{ω_1, ω_2} 恒等于 D_{ω_1, ω_2} , 此即文献[2-4]所讨论的情形. 当考虑 $D_{c_{n-1}, c_n} (n \geq 3)$ 不为零的影响时,从(8)式可知,高阶离化对自电离谱的影响可等效为有效耦合 D'_{ω_1, ω_2} . 对于给定的原子,耦合 D_{ω_1, ω_2} 与光的电场强度的振幅成正比,而有效耦合 D'_{ω_1, ω_2} 则比较复杂,且 $|D'_{\omega_1, \omega_2}| < |D_{\omega_1, \omega_2}|$.

利用文献[2, 3]中的结果,可立即写出自电离谱如下:

$$W_1(\varepsilon) \equiv 2\pi\gamma_0 |u_{\omega_1}(t = \infty)|^2 = 2I \cdot \frac{(\varepsilon + q_b)^2 + \gamma'^2(1 - q_b/q_a)^2}{A^2 |S(\varepsilon)|^2}, \quad (9a)$$

$$A \equiv 1 + \gamma'/q_a^2, \quad (9b)$$

$$S(\varepsilon) \equiv \varepsilon^2 + \varepsilon[\delta + 2\gamma'/Aq_a + i(1 + \gamma' + I)/A] + \frac{i}{A} [2q_b I + (1 + \gamma')\delta] \\ + [2\delta\gamma'/Aq_a - q_b^2 I/A] - \gamma' I(1 - q_b/q_a)^2/A. \quad (9c)$$

式中

$$I = |D_{bc_1}|^2/|V_{ac_1}|^2, \quad \gamma' = \gamma/g_2, \quad \gamma = \gamma_a/\gamma_0, \quad \gamma_a = \pi|D_{ac_2}|^2, \\ \delta = (E_a - \omega_L)/\gamma_0, \quad \alpha = |D_{ac_2}|^2/|D_{bc_1}|^2, \quad \gamma = \alpha I. \quad (10)$$

式中 $(\gamma')\gamma$ 即是(有效)光诱导弛豫因子, 它们相差一个修正因子 g_2 .

三、结果与讨论

上节的(9)式推广了文献[2—4]的结果. 如果没有任何高阶离化, 即

$$D_{c_{n-1}c_n} = 0 \quad (n \geq 2),$$

且 $D_{ac_2} = 0$, 则 $\gamma' = 0$, (9)式就与文献[7]的结果相同. 如果光场较弱以致高于二阶的光离化很弱(弱场极限), 即 $D_{c_{n-1}c_n} \ll 1 (n \geq 3)$, 此时 $g_2 \approx 1$, 则(9)式就与文献[2—4]结果完全相同. 对于自电离谱来说, 高于二阶的高阶离化效应相当于引进修正因子 g_2 , 它是光强 I 的递增函数; 光场越强, 高阶离化现象就越显著, 对自电离谱的影响就越大.

(9)式中的 $S(\varepsilon)$ 是 ε 的二次函数, 通常它有两个复根, 对应于自电离态的两个缀饰态^[2,5]; 根的实部是缀饰态的准能量, 而虚部变号后即是缀饰态的宽度

$$\varepsilon_{\pm} = \text{Re } z_{\pm}, \quad \Gamma_{\pm} = -\text{Im } z_{\pm}.$$

因此自电离谱一般呈双峰结构.

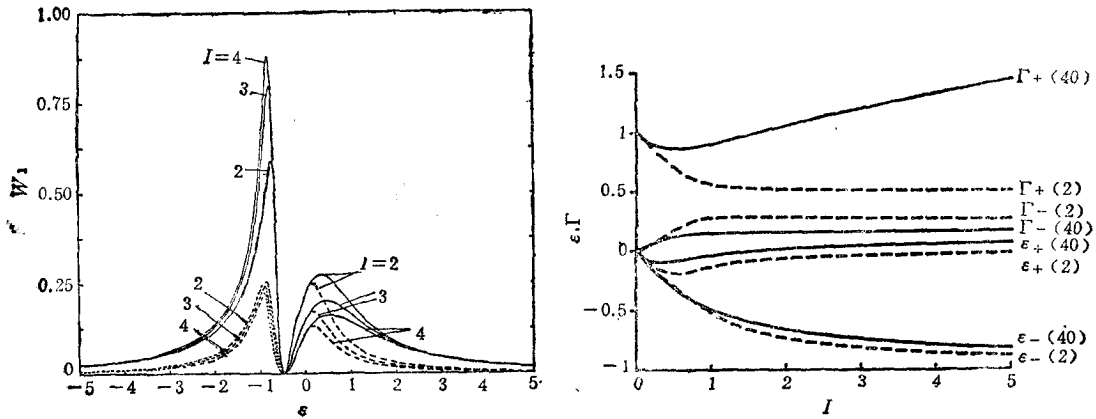
作为一个特例, 现讨论连续态之间的偶极相互作用矩阵元

$$|D_{c_n c_{n+1}}|^2 = \beta |D_{c_{n-1} c_n}|^2 (1 < n < N)$$

的情形^[12], 其中 $|D_{c_1 c_2}|^2 = \frac{\alpha I}{\pi^2 q_a^2}$ 由光强和参数确定.

当 $q_a = q_b$ 时, (9)式表明 $\varepsilon = -q_b$ 始终是自电离谱的零点, 这一点被称为 Fano 零点^[6]. 图 2(a) 给出了具有 Fano 零点的自电离谱的比较结果, 从中可以看出二阶以上的光离化的显著影响. 图中虚线表示文献[2, 3]的结果 ($N = 2$), 实线表示本文的新结果 ($N = 40$). 比较同一光强对应的 $N = 2$ 与 $N = 40$ 的两条曲线可以发现, 高阶离化使自电离谱增强. 随着光强 I 的增加, $N = 2$ 时谱的高能峰值及低能峰值逐渐减小, 而 $N = 40$ 谱的高能峰值逐渐减小, 但低能峰值反而逐渐增大. 另外从图 2 中还可明显看出: 高于二阶的光离化使高能峰增宽, 使低能峰变窄, 随着光强的增加, $N = 40$ 的谱的峰宽也有同样的变化趋势. 双峰的位置反映了自电离态 $|a\rangle$ 在强场下的动力 Stark 分裂, 光强越大, 这种分裂越大. 同一光强下, $N = 2$ 时谱的峰值处能量比 $N = 40$ 时的要低.

图 2(b) 是图 2(a) 所给参数下自电离态的缀饰态随光强变化的关系图. $+$ ($-$) 号(见(11)式)分别对应于宽态(窄态), 在本图参数下, $\varepsilon_+ \geq \varepsilon_-$, 即宽态和窄态分别对应于图 2(a) 中的高能峰和低能峰. 比较 $N = 2$ 与 $N = 40$ 的曲线 (N 值写在括号里, 如



(a) 自电离谱比较

(b) 自电离态的两个缀饰态与光强关系图

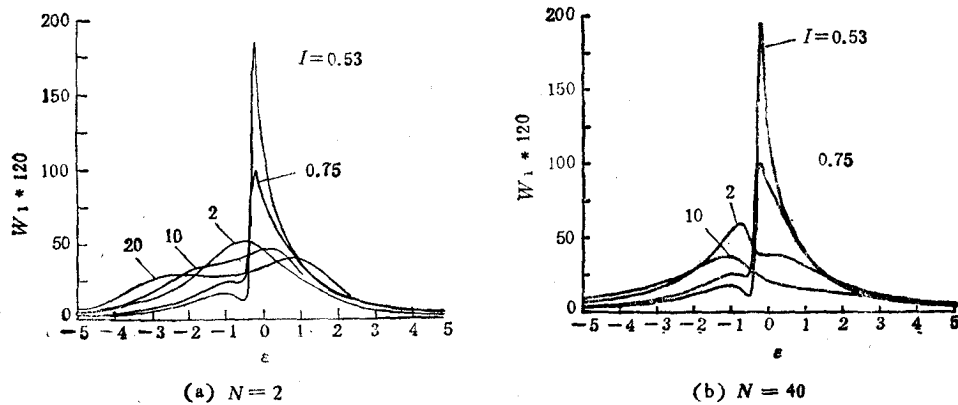
图2 $(q_a, q_b, \delta, \alpha) = (0.5, 0.5, 0, 0.5)$ 的自电离谱与缀饰态

$\Gamma_+(40)$ 代表 $N = 40$ 时的 Γ_+ 可以发现, 高于二阶的高阶离化使宽态变宽、窄态变窄, 并且 $\epsilon_+(40) > \epsilon_+(2)$, $\epsilon_-(40) > \epsilon_-(2)$ 即两个缀饰态的能量都比仅考虑二阶离化时的能量要高, 这些都与图 2(a) 中的自电离谱的定性结果相同, 但数值上有较大的偏差, 例如低能峰的位置在 $N = 40$ 时都在 $\epsilon > -1$ 的范围内, 而此时 $\epsilon_-(40)$ 显然都小于 -1 ($I = 2, 3, 4$ 时). 这种偏差较大的情况显然是由于 Fano 零点的存在(见前段的讨论及 (9) 式). 引人注目的是, 尽管 $\Gamma_+(2)$ 是 I 的单调递减函数并很快趋于极限值, 但 $\Gamma_+(40)$ 却并不是 I 的单调函数, 而是先减后增, 在 $I \geq 1$ 以后 $\Gamma_+(40)$ 几乎是 I 的线性递增函数, 丝毫没有饱和和极限值存在的迹象. 在 $I \leq 1$ 时, 窄态的功率加宽现象较为明显,

$$\Gamma_-(40) < \Gamma_-(2)$$

说明高阶离化使这种功率加宽稍有所缓和, 在 $I \geq 1$ 后, $\Gamma_-(2)$ 与 $\Gamma_-(40)$ 基本上不变, 趋于饱和.

图 3(a), (b) 是 q_a 不等于 q_b 时的自电离谱. 由于 $q_a \approx q_b$, 所以 $\epsilon = -q_b$ 不是 Fano 零点, 但仍是 (9a) 式分子部份的极小值点, 我们称该点为 F 点. 从图 3 中可以看出, 光场不很强 ($I \leq 0.75$) 时, $N = 40$ 与 $N = 2$ 对应的谱相差不大, 更为仔细的比较表

(a) $N = 2$ (b) $N = 40$ 图3 $(q_a, q_b, \delta, \alpha) = (1, 0.5, 0, 0.5)$ 的自电离谱

明,同一光强下 $N = 40$ 的峰值略高于 $N = 2$ 的峰值. 与此形成对比的是,极强光强下 ($I \geq 3$), $N = 40$ 的峰反而比 $N = 2$ 的峰要低. 随着 I 的增大, F 点附近谱的下凹部份逐渐抬高,直至消失. $N = 2, I = 2$ 的谱是对称的单峰结构,峰的位置恰好位于 F 点. 之后,随着 I 的进一步增大, $N = 2$ 的自电离谱中的双峰结构越来越明显,峰间距变大,峰值削弱. $N = 40$ 的谱(见图 3(b)), 高能峰迅速削弱,因此光强越大,谱就越接近于仅有低能峰的单峰结构,此时谱的不对称性反映了高能峰及 (9a) 式中分子的影响,这种单峰结构与 $N = 2, I = 2$ 时的对称单峰性质不同. 当光强很大时, $N = 40$ 的低能峰也逐渐削弱. 峰的位移随光强的变化比 $N = 2$ 时小得多.

图 4 是图 3 中相应参数

$$(\alpha = q_b = 0.5, q_a = 1, \delta = 0)$$

下级饰态与光强的关系图. $I = 0$ 时,

$$\varepsilon_{\pm}(2) = \varepsilon_{\pm}(40) = 0,$$

缀饰态与自电离态能级重合. 然后 $I > 0$ 时两态逐渐分开,能量均小于零. $\varepsilon_{\pm}(40)$ 随着 I 的增大一直单调下降,但很快趋近于定值. 同一光强下 $\varepsilon_+(40) > \varepsilon_-(40)$, $\Gamma_+(40) > \varepsilon_-(40)$, 说明窄态对应于低能峰. $\varepsilon_-(2)$ 也是单调下降函数,但随着 I

的增大, $\varepsilon_-(2)$ 并不趋于定值. 当 $I < 2$ 时, $\varepsilon_+(2)$ 反而小于 $\varepsilon_-(2)$, 且 $\varepsilon_+(2)$ 先减后增,但仍有 $\Gamma_+(2) > \Gamma_-(2)$, 说明缀饰态中的宽态和窄态对应于自电离谱的低能峰和高能峰,这一点明显地不同于图 2(b) 及本图中 $I > 2$ 的情况. 在同一光强下,

$$\Gamma_+(40) > \Gamma_+(2) > \Gamma_-(2),$$

在相当大的光强范围 ($I \lesssim 20$) 内有 $\Gamma_-(2) > \Gamma_-(40)$, 说明这时高于二阶的光离化使宽态变宽、窄态变窄,这与图 2(b) 的结论相同. 但当 $I \gtrsim 20$ 时, $\Gamma_-(2) < \Gamma_-(40)$, 这与图 2(b) 中的情形不同. 当 $I = 2$ 时, $\varepsilon_{\pm}(2) = -0.5$, 与 F 点重合,所以这时的自电离谱应该是对称的单峰结构. $\varepsilon_+(40)$ 与 $\varepsilon_-(40)$ 始终相差不大,而 $\Gamma_{\pm}(40)$ 随着 I 的增加相对来说要变化快得多,且递增,因此随着光强的增加,两个缀饰态在 $N = 40$ 时由于宽度的增加而越来越分辨不开. 光强越大, $\varepsilon_+(2)$ 与 $\varepsilon_-(2)$ 相差越大,而 $\Gamma_+(2)$ 与 $\Gamma_-(2)$ 却变化小得多,因此强场中自电离谱应该呈现越来越明显的双峰结构. 以上这些从缀饰态推断出的自电离谱特征,都不难从图 3 中得到证实.

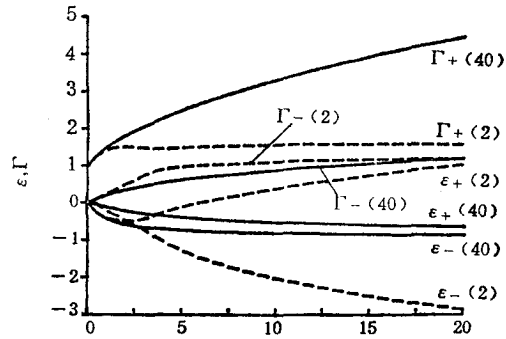


图 4 图 3 所给参数下的缀饰态

四、结 论

本文研究了包含所有高阶离化的自电离问题,并得到了自电离谱的解析表达式,发现高阶离化对自电离谱的影响可等效地用有效光诱导弛豫进行描述. 着重讨论了高阶离化对自电离谱和自电离态的两个缀饰态的影响. 结论是,强激光场诱导自电离问题中,高阶离化对自电离谱的影响很显著.

感谢李跃林、陆培祥、冯贤平、江志明等的帮助。

- [1] U. Fano, *Phys. Rev.*, **124**(1961), 1866.
- [2] 姚关华、徐至展, *物理学报*, **37**(1988), 1760.
- [3] Guanhua Yao and Zhizhan Xu, *J. Phys. B*, **22**(1989), 211.
- [4] 姚关华、徐至展, *物理学报*, **38**(1989), 864.
- [5] M. V. Fedorov and A. E. Kazakov, *Prog. Quant. Electr.*, **13**(1989), 1.
- [6] M. Ferray, F. Gounand, P. D'Oliveira and P. R. Fournier, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 2040.
- [7] K. Rzazewski and J. H. Eberly, *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1982), 408.
- [8] G. S. Agarwal, S. L. Hann and J. Cooper, *Phys. Rev.*, **A29** (1984), 2552.
- [9] A. I. Andryushin, M. V. Fedorov and A. E. Kazakov, *Opt. Commun.*, **49**(1984), 120.
- [10] P. Kruit, J. Kimman, M. G. Muller and M. J. van der Wiel, *Phys. Rev.*, **A28**(1983), 248.
- [11] G. Petite, P. Agostini and F. Yergeau, *J. Opt. Soc. Am.*, **B4**(1987), 765.
- [12] Z. Deng and J. H. Eberly, *J. Opt. Soc. Am.*, **B2**(1985), 486.
- [13] M. Edwards, Liwen Pan and L. Armstrong, Jr., *J. Phys. B*, **18**(1985), 1927.
- [14] M. D. Perry, O. L. Landen and A. Szöke, *J. Opt. Soc. Am.*, **B6**(1989), 344.
- [15] M. H. R. Hutchinson and K. M. M. Ness, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 105.

EFFECTS OF HIGH-ORDER IONIZATION PROCESSES IN INTENSE LASER-FIELD INDUCED AUTOIONIZATION

CHEN RONG-QING YAO GUAN-HUA XU ZHI-ZHAN

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

(Received 10 July 1989)

ABSTRACT

High-order ionization processes, which have been ignored previously in the studies of intense laser-field induced autoionization, are discussed. After obtaining the analytic solution for autoionization spectrum, we investigate in detail the effects of high-order processes. These processes, as shown in the present paper, will affect drastically the autoionization spectrum and the dressed states of the autoionization state.

PACC: 3380E; 3380K