

# 多光子过程和自发辐射对 激光诱导自电离的影响

李世芳 林福成

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

利用反作用算符的方法, 研究了一个单模激光场将原子从束缚能级激发到自电离能级的过程中, 双光子过程和自发辐射过程的影响。研究表明: 自发辐射对这种光电离过程的影响一般情况下是很小的, 但光子能谱特性十分明确地表明, 辐射主要来源于由  $|a\rangle$  态共振加强的喇曼过程; 并显示了激光诱导自电离过程中的缀饰 (Dressed) 原子图像; 双光子过程将使光电子能谱和光诱导自电离过程变得非常复杂, 单光子和双光子过程所产生的光电子能谱, 都具有多极大值结构。

关键词: 激光诱导自电离。

## 一、引 言

对激光诱导自电离过程中, 自发辐射<sup>[1,2]</sup>和自由离态上的粒子进一步被激发到更高连续能级的多光子过程<sup>[3]</sup>的影响, 已作了一定的研究。最近又有作者用格林函数方法研究了后一过程的影响。这些研究大都基于用格林函数方法求解薛定谔方程, 在此过程中就难免引入极点近似 (pole approximation), 我们分析了 Fano<sup>[4]</sup> 的自电离理论后注意到, 极点近似相当于要求 Fano 理论中, 表征反作用矩阵  $K$  的  $z(E)$  函数恒等于  $-i\pi$ 。因此, 我们试图, 用反作用算符方法而避免极点近似, 来研究这个问题。结果表明, 用极点近似和利用反作用算符进行研究时所得到的结果有很大的差异。我们已经研究了不考虑自发辐射过程和多光子过程和多光子过程的影响时的情况, 与极点近似下得到的结果间的差异主要表现在, 光强较强时, 系统过渡到自电离态; 光电子能谱表现出复杂的多极大点结构。在此, 将给出利用反作用矩阵  $K$  研究自发辐射和多光子过程对激光诱导自电离的影响, 其结果同样与以往所得到的结果很不相同。

## 二、自发辐射过程的影响

考虑单模激光场 (频率为  $\omega_L$ ) 将原子从束缚态  $|g\rangle$  共振激发到自电离态, 自电离态上的粒子再通过真空耦合跃迁到束缚态  $|f\rangle$  (不考虑共振荧光, 即  $|g\rangle$  与  $|f\rangle$  不同)。自电离态被视为由组态相互作用耦合的一个分立态  $|a\rangle$  与一个连续态  $|\psi_E\rangle$  ( $E$  为该态的能量)。先不考虑多光子过程的影响。与文献 [1] 相似, 认为  $|f\rangle$  与自发辐射的光子一起构成一个连续能级  $|f\omega\rangle = |f\rangle|\omega\rangle$ ,  $\omega$  为自发辐射所产生光子的频率。则系统的哈密顿量可以写成\*

收稿日期: 1986年10月6日; 收到修改稿日期: 1986年12月18日

\* 本文采用  $\hbar=1$ 。

$$\begin{aligned}
H &= H_A + H_F + D + V, \\
H_A &= \omega_g b_g^\dagger b_g + \omega_a b_a^\dagger b_a + \omega_f b_f^\dagger b_f + \int E b_E^\dagger b_E dE, \\
H_F &= \omega_L a_L^\dagger a_L + \int \rho(E) a_E^\dagger a_E dE, \\
D &= -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E} = \sqrt{\frac{\omega_L}{2\epsilon_0 L^3}} (a_L b_a^\dagger b_g + H.C.) \mu_{ag} + \int dE \sqrt{\frac{\omega_L}{2\epsilon_0 L^3}} \mu_{Eg} (a_E^\dagger b_E b_g^\dagger + H.C.) \\
&\quad + \int d\omega \sqrt{\frac{\omega}{2\epsilon_0 L^3}} \rho(\omega) (a_\omega b_a^\dagger b_f + H.C.) \mu_{af} \\
&\quad + \iint dE d\omega \sqrt{\frac{\omega}{2\epsilon_0 L^3}} \rho(\omega) \mu_{Ef} (a_\omega^\dagger b_E b_f + H.C.), \\
V &= \int dE (V_{Ea} b_E^\dagger b_a + H.C.),
\end{aligned} \tag{1}$$

式中  $\rho(\omega) = (L^3 \omega^2 / 2\pi^2 c^3)$  为态密度,  $L^3$  为量子化体积,  $b_g, b_a, b_E, b_f, a_L, a_\omega$  分别为基态原子和  $|a\rangle$  态,  $|\psi_E\rangle$  态,  $|\psi_f\rangle$  态原子及激光模式和自发辐射产生的光子模式的湮灭算符。对应的能量为  $(E_g, E_a, E_f, E_L, E_\omega)$  由于取  $\hbar=1$ , 从而有  $E_g = \omega_g, E_a = \omega_a, E_\omega = \omega, E_f = \omega_f, E_L = \omega_L$ 。偶极矩阵元  $\mu_{ag} = e\langle a | \mathbf{e}_L \cdot \mathbf{r} | g \rangle, \mu_{Eg} = e\langle \psi_E | \mathbf{e}_L \cdot \mathbf{r} | g \rangle, \mu_{af} = e\langle a | \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} | f \rangle, \mu_{Ef} = e\langle \psi_E | \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} | g \rangle$  分别通过适当选取本征态的相位而取实数。 $\mathbf{e}_L$  为激光的偏振单位向量,  $\mathbf{e}$  为自发辐射的光子偏振单位向量, 最后对各个可能的取向作平均。

根据文献[5],  $H$  的本征矢量可以写成

$$\begin{aligned}
|\psi_E\rangle &= |g; n\rangle \langle g; n | U | \psi_E; n-1 \rangle + |a; n-1\rangle \langle a; n-1 | U | \psi_E; n-1 \rangle \\
&\quad + \int d\epsilon |\psi_\epsilon; n-1\rangle \langle \psi_\epsilon; n-1 | U | \psi_E; n-1 \rangle \\
&\quad + \int d\omega |f_\omega; n-1\rangle \langle f_\omega; n-1 | U | \psi_E; n-1 \rangle \\
&\quad + |g; n\rangle \langle g; n | U | f_E; n-1 \rangle + |a; n-1\rangle \langle a; n-1 | U | f_E; n-1 \rangle \\
&\quad + \int d\epsilon |\psi_\epsilon; n-1\rangle \langle \psi_\epsilon; n-1 | U | f_E; n-1 \rangle \\
&\quad + \int d\omega |f_\omega; n-1\rangle \langle f_\omega; n-1 | U | f_E; n-1 \rangle,
\end{aligned} \tag{2}$$

$$H |\psi_E\rangle = E |\psi_E\rangle, \tag{3}$$

式中  $U$  算符满足\*

$$\begin{aligned}
\langle \alpha_i; n-i | U | \psi_E; n-1 \rangle &= \frac{\langle \alpha_i; n-i | K | \psi_E; n-1 \rangle}{E - E_i} B_1 \triangleq \frac{\langle \alpha_i | K | \psi_E \rangle}{E - E_i} B_1, \\
\langle \alpha_i; n-i | U | f_E; n-1 \rangle &= \frac{\langle \alpha_i; n-i | K | f_E; n-1 \rangle}{E - E_i} B_2 \triangleq \frac{\langle \alpha_i | K | f_E \rangle}{E - E_i} B_2, \\
\alpha_0 &= g, \alpha_1 = a, \\
\langle \beta_\epsilon; n-1 | U | \psi_E; n-1 \rangle &= \left\{ \delta_{E\psi} \delta(E - \epsilon) + P \frac{\langle \beta_\epsilon; n-1 | K | \psi_E; n-1 \rangle}{E - \epsilon} \right\} B_1 \\
&= \left\{ \delta_{E\psi} \delta(E - \epsilon) + P \frac{\langle \beta_\epsilon | K | \psi_E \rangle}{E - \epsilon} \right\} B_1, \\
\langle \beta_\epsilon; n-1 | U | f_E; n-1 \rangle &= \left\{ \delta_{Ef} \delta(E - \epsilon) + P \frac{\langle \beta_\epsilon | K | f_E \rangle}{E - \epsilon} \right\} B_2.
\end{aligned} \tag{4}$$

\* 其中  $\triangleq$  作“记作”符号

后两式中,  $\beta = \psi, f, \epsilon$  为表示能量的连续变量。  $B_1, B_2$  为待定系数。  $K$  即反作用矩阵, 它满足方程

$$K = (H - H_0) + P(H - H_0) \frac{K}{E - H_0}, \quad (5)$$

式中  $H_0 = H_A + H_F$ ,  $P$  表示取主部积分。将  $K$  向  $H_0$  的基矢展开得

$$\left. \begin{aligned} \langle \alpha_i | K | \beta_E \rangle &= \langle \alpha_i | V + D | \beta_E \rangle + P \int \frac{\langle \alpha_i | V + D | m_{\epsilon'} \rangle \langle m_{\epsilon'} | K | \beta_E \rangle}{E - \epsilon'} d\epsilon', \\ \langle \beta'_\epsilon | K | \beta_E \rangle &= \langle \beta'_\epsilon | V + D | \beta_E \rangle + P \int \frac{\langle \beta'_\epsilon | V + D | m_{\epsilon'} \rangle \langle m_{\epsilon'} | K | \beta_E \rangle}{E - \epsilon'} d\epsilon', \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中  $\beta$  取  $\psi, f$ 。积分含有对分立态求和的意义  $|m_{\epsilon'}\rangle = |\alpha_i; n-1\rangle, |\beta_{\epsilon'}; n-1\rangle$ 。以下将  $K, D, V$  的矩阵元, 表示成下标的形式。并用 1 表示  $\psi$ , 2 表示  $f$ , 如  $D_{1\epsilon, 2\epsilon'} = \langle \psi_\epsilon | D | f_{\epsilon'} \rangle$ ;  $K_{1\epsilon, 2\epsilon'} = \langle \psi_\epsilon | K | f_{\epsilon'} \rangle$ 。由假设,  $D, V$  的矩阵元为

$$\left. \begin{aligned} D_{\alpha g} = D_{g\alpha}^* &= \sqrt{\frac{\omega_L}{2\epsilon_0 L^3}} \mu_{\alpha g} \sqrt{n}, & D_{g, 1\epsilon} &= \sqrt{\frac{\omega_L}{2\epsilon_0 L^3}} \mu_{g\epsilon} \sqrt{n}, \\ D_{\alpha, 2\epsilon} &= \langle \alpha | D | f_\epsilon \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon^3}{4\pi^2 \epsilon_0 c^3}} \mu_{\alpha f}, \\ D_{1\epsilon, 2\epsilon'} &= \langle \psi_\epsilon | D | f_{\epsilon'} \rangle = \sqrt{\frac{\omega^3}{4\pi^2 \epsilon_0 c^3}} \mu_{\epsilon f}, \\ V_{\alpha, 1\epsilon} &= \langle \alpha | V | \psi_\epsilon \rangle = V_{\alpha, \epsilon}, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

其它  $(H - H_0)$  的矩阵元都为零。

方程组(6)是一个积分方程组, 严格求解是很困难的, 这里将利用文献[6]中引用的近似方法。注意到  $|D_{1\epsilon, 2\epsilon'}|^2 \ll 1$ , 从而可用代入法将方程(6)中的  $K_{\xi', \xi E} (\xi, \xi' = 1, 2)$  相互代入, 最后只保留两次项, 则得到  $K_{\xi', \xi E}$  用  $K_{\alpha, \xi E} (\xi, \xi' = 1, 2; \alpha_i = g, \alpha)$  线性表示的方程组

$$\left. \begin{aligned} K_{1\epsilon, 1E} &= \bar{V}'_{1\epsilon, 1E} + \frac{\bar{V}'_{1\epsilon, g}}{E - E_g} K_{g, 1E} + \frac{\bar{V}'_{1\epsilon, \alpha}}{E - E_\alpha} K_{\alpha, 1E}, \\ K_{1\epsilon, 2E} &= \bar{V}'_{1\epsilon, 2E} + \frac{\bar{V}'_{1\epsilon, g}}{E - E_g} K_{g, 2E} + \frac{\bar{V}'_{1\epsilon, \alpha}}{E - E_\alpha} K_{\alpha, 2E}, \\ K_{2\epsilon, 1E} &= \bar{V}'_{2\epsilon, 1E} + \frac{\bar{V}'_{2\epsilon, g}}{E - E_g} K_{g, 1E} + \frac{\bar{V}'_{2\epsilon, \alpha}}{E - E_\alpha} K_{\alpha, 1E}, \\ K_{2\epsilon, 2E} &= \bar{V}'_{2\epsilon, 2E} + \frac{\bar{V}'_{2\epsilon, g}}{E - E_g} K_{g, 2E} + \frac{\bar{V}'_{2\epsilon, \alpha}}{E - E_\alpha} K_{\alpha, 2E}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

将(8)式代入  $K_{\alpha, \xi E}$  方程, 则可得到关于  $K_{\alpha, \xi E}$  的一个线性方程组

$$\begin{pmatrix} \frac{E - E_g - F_g}{E - E_g} & -\frac{\bar{V}'_{\alpha g}}{E - E_\alpha} & 0 & 0 \\ -\frac{\bar{V}'_{\alpha g}}{E - E_g} & \frac{E - E_\alpha - F_\alpha}{E - E_\alpha} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{E - E_g - F_g}{E - E_g} & -\frac{\bar{V}'_{g\alpha}}{E - E_\alpha} \\ 0 & 0 & -\frac{\bar{V}'_{\alpha g}}{E - E_\alpha} & \frac{E - E_\alpha - F_\alpha}{E - E_\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} K_{g, 1E} \\ K_{\alpha, 1E} \\ K_{g, 2E} \\ K_{\alpha, 2E} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{V}'_{g, 1E} \\ \bar{V}'_{\alpha, 1E} \\ \bar{V}'_{g, 2E} \\ \bar{V}'_{\alpha, 2E} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

其中

$$\left. \begin{aligned}
 \bar{V}'_{1g,1E} &= P \int \frac{D_{1g,2g'} D_{2g',1E}}{E-\epsilon'} d\epsilon', \quad \bar{V}'_{1g,2E} = D_{1g,2E}, \\
 \bar{V}'_{2g,1E} &= D_{2g,1E}, \quad \bar{V}'_{2g,2E} = P \int d\epsilon' \frac{D_{2g,1g'} D_{1g',2E}}{E-\epsilon'}, \\
 \bar{V}_{ga} &= \bar{V}_{ag}^* = D_{ga} + P \int \frac{D_{g,1g'} V_{1g',a}}{E-\epsilon'} d\epsilon' + P \int \frac{D_{g,1g'} D_{1g',2g''} D_{2g'',a}}{(E-\epsilon')(E-\epsilon'')} d\epsilon' d\epsilon'', \\
 \bar{V}_{g,1E} &= D_{g,1E} + P \int \frac{D_{g,1g'} D_{1g',2g''} D_{2g'',1E}}{(E-\epsilon')(E-\epsilon'')} d\epsilon' d\epsilon'', \\
 \bar{V}_{a,1E} &= V_{a,1E} + P \int \frac{D_{a,2g'} D_{2g',1E}}{E-\epsilon'} d\epsilon' + P \int \frac{V_{a,1g'} D_{1g',2g''} D_{2g'',1E}}{(E-\epsilon')(E-\epsilon'')} d\epsilon' d\epsilon'', \\
 \bar{V}_{g,2E} &= P \int \frac{D_{g,1g'} D_{1g',2E}}{E-\epsilon'} d\epsilon', \\
 \bar{V}_{a,2E} &= P \int \frac{V_{a,1g'} D_{1g',2E}}{E-\epsilon'} d\epsilon' + P \int \frac{D_{a,2g'} D_{2g',1g''} D_{1g'',2E}}{(E-\epsilon')(E-\epsilon'')} d\epsilon' d\epsilon'' + D_{a,2E}, \\
 F_a &= P \int \frac{V_{a,1g'} V_{1g',a} + V_{a,2g'} V_{2g',a}}{E-\epsilon'} d\epsilon' + P \int \frac{V_{a,1g'} D_{1g',2g''} D_{2g'',a} + C.C.}{(E-\epsilon')(E-\epsilon'')} d\epsilon' d\epsilon'', \\
 F_g &= P \int \frac{D_{g,1g'} D_{1g',g}}{E-\epsilon'} d\epsilon',
 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned}
 F_a &= P \int \frac{V_{a,1g'} V_{1g',a} + V_{a,2g'} V_{2g',a}}{E-\epsilon'} d\epsilon' + P \int \frac{V_{a,1g'} D_{1g',2g''} D_{2g'',a} + C.C.}{(E-\epsilon')(E-\epsilon'')} d\epsilon' d\epsilon'', \\
 F_g &= P \int \frac{D_{g,1g'} D_{1g',g}}{E-\epsilon'} d\epsilon',
 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

式中  $F_a$ ,  $F_g$  分别为  $|a\rangle$  态与  $|g\rangle$  态的位移,  $\bar{V}$  分别为考虑连续态耦合后各态间的相互作用量。

从(8)式和(9)式很容易得到反作用算符  $K$  的各矩阵元,再将之代入方程(4)式和(2)式便可以得到  $H$  的本征矢  $|\psi_B\rangle$ 。但其中含有两个待定的参量  $B_1$ ,  $B_2$ 。它们可由归一化条件确定

$$(\psi_B | \psi_B) = \delta(\bar{E} - E), \quad (12)$$

如记  $K_{ij} = K_{iBjE}$ 。令

$$\bar{B} = \begin{pmatrix} 1 - i\pi K_{11} & -i\pi K_{12} \\ -i\pi K_{21} & 1 - i\pi K_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

(12)式变成  $\bar{B} + \bar{B} = 1$ , 它存在两个根。这样,便完整地求得了  $H$  的本征矢  $|\psi_B^j\rangle$  ( $j=1, 2$ )。根据量子理论,给定初态  $|\psi(0)\rangle$  后,系统在  $t$  时刻的态可以写成

$$|\psi(t)\rangle = \int |\psi_B^j\rangle \exp(-iEt) dE (\psi_B^j | \psi(0)\rangle), \quad (14)$$

任意力学量的时间变化信息完全包含于(14)式中。

### 1. $|\psi_B^j\rangle$ 态的物理意义

设系统初始时刻处于  $|g, n\rangle$  态,则  $t$  时刻系统仍处于  $|g, n\rangle$  态的几率幅由(14)式得

$$g(t) = g_1(t) + g_2(t), \quad (15)$$

$$g_j(t) = \int |\langle g, n | \psi_B^j \rangle|^2 \exp(-iEt) dE, \quad j=1, 2. \quad (16)$$

而当  $t \rightarrow \infty$  时,系统处于连续态  $|\psi_{E'}, n-1\rangle$ ,  $|f_{\omega'}, n-1\rangle$  的几率可由(2)式算得,分别为

$$I_1(E') = \lim_{t \rightarrow \infty} |\langle \psi_{E'}, n-1 | \psi(t) \rangle|^2 = \left| \frac{1}{E' - E_g} [K_{g,1E'} B_1 + K_{g,2E'} B_2] \right|^2, \quad (17)$$

• 运算中,曾应用了文献[4]中的公式(11)。

$$I_2(\omega') = \lim_{t \rightarrow \infty} |\langle f_{\omega'}, n-1 | \psi(t) \rangle|^2 = \left| \frac{1}{\omega' - E_g} [K_{g,1\omega'} B_1^2 + K_{g,2\omega'} B_2^2] \right|^2. \quad (18)$$

比较(16)式可知

$$g_i(t) = \int I_i(E) \exp(-iEt) dE, \quad i=1, 2, \quad (19)$$

(19)式表明, 初态在 $|\psi_B^1\rangle$ 上的投影部分在 $t \rightarrow \infty$ 时运动到 $|\psi_B\rangle$ 态上, 在 $|\psi_B^2\rangle$ 态上的投影部分最后运动到 $|f_B\rangle$ 态。换句话说,  $|\psi_B^1\rangle$ 态在 $t \rightarrow \infty$ 时由于激光场的作用和组态相互作用散射到 $|\psi_B\rangle$ 态,  $|\psi_B^2\rangle$ 态散射成为 $|f_B\rangle$ 态。即

$$|\psi_B^1\rangle = U(0, -\infty) |\psi_B\rangle, \quad (20)$$

$$|\psi_B^2\rangle = U(0, -\infty) |f_B\rangle, \quad (21)$$

其中 $U(0, \infty) = \lim_{t \rightarrow \infty} \exp(-iHt)$ 为莫勒(Möller)算子<sup>[7]</sup>

## 2. 自发辐射所产生的光子能谱

(18)式即自发辐射所产生光子能谱表达式。进一步将(9)式和(13)式的结果代入, 可得

$$I_2(\omega) = \left| \frac{A_2}{A} \right|^2, \quad (22)$$

$$\left. \begin{aligned} A_2 &= \sqrt{\frac{\gamma_2}{2\pi}} \left\{ \Delta_g \left[ \left( \Delta_a - \frac{i\Gamma_1}{2} \right) \left( \Delta_g - \frac{i\gamma_1}{2} \right) - (g+i)^2 \frac{\Gamma_1\gamma_1}{4} \right] \right. \\ &\quad \left. - i \frac{\sqrt{\Gamma_1\gamma_1}}{2} \left( \Delta_g - \frac{q\Gamma_1}{2} \right) \left( \Delta_g + \frac{q\gamma_1}{2} \right), \right. \\ A &= \left[ \left( \Delta_a - \frac{i\Gamma_1}{2} \right) \left( \Delta_g - \frac{i\gamma_1}{2} \right) - (g+i)^2 \frac{\Gamma_1\gamma_1}{4} \right] \left[ \Delta_g \left( \Delta_a - \frac{i\gamma_2}{2} \right) - \frac{\Gamma_1\gamma_1}{4} q^2 \right], \\ \Gamma_1 &= 2\pi |V_{a,1E}|^2, \quad \gamma_1 = 2\pi |\bar{D}_{g,1E}|^2, \quad \gamma_2 = 2\pi |D_{a,2E}|^2, \\ q &= \frac{\bar{D}_{ag}}{\pi \bar{V}_{a,1E} \bar{V}_{1E,g}}, \quad \Delta_a = \omega - \omega_a - F_a, \quad \Delta_g = \omega - E_g - F_g, \quad \omega_g + \omega_L = E_g, \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

式中 $\Gamma_1$ 为自电离态宽度,  $\gamma_1$ 为直接激发到电离态的速率,  $\gamma_2$ 为从 $|a\rangle$ 到 $|f\rangle$ 态的自发辐射速率, 和 $q$ 为Fano不对称因子。推导过程中忽略了小项 $\bar{V}_{2g}$ 、 $\bar{V}_{11}$ 、 $\bar{V}_{22}$ 和 $\bar{V}_{12}$ 。

自发辐射系数 $2\gamma_2 = 4\pi |\bar{V}_{a,2E}|^2 \approx (2\omega^3/3\pi\epsilon_0 c^3) \|\bar{\mu}_{af}\|^2$ , 这里的等效偶极矩阵元

$$\bar{\mu}_{af} = \mu_{af} (1+P) \left\{ \frac{de'}{\pi(E-\epsilon')q_1(\epsilon')} \right\},$$

$$q_1(\epsilon') = \frac{D_{a,2E}}{\pi V_{a,1\epsilon'} D_{1\epsilon',2E}}.$$

如果 $\|\bar{\mu}_{af}\|$ 具有束缚态间跃迁偶极矩的量级, 则 $\gamma_2$ 具有通常的爱因斯坦 $A$ 系数的量级,  $\gamma_2 \sim (10^7 \sim 10^8)$ , 而 $\Gamma_1 = 2\pi |\bar{V}_{a,1E}|^2$ 为自电离态的宽度, 一般的自电离态 $\Gamma_1 \sim (10^{11} \sim 10^{13})$ <sup>[2]</sup>。通常光电离速率与光强成正比, 通常它相同于光学吸收截面 $\sigma \sim (10^{-17} \sim 10^{-18}) \text{cm}^2$ <sup>[8]</sup>。因此在光强 $I = (\sigma_2/\sigma) \hbar\omega \sim (10^4 \sim 10^6) \text{W/cm}^2$ 时, 与 $\gamma_2$ 有相近的量级。当 $I \ll I_0$ 时, 自发辐射过程对激光感应自电离的影响非常大, 此时, 不能不考虑自发辐射过程的影响。当 $I \gg I_0$ 时, 自发辐射 $\gamma_2$ 可以作为小的修正来考虑, 此时, 方程(16)~(19)完全退化成以前用Fano的方法所得的结果。

光子能谱特性具有很奇特的性质。当 $\gamma_2 \ll \gamma_1 \ll \Gamma_1$ 时, 用计算机计算(22)式的谱分布(图1)表明, 它具有高度不等的两个尖峰。峰宽为 $\gamma_2$ 的量级, 间隔为 $(q\sqrt{\Gamma_1\gamma_1}/2) = |\bar{D}_{ag}|$ , 即 $g$ 态与 $|a\rangle$ 态间激光场所引起的拉比(Rabi)振荡频率。这一点可以这样理解: 由于自发辐

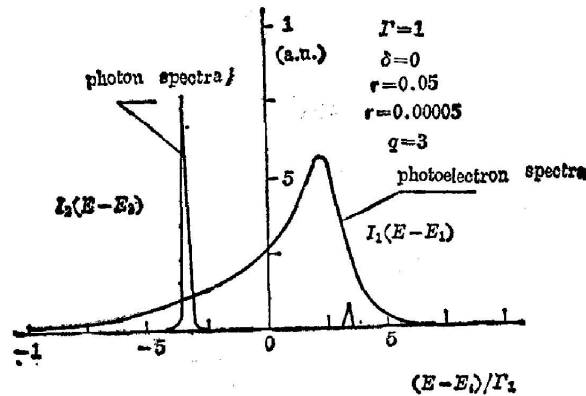


Fig. 1 Photon and photoelectron spectra of laser induced autoionization, without considering the multiphoton process.  $E_1 = \omega_L + \omega_p + F_p$ ,  $E_2 = \omega_L + (\omega_p - \omega_y) + F_a$ , the energy at ionization limit is zero

射主要是由于  $|a\rangle$  态所产生的, 而由于激光场的作用, 它与  $|g\rangle$  态构成缀饰 (Dressed) 态, 而成为间隔为拉比频率的两个能级, 这两个能级又由于组态相互作用和激光引起的  $|a\rangle$  和  $|g\rangle$  与  $|\psi_B\rangle$  态的耦合, 产生一定的位移, 并且分成几个部分以不同的速率向  $|\psi_B\rangle$  态跃迁。这些不同衰减速率的成分中的某一分量向  $|f_\omega\rangle$  态的衰减形成自发辐射。由通常的分立能级的情况可知, 这种衰减产生的光子能谱宽度应为该部分总衰减速率, 在这里即近似为  $\gamma_2$  量级\*。光子能谱的这一特性也表明, 光辐射主要地来源于  $|g\rangle$  态上粒子的部分的贡献, (以  $\gamma_2$  衰减部分), 而非  $|a\rangle$  态上粒子。即这个自发发射过程更加接近于共振加强的自发喇曼过程。

### 三、多光子过程的影响

由前面所叙, 在光强较强 ( $I \gg I_0$ ) 时, 自发辐射过程的影响可以忽略不计。然而, 从  $|a\rangle$  和  $|\psi_B\rangle$  态向更高连续态的跃迁将随光强的增强而增强, 因此, 这一过程对光电离的影响更为重要。对这一过程的理论描述完全可以按前面所叙的方法进行; 假设  $I \gg I_0$ , 而忽略自发辐射过程, 将  $|f, \omega\rangle$  视为由激光场引起与  $|a\rangle$  或  $|\psi_B\rangle$  态耦合的更高电子能级  $|\psi_{2B}\rangle$ 。相应地作变换

$$D_{a,2\omega} \rightarrow \sqrt{\frac{\omega_L}{2\epsilon_0 L^3}} \mu_{a,2\omega} \sqrt{n}, \quad D_{1\omega,2\omega'} \rightarrow \sqrt{\frac{\omega_L}{2\epsilon_0 L^3}} \mu_{1\omega,2\omega'} \sqrt{n}. \quad (24)$$

显然,  $|D_{1\omega,2\omega'}|^2 \ll |D_{a,2\omega}|^2, |V_{a,1\omega}|^2$ , 从而可作以前同样的解法。图 2 是用计算机根据 (22) 式计算的光电子能谱分布。图 2(a) 中  $\Gamma_2 = 2\pi |D_{a,2B}|^2 = 0$ ,  $|\psi_{2B}\rangle$  态上没有光电子分布, 其中右边一个较宽的峰放大了 40 倍, 这种三峰结构在极点近似下还未曾见过报道。图 2(b) 中, 虽然  $|\mu_{a,2\omega}|^2 = 1.5 |\mu_{g,1B}|^2$ , 但  $|\psi_{2B}\rangle$  上总的光电子数仍较  $|\psi_{1B}\rangle$  上少。同时,  $|\psi_{2B}\rangle$  上的光电子能谱分布远较  $|\psi_{1B}\rangle$  上的复杂, 它具有多于两个极大点的结构, 并且各个峰的形状表现出很不对称。这是由于  $|a\rangle$  与  $|g\rangle$  形成的缀饰态, 产生交流斯塔克分裂。 $|\psi_{1B}\rangle$  上的光电子能谱也由于多光子过程而变形, 图 2(a) 中的中间锐峰被“挤到”右边峰中, 形成一个较窄的峰, 左边的峰出现凹陷。显然, 如果  $|\mu_{a,2\omega}|^2 \ll |\mu_{g,1B}|^2$ , 则多光子过程的影响可以忽略不计。

\* 对初态处于  $|g, n\rangle$  态的情况, 电离速率为  $\Gamma$  的部分在  $\gamma_1 \ll \Gamma_1$  时很小, 从而主要是  $\gamma_1$  速率衰减。

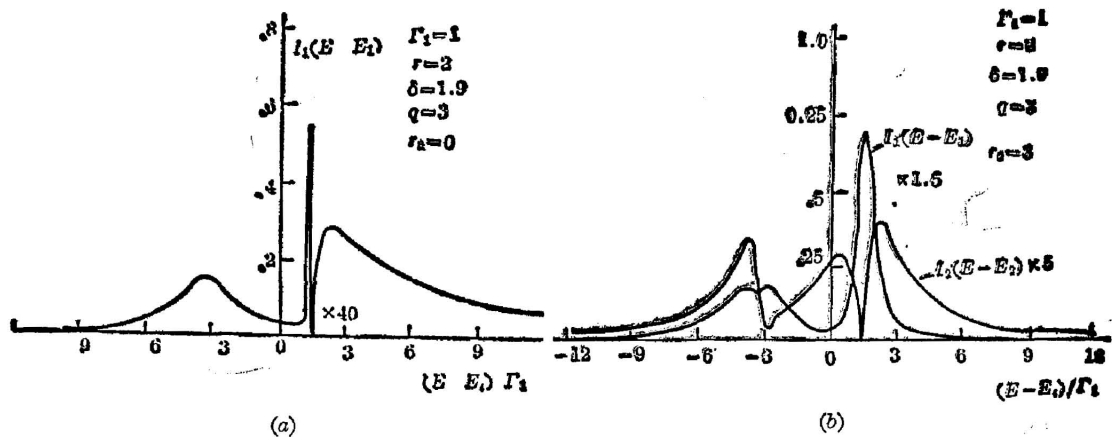


Fig. 2 Photoelectron spectra (a) without and (b) with the contribution of multiphoton process.

$$E_1 = \omega_L + \omega_p + F_p, \quad E_2 = 2\omega_L + \omega_p + F_p, \quad \text{the energy at ionization limit is zero}$$

#### 四、结 束 语

本文用反作用算符的方法,讨论了激光诱导自电离过程中,自发辐射过程和多光子过程的影响。得到了自发辐射的光子能谱和发射的光电子能谱的解析表达式。讨论了自发辐射过程的物理图像。所得结果与极点近似下的结果有较大的差异。由于给出了能谱与束缚态上粒子数变化的关系式(15)~(19),从而束缚态上粒子数变化的动力学过程,可以通过相应能谱的傅里叶变换求得。

#### 参 考 文 献

- [1] Lloyd Armstrong *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1978, **18**, No. 6 (Dec), 2538~2549.
- [2] G. S. Agarwal, *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1982, **26**, No. 4 (Oct), 2277~2280; Maciej Lewenstein; *Phys. Rev. Lett.*, 1983, **50**, No. 6 (Feb), 417~420.
- [3] J. H. Eberly; *J. Phys. (B)*, 1978, **11**, No. 6 (Nov), L611~613.
- [4] U. Fano; *Phys. Rev.* 1961, **124**, No. 6, (Dec), 1866~1878.
- [5] U. Fano, J. W. Cooper; *Rev. Mod. Phys.*, 1968, **40**, No 3 (July), 441~507.
- [6] P. Lambropoulos, P. Zoller; *Phys. Rev. (A)*, 1981, **24**, No. 1 (July), 379~397.
- [7] C. D. Lin; *Phys. Rev. (A)*, **9**, 1974, No. 1 (Jan), 171~180.
- [8] Paul Roman; *Advanced Quantum Theory*; (Reading, Mass., Addison-Wesley, 1965).

## Effect of multiphoton process and spontaneous emission on laser induced autoionization

LI SHIFANG AND LIN FUCHENG

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

(Received 6 October 1986; revised 18 December 1986)

### Abstract

The atoms at autoionization state can be excited to higher continuum state, as well as transit to bound states by spontaneous emission a photon in laser induced autoionization. The effect of these processes on the laser induced autoionization process has been investigated by means of using the reaction matrix. The effect of spontaneous emission process is small in general case, but its spectrum shows that the emission is contributed mainly from the spontaneous Raman scattering enhanced by the autoionization state, and the Dressed atom picture was shown clearly. The multiphoton process makes the photoelectron spectra and laser induced autoionization process very complicated. For example, the photoelectron spectra of one and two-photon process have multi-maximum structure.

**Key Words:** laser induced autoionization.