

# 激光场与自电离态的相互作用

李世芳 林福成

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

利用自电离态的概念和 Fano 的自电离理论,研究了由单模激光场和组态相互作用引起两个分立能态与连续态的耦合。

关键词: 激光场; 自由离态。

## 一、引 言

对自电离态的研究已有较长的历史,近年来,随着激光器的发展,有可能采用强激光将原子从基态多次激发到自电离态。因此,对强激光场与包含自电离能级在内的原子能级相互作用的理论也得到进一步的发展。Lambropoulos 和 Zeller 曾给出了一个激光场将一个分立能级与一个自电离能级耦合的较为普遍的理论;他们给出了用拉普拉斯(Laplace)变换法和格林(Green)函数法两种方式求解薛定谔方程;Lee 和 Bears 用格林函数方法讨论了双光子过程激发到自电离态的动力学过程<sup>[1]</sup>;Dastider 和 Lambropoulos<sup>[2]</sup>给出了通过双光子过程将分立束缚态分子共振激发到自电离态的过程;Andeynshin<sup>[3]</sup>考虑了用强电磁场耦合两个自电离态对光电离过程的影响。这些激光共振激发原子到自电离态的理论大都是基于 Fano<sup>[4]</sup>的自电离理论。然而,Fano 的论文<sup>[5]</sup>中,引入了未定函数  $Z(E)$ <sup>\*</sup>,并起着非常重要的作用,在某种程度上代替了作用算符<sup>[6]</sup>  $K$  的地位。但在应用格林函数理论的大多数论文中,都引用了偶极(pole)近似<sup>[3]</sup>,这一假设等效于认为  $Z(E) = -i\pi$ <sup>\*\*</sup>。

本文利用 Fano 的  $Z(E)$  函数方法和自电离态的概念<sup>[7]</sup>(而不作偶极近似),研究了激光场与包括自电离能级在内的原子相互作用。给出了适应多个激光场共振激发至自电离态的普遍公式,并以单个激光场耦合一个分立束缚能级与一个自电离能级为例,作了进一步的讨论,得到了光电离动力学过程的严格解析表达式。最后,研究了这种电离过程发射的光电子能谱,发现光电子能谱存在三峰结构。所得的结果与偶极假设下的结果有明显的差别。

## 二、基本思想

设想有  $n$  个频率不等的激光场,分别与  $n+1$  个原子能级近共振相互作用。如图 1 所示,其中位置最高的能态是自电离态;按照 Fano 的理论,可以认为它是由组态相互作用耦

收稿日期: 1986年8月16日

\* 文献[5]公式(4)。

\*\* 文献[1]公式(4, 14)。

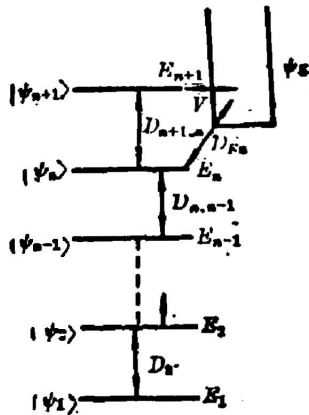


Fig. 1 Simplified atom levels and their interaction with laser field

合的一个分立态  $|\psi_{n+1}\rangle$  与一个连续能带  $|\psi_E\rangle$  的集合。假设激光场很强, 从而各能级间由于真空场产生的耦合可以忽略不计, 同时略去从自电离能级向更高的连续能级的光致跃迁 (假设没有自电离态间的共振作用), 以及从束缚态向非自电离能级的连续能带的跃迁。假设各激光场都是单模电磁场。从 Dressed 原子理论可知, 这几个激光场将所有共振作用的束缚态耦合到  $|\psi_{n+1}\rangle$  能级附近并与连续能级耦合产生新的能级, 即自电离能级。组态相互作用使  $|\psi_{n+1}\rangle$  与  $|\psi_E\rangle$  耦合成自电离能级。自电离能级又通过激光场的作用与自电离能级混合。

以下如果没有特殊说明, 将采用 Fano<sup>[5]</sup> 相同的符号来表示各相应的物理量。由以上假设, 可以写出系统的哈密顿量为\*

$$H = H_A + H_E + D + V, \tag{1}$$

$$\left. \begin{aligned} H_A &= \sum_i E_i b_i^\dagger b_i + \int E b_E^\dagger b_E dE, \\ \{b_i^\dagger, b_i\} &= \delta_{ij}, \quad \sum_j b_j^\dagger b_j + \int b_E^\dagger b_E dE = 1, \\ H_E &= \sum_j \omega_j a_j^\dagger a_j, \quad [a_n^\dagger, a_m] = \delta_{nm}, \\ D &= \mu \cdot E = \sum_j \sqrt{\frac{\hbar \omega_j}{2 \epsilon_0 V}} (a_j b_{j+1}^\dagger b_j + H.O.) \mu_j + \left[ \sqrt{\frac{\hbar \omega_E}{2 \epsilon_0 V}} \mu_E (a_n^\dagger b_E b_E^\dagger + H.O.) \right] dE, \\ V &= \int [V_{E0} b_E^\dagger b_{n+1} + H.O.] dE, \end{aligned} \right\} \tag{2}$$

式中  $\{ \}$  表示反对易关系。  $H_A, H_E, D, V$  分别为自由原子的哈密顿量, 自由场的哈密顿量, 激光场与原子相互作用和组态相互作用。  $b_i^\dagger, b_i, b_E^\dagger, b_E$  和  $a_j^\dagger, a_j$  分别为原子分立态, 连续态和激光场的产生和湮灭算符。  $\mu_j = \langle \psi_{j+1} | \mu \cdot \epsilon_j | \psi_j \rangle$ , 通过适当选取本征矢量的相位而取实数,  $\mu = e\mathbf{r}$  为偶极矩算符,  $\epsilon_j$  为频率  $\omega_j$  的激光场的偏单位向量。  $\mu_E = \langle \psi_E | \mu \cdot \epsilon_n | \psi_n \rangle$ , 同样取实数。  $V$  为量子化体积。

给定初态  $|\psi(0)\rangle$ , 求在  $H$  作用下的运动, 有多种方法。这里按照以上所叙的方法求解这个问题。即求出  $H$  的本征值  $E$  及本征矢  $|\psi_E\rangle$ , 然后将初态向  $|\psi_E\rangle$  投影, 求出  $|\psi(t)\rangle$

$$|\psi(t)\rangle = \exp(-iHt) |\psi_0\rangle = \int \exp(-iEt) |\psi_E\rangle dE \langle \psi_E | \psi(0) \rangle, \tag{3}$$

设本征矢  $|\psi_E\rangle$  可以用 Fock 态线性叠加, 即

$$\left. \begin{aligned} |\psi_E\rangle &= \sum_{n_1, n_2, \dots, n_n} C(\dot{v}; n_1, n_2, \dots, n_n) |\dot{v}; n_1, n_2, \dots, n_n\rangle \\ &\quad + \sum_{n_1, n_2, \dots, n_n} \int b(E'; n_1, n_2, \dots, n_n) |E'; n_1, n_2, \dots, n_n\rangle dE', \\ H |\psi_E\rangle &= E |\psi_E\rangle, \\ |\dot{v}; n_1, n_2, \dots, n_n\rangle &= |\psi_i\rangle |n_1\rangle |n_2\rangle \dots |n_n\rangle, \\ |E'; n_1, n_2, \dots, n_n\rangle &= |\psi_{E'}\rangle |n_1\rangle |n_2\rangle \dots |n_n\rangle, \\ a_j^\dagger a_j |\dot{v}; n_1, n_2, \dots, n_n\rangle &= n_j |\dot{v}; n_1, n_2, \dots, n_n\rangle, \end{aligned} \right\} \tag{4}$$

\*  $D, V$  的表达式中已引入旋波近似。

$$\left. \begin{aligned} b_j^\dagger b_j |\hat{i}; n_1, n_2, \dots, n_n\rangle &= \delta_{ij} |\hat{i}; n_1, n_2, \dots, n_n\rangle, \\ b_{E'}^\dagger b_{E'} |\psi_E\rangle &= \delta(E'' - E') |\psi_E\rangle. \end{aligned} \right\}$$

与 Dressed 原子方法相似, 不难证明,  $|\psi_E\rangle$  可以在 Fock 空间中的一个子空间中展开。这样的子空间的基矢可以表示成

$$V_p = \left\{ |\hat{i}; n_1-1, n_2-1, \dots, n_{i-1}-1, n_i, n_{i+1}, \dots, n_n\rangle, \hat{i}=1, 2, \dots, n+1; \right. \\ \left. |E; n_1-1, n_2-1, \dots, n_n-1\rangle; \sum_{j=1}^n n_j = p \right\}, \quad (5)$$

要验证这一点, 只需验证  $H$  矩阵中,  $V_n$  中的任意态矢与  $V_m (m \neq n)$  中的任意态矢的矩阵元为零。记  $|\varphi_i\rangle = |\hat{i}; n_1-1, n_2-1, \dots, n_{i-1}-1, n_i, \dots, n_n\rangle$ ,  $|\varphi_E\rangle = |E; n_1-1, n_2-1, \dots, n_n-1\rangle$ , 则  $|\psi_E\rangle$  的表达式(4)式可以写成

$$|\psi_E\rangle = C_i |\varphi_i\rangle + \int b_{E'} |\varphi_{E'}\rangle dE'. \quad (6)^*$$

由(4)式第二式得

$$C_i (E - \varepsilon_p - \varepsilon_i) |\varphi_i\rangle + \int (E - \varepsilon_p - \delta_{E'}) b_{E'} |\varphi_{E'}\rangle dE' = (V + D) |\psi_E\rangle, \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_p &= E_1 + \sum_{i=1}^n n_i \omega_i, & \delta_i &= (E_i - E_1) - \sum_{j=1}^{i-1} \omega_j, \\ \delta_1 &= 0, & \delta_{E'} &= (E' - E_1) - \sum_{j=1}^n \omega_j. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

由(7)式得

$$b_{E'} = \left[ \frac{1}{E - \varepsilon_p - \delta_{E'}} + Z(E) \delta(E - \varepsilon_p - \delta_{E'}) \right] (V_{E'i} + D_{E'i}) C_i, \quad (9)$$

$$(E - \varepsilon_p - \delta_i) C_i = \left[ D_{ii} + P \int \frac{V_{E'i} (V_{E'i} + D_{E'i})}{E - \varepsilon_p - \delta_{E'}} dE' \right] C_i + Z(E) V_{iE} (V_{E'i} + D_{E'i}) C_i. \quad (10)$$

(10)式中引入了 Fano 的  $Z(E)$  函数, 并与以往一样, 选取分立束缚态间的组态相互作用及连续态间光场产生的耦合为零的基矢。(10)式是一个关于  $C_i$  的线性方程组, 要使  $|\psi_E\rangle$  有非零解, 必须使(10)式的系数行列式为零, 这个条件确定了  $Z(E)$  的函数关系式, 并由此方程组, 可以得到对应于能量  $E$  的本征矢量  $\{C_i\}$ , 代入(9)式即可以得到  $b_{E'}$ , 最后由正交归一化条件确定本征矢量的不确定系数。这样就求出了能量为  $E$  的本征矢量  $|\psi_E\rangle$ 。至于其他力学量随时间的变化原则上都可以从(3)式确定的态  $|\psi(t)\rangle$  求得。

### 三、最简单的情况

为了把以上的理论具体化, 以  $n=1$  为例作进一步的推导。这样的问题曾用许多方法研究过<sup>[1, 8, 9]</sup>, 但有些计算繁杂, 最终表达式的物理意义也不很明显, 有的只是在小信号条件下成立。以下将看到, 我们的推导十分简单, 最终表达式中的量都是意义明确的原子能级参量和外激光场的强度。并且, 由于避免了使用偶极近似, 其结果也与以往理论结论有明显的差异。

\* 这里与以下均采用爱因斯坦求和法则, 取  $\hbar=1$ 。

当  $n=1$  时, (10) 式简化成

$$\left. \begin{aligned} C_2 \left[ \delta_2 + \epsilon_p - E + F - Z(E) \frac{\Gamma}{2\pi} \right] + C_1 [\bar{D}_{21} - Z(E) V_{2E} D_{E1}] &= 0, \\ C_2 [\bar{D}_{12} - Z(E) V_{E2} D_{1E}] + C_1 \left[ \epsilon_p - E + S + \frac{\gamma}{2\pi} Z(E) \right] &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} F(E) &= P \int \frac{|V_{E'2}|^2}{E - \epsilon_p - \delta_{E'}} dE', \\ \Gamma &= 2\pi |V_{E2}|^2, \quad S = P \int \frac{|D_{1E'}|^2}{E - \epsilon_p - \delta_{E'}} dE', \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

式中  $F(E)$  是  $E$  的缓变函数, 它表征组态相互作用引起的自电离态中心位置的移动;  $\Gamma$  表征自电离态的宽度;  $S$  表示激光场引起的交流斯塔克位移;  $\gamma = 2\pi |D_{1E}|^2$  为激光场将束缚态原子激发到连续态而电离的非共振电离速率

$$\begin{aligned} \bar{D}_{12} - \bar{D}_{21}^* &= \sqrt{\frac{\hbar\omega_L}{2\epsilon_0 V}} \sqrt{n+1} \left( \mu_{12} + P \int \frac{V_{E'2} \mu_{1E'}}{E - \epsilon_p - \delta_{E'}} dE' \right) \\ &= \sqrt{\frac{\hbar\omega_L(n+1)}{2\epsilon_0 V}} \mu_{1E} \pi V_{E2} q, \end{aligned} \quad (13)$$

后一等式引用了 Fano 的不对称因子  $q$  的定义式\*。

$$D_{1E} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_L(n+1)}{2\epsilon_0 V}} \mu_{1E} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_L(n+1)}{2\epsilon_0 V}} \langle \psi_1 | \mu \cdot \epsilon | \psi_E \rangle, \quad (14)$$

式中  $\omega_L$  为激光场的频率,  $\epsilon$  为它的单位偏振向量,  $n$  为单模激光场在量子化体积  $V$  中的总光子数。

(11) 式的系数行列式为零得

$$\left. \begin{aligned} Z(E) &= \frac{\Delta_1 \Delta_2 - (q^2 \Gamma \gamma / 4)}{\gamma \Delta_1 + \Gamma \Delta_2 - q \Gamma \gamma} 2\pi, \\ \Delta_1 &= \delta_2 + (\epsilon_p - E) + F, \quad \Delta_2 = \epsilon_p - E + S, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

从而能量  $E$  的本征态为

$$\left. \begin{aligned} |\psi_E\rangle &= a(E) |2, n-1\rangle + G |1, n\rangle + P \int \frac{\bar{V}_{E'2} |\psi_{E'}; n-1\rangle}{E' - E} dE' - Z(E) V_{E2} |\psi_E; n-1\rangle, \\ G &= \frac{-\Delta_1 + (Z(E) \Gamma / 2\pi)}{V_{2E} D_{E1} [\pi q - Z(E)]}, \quad \bar{V}_{E'2} = V_{E'2} + G D_{E'1}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

归一化条件  $\langle \psi_{E''} | \psi_{E'} \rangle = \delta(E' - E'')$  要求<sup>[5]</sup>

$$a(E) = \frac{\sin \Delta}{\pi |\bar{V}_{E2}|}, \quad \text{tg } \Delta = -\frac{\pi}{Z(E)}. \quad (17)$$

### 1. 电离过程的动力学

在激光作用下, 初始处于束缚态的原子被电离的几率为<sup>[5]</sup>

$$P = 1 - \sum_n |\langle 1, n | \psi(t) \rangle|^2, \quad (18)$$

利用 (15)、(16) 式通过代数运算后得原子在激光场作用的  $t$  时刻处于基态的几率幅

\* 参见文献[5]中(20)式。

$$g(T) = \int \exp(-iET) \langle 1, n | \psi_E \rangle \langle \psi_E | 1, n \rangle dE \\ = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[\Delta_1 - (q\Gamma/2)]^2 (\gamma/2\pi) \exp(-i\Delta_1 T)}{[\Delta_1 \Delta_2 - (q^2 \Gamma \gamma/4)]^2 + [(\gamma \Delta_1 + \Gamma \Delta_2 - q\Gamma \gamma)^2/4]} d\Delta_1. \quad (19)$$

这个简单的傅里叶反演积分,可以直接利用约当引理求得。为此求出被积函数分母为零的根。它是下面方程的两个根及其复共轭

$$\Delta_1 \Delta_2 - (q^2 \Gamma \gamma/4) + [i(\gamma \Delta_1 + \Gamma \Delta_2 - q\Gamma \gamma)/2] = 0. \quad (20)$$

记  $\delta = \delta_2 + (F - S)$  为考虑了组态相互作用  $F$  及交流斯塔克位移  $S$  后的激光频率失谐。则(20)式的根可以写成

$$\Delta_1 = \frac{1}{2} \left\{ \left( \delta - i \frac{\Gamma + \gamma}{2} \pm \sqrt{\left[ \delta^2 + q\Gamma \gamma - \frac{(\Gamma + \gamma)^2}{4} \right] + i[2q\Gamma \gamma + \delta\Gamma - \delta\gamma]} \right) \right. \\ \left. = \alpha'_\pm + i\beta'_\pm, \right. \quad (21)$$

$\alpha'_\pm, \beta'_\pm$  取实数。记  $\alpha_\pm = \alpha'_\pm; \beta_\pm = |\beta'_\pm|$ , 则(19)式可以写成

$$g(T) = \frac{\gamma}{2\pi} \frac{i}{(\alpha_+ - \alpha_-) + i(\beta_- - \beta_+)} \left\{ \frac{[\alpha_+ - (\Gamma q/2) - i\beta_+]^2}{2\beta_+ [(\alpha_+ - \alpha_-) - i(\beta_+ - \beta_-)]} \exp(-i\alpha_+ T - \beta_+ T) \right. \\ \left. - \frac{[\alpha_- - (\Gamma q/2) - i\beta_-]^2}{2\beta_- [(\alpha_- - \alpha_+) - i(\beta_- + \beta_+)]} \exp(-\alpha_- T - \beta_- T) \right\}, \quad (22)$$

(22)式与以往用拉普拉斯变换法求解薛定谔方程所得的结果有很大的差别\*。于是  $T$  时刻原子处于基态的几率为

$$|g(T)|^2 = O \{ D^2 \exp(-2\beta_+ T) + 2DE \exp[-(\beta_+ + \beta_-)T] \\ \times \cos[(\alpha_+ - \alpha_-)T - 2(\xi - \theta_+ - \theta_-)] + E^2 \exp(-2\beta_- T) \}, \quad (23)$$

$$O = \frac{\gamma^2}{4[(\alpha_+ - \alpha_-)^2 + (\beta_+ - \beta_-)^2]} \frac{1}{(\alpha_+ - \alpha_-)^2 + (\beta_+ + \beta_-)^2}, \quad \xi = -\text{tg}^{-1} \left[ \frac{\beta_+ + \beta_-}{\alpha_+ - \alpha_-} \right], \\ D = \frac{[\alpha_+ - (\Gamma q/2)]^2 + \beta_+^2}{\beta_+}, \quad E = \frac{[\alpha_- - (\Gamma q/2)]^2 + \beta_-^2}{\beta_-}, \\ \theta_+ = -\text{tg}^{-1} \left[ \frac{\alpha_+ - (\Gamma q/2)}{\beta_+} \right], \quad \theta_- = -\text{tg}^{-1} \left[ \frac{\alpha_- - (\Gamma q/2)}{\beta_-} \right]. \quad (24)$$

(18)式变成

$$P = 1 - |g(T)|^2. \quad (25)$$

(23)、(25)式描述了所考虑系统的动力学过程,这里只含有原子能级参数  $\Gamma, F, q$  及与激光场有关的常数  $\delta, S, \gamma$ 。其中  $S, \gamma$  与激光光强成正比。如图 2 是在不同激光光强时,  $|g(T)|^2$  随  $T$  的变化。从这组曲线可以看出,当光强很小时,  $|g(T)|^2$  为指数规律衰减;光强较强时,  $|g(T)|^2$  总是存在并只有一个除  $T=0$  外的极大点,介于中间,  $|g(T)|^2$  为衰减的拉比(Rabi)振荡。这一特性与(22)式中两项的指数衰减速率有关,图 3 是  $\delta=0$  时,  $\beta_+, \beta_-$  随激光场强度变化的情况,  $\gamma$  太小或太大时,  $\beta_+$  与  $\beta_-$  相差很大,从而(22)式中的两项很难发生干涉而形成拉比振荡,为了求得中等光强时拉比振荡的行为,定义相干度  $\eta = 2DE / (D^2 + E^2)$ , 以描述拉比振荡的振幅,图 4 给出了  $\eta$  值随光强的变化。图 3 与图 4 相结合,不难看出,  $\gamma$  值存在两个区域,在这样的区域中  $\beta_+, \beta_-$  比较接近,且  $\eta$  值也较大,一般说在这

\* 参阅文献[1]公式(3, 27)。

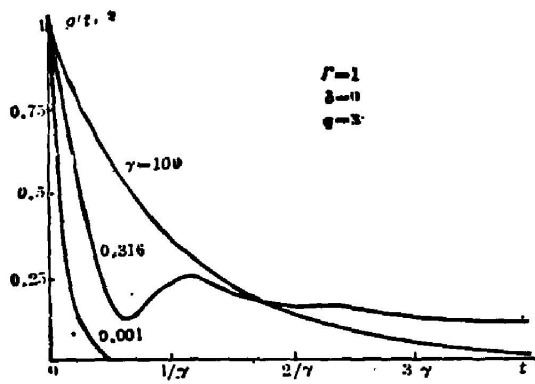


Fig. 2 Population ground state vs. time under various levels of laser intensity

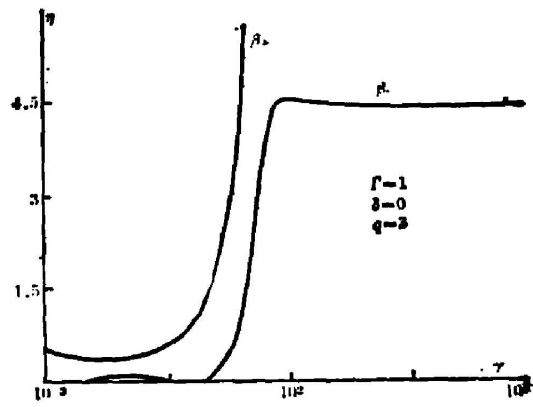


Fig. 3  $\beta_+$ ,  $\beta_-$  vs. laser intensity

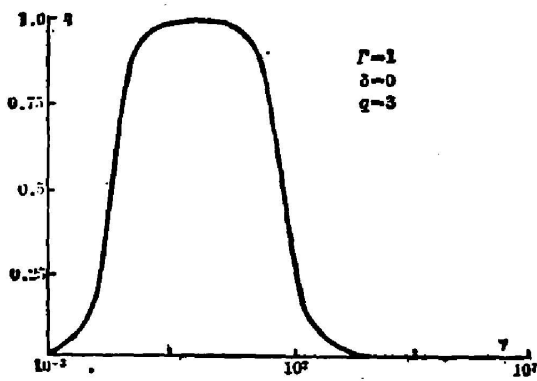


Fig. 4 Amplitude of Rabi oscillation vs. laser intensity

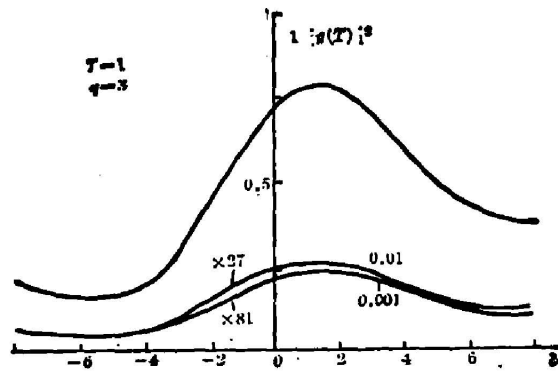


Fig. 5a Ionization possibility vs. the detune. Interaction time  $T=1/\Gamma$

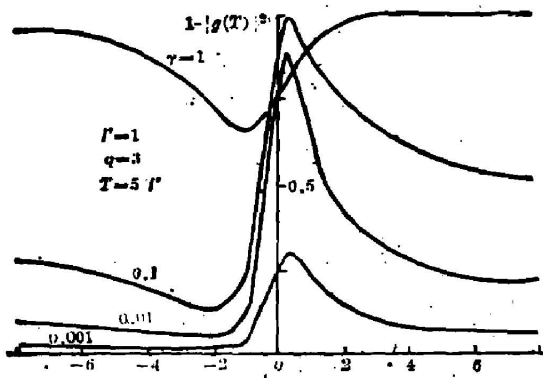


Fig. 5b Same as 5a except  $T=5/\Gamma$

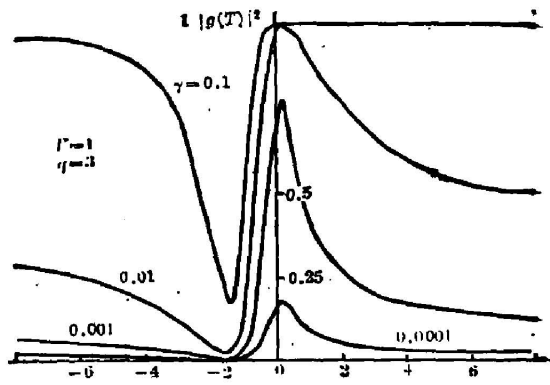


Fig. 5c  $T=50/\Gamma$

样的区域中, 拉比振荡表现得较为明显。回想起考虑自发辐射衰减的两能级原子与单模激光场相互作用的拉比振荡行为, 不难得到, 自电离态具有更为复杂的性质。

在弱信号光强时(即  $\gamma \ll \Gamma$ ), (21)式简化为

$$\left. \begin{aligned} \alpha_+ &\approx \delta + \frac{\Gamma\gamma}{4} \cdot \frac{q^2\delta + q\Gamma + \delta}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)}, & \beta_+ &\approx \frac{[\delta + (\Gamma q/2)]^2}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)} \cdot \frac{\gamma}{2}, \\ \alpha_- &\approx -\frac{\Gamma\gamma}{4} \frac{\delta q^2 + q\Gamma + \delta}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)}, & \beta_- &\approx \frac{\Gamma + \gamma}{2} - \frac{[\delta + (\Gamma q/2)]^2}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)} \cdot \frac{\gamma}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

并由图 3 知, 这时的结果过渡到 Fano 所给出的微扰近似下的结果\*。

对于光场很强的情况, 即  $\gamma \gg \Gamma$ , (21)式简化为

$$\left. \begin{aligned} \alpha_+ &= \delta + \frac{q^2\delta - q\gamma - \delta}{\delta^2 + (\gamma^2/4)} \frac{\Gamma\gamma}{4}, & \beta_+ &= \left| \frac{\Gamma + \gamma}{2} - \frac{[\delta + (q\gamma/2)]^2}{\delta^2 + (\gamma^2/4)} \frac{\Gamma}{2} \right|, \\ \alpha_- &= -\frac{q^2\delta - q\gamma - \delta}{\delta^2 + (\gamma^2/4)} \frac{\Gamma\gamma}{4}, & \beta_- &= \frac{[\delta + (q\gamma/2)]^2}{\delta^2 + (\gamma^2/4)} \frac{\Gamma}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

但此时由于  $D \ll E$ ,  $|g(T)|^2$  主要以  $2\beta_-$  的速率指数衰减。这时的电离速率近似为  $q^2\Gamma$ , 并具有类似宽度为  $\gamma$  的不对称线型, 不对称因子仍为  $q$ 。这一结论表明, 在强光条件下, 主要的耦合是激光场引起的, 系统主要表现为展自电离态, 并由组态相互作用, 使展自电离态受到微扰激发。可见,  $|\psi_1\rangle$  与  $|\psi_2\rangle$  的地位是完全相等的。

## 2. 光电离谱特性

设激光场与原子作用时间为  $T$ , 则激光场中心频率调谐时, 得到的光电离几率如图 5 所示。当  $T$  很小时, 光电离几率与失谐的变化是一个在  $\delta=0$  附近略有共振信号的谱型(图 5a), 随着  $T$  的增加, 弱光场时的谱型接近于 Fano 微扰近似的线型, 但光强较大时, 却相差较大, 在小信号处分立态与连续态偶极矩干涉为零的地方只出现一个小凹陷的线型(图 5b)。  $T$  再增加, 但保持光脉冲能量不变时, 凹陷更加深(图 5c)。但与微扰论所得到的结论不同, 连续态与分立态间的干涉并不能使电离率为零, 而只是使它较小。光强越强, 或相互作用时间越短, 这种干涉引起的光电离率的减小就越不明显。这一结论部分可以理解为光作用时间越短, 光场的频谱就越宽; 光场越强, 系统就越接近展自电离态。

## 3. 光电子能谱特性

用这样的方法, 研究光电子能谱也是简便的,  $t$  时刻电子处在  $|\psi_{E''}\rangle$  态的几率幅为

$$\mathcal{F}_{E''}(t) = \langle \psi_{E''} | \psi(t) \rangle = \int \exp(-iEt) |\alpha(E)|^2 G^*(E) \left[ \frac{\bar{V}_{E''2}}{E'' - E} - 2(E'') \bar{V}_{E''2} \delta(E - E'') \right]. \quad (28)$$

当  $t \rightarrow \infty$  时, (25)式简化成

$$\mathcal{F}_{E''}(t \rightarrow \infty) = \frac{(T\Delta_2^* + \gamma\Delta_1^* - q\Gamma\gamma)(\Delta_1^* - q\Gamma\gamma)\Gamma[i\pi - Z(E)]}{4\pi^2 D_{E''} [( \Delta_1^* \Delta_2^* - q^2[(\gamma/4)^2 + (\Gamma\Delta_2^* + \gamma\Delta_1^* - q\Gamma\gamma)^2/4 ] )]} \exp(-iE''t). \quad (29)$$

它可以看成是一个在自由空间中能量为  $E''$  的电子的波函数。找到能量为  $E''$  的电子的几率密度为

$$J(E'') = |\mathcal{F}_{E''}(t \rightarrow \infty)|^2 = \left| \frac{G(E'')}{\bar{V}_{E''2}} \right|^2 \frac{1}{\pi^2 + Z^2(E)}. \quad (30)$$

\* 参见文献[5]中的公式(21)。

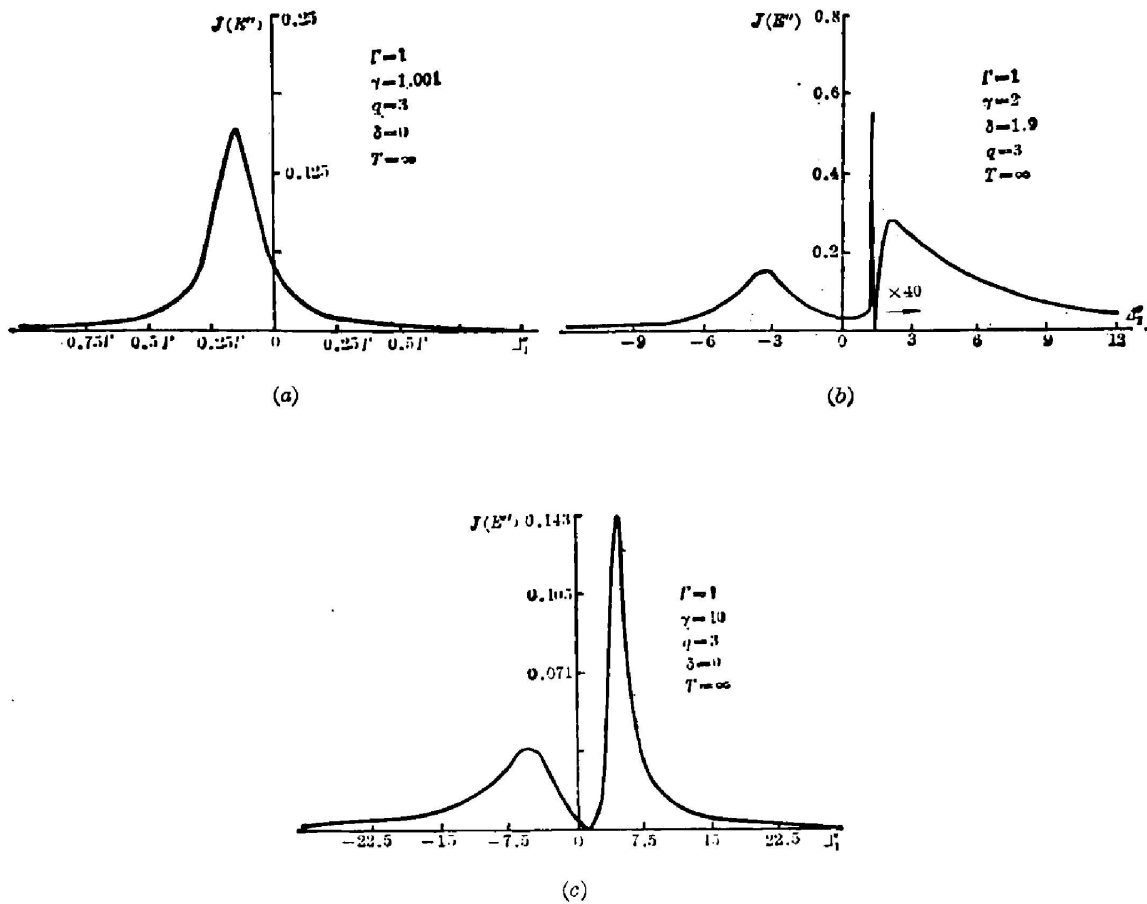


Fig. 6 Photoelectron energy spectra under various conditions. The left maximum in Fig 6b is amplified 40 times

(30)式表明, 初始时刻的态, 在  $H$  的本征值为  $E''$  的本征矢量上投影分量, 在  $t \rightarrow \infty$  时, 运动列  $H_0 = H_A + H_B$  的能量为  $E''$  本征态。这一结论在量子力学的形式散射理论<sup>[10]</sup>中是熟知的。Fano 也曾提出并证明激光场耦合分立束缚态与一个自电离态而引起的光电离过程, 等效于电子的散射过程。这一结论具有普遍的意义。

(30)式是一个由分子为能量  $E''$  的二次多项式, 分母为  $E''$  的四次多项式构成的代数式。一般讲来, 这个函数存在三个极大点和两个极小点(不包括无限远点), 从而它应为三峰结构。图 6 是从(30)式计算所得的光电子能谱分布。其中两个峰较宽, 一个较窄, 改变光强或激光场的失谐量, 窄峰可以被“压缩”到很高很锐, 最后被“挤入”另外两个峰中, 渐渐演化成两个分立的宽度和强度相近的双峰结构。当光场很弱时, 三个峰不能分辨, 而成为单峰。光电子能谱峰的“挤压”现象曾有过理论计算结果的报道<sup>[9]</sup>, 但还没有见到实验报道。事实上, 对光电子能谱的测量精度很低, 很难分辨这种精细结构。但光子能谱的测量精度则要高得多。因此, 可以通过(30)式的关系, 将对光电子能谱的测量转变成对  $\psi_1$  态几率幅的测量, 这种测量可以利用从该态向下跃迁产生的荧光光子谱或利用另外的激光场来探测。



## 参 考 文 献

- [1] P. Lambropoulos, P. Zoller; *Phys. Rev. A*, 1981, **24**, No. 1 (Jul), 379.
- [2] Brier Lee *et al.*; *Phys. Rev. A*, 1975, **12**, No. 6 (Dec), 2447.
- [3] K. Bai Dastidar *et al.*; *Phys. Rev. A*, 1984, **29**, No. 1 (Jan), 183.
- [4] A. I. Andeynshin *et al.*; *J. Phys. B*, 1982, **15**, No. 17 (Sep), 2851.
- [5] U. Fano *Phys. Rev.*, 1961, **124**, No. 6 (Dec), 1866.
- [6] U. Fano, J. W. Cooper; *Rev. Mod. Phys.*, 1968, **40**, No. 3 (Jul), 441.
- [7] G. J. Part; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1972, **QE-8**, No. 7 (Jul), 623.
- [8] J. A. Armstrong, J. J. Wynne; *Phys. Rev. Lett.*, 1974, **33**, No. 20 (May), 1183.  
Lyoyd Armstrong *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1975, **34**, No. 20 (May), 1290.  
Bruce W. Shore; *Phys. Rev. A*, 1977, **16**, No. 1 (Jul), 277.
- [9] K. Rzazewski, J. H. Eberly; *Phys. Rev. Lett.*, 1981, **47**, No. 6 (Aug), 408.
- [10] Paul Roman; *«Advanced Quantum Theory»*, (Reading, Mass., Addison-Wesley, 1965).

## Interaction between laser and autoionization state

LI SHIFANG AND LIN FUCHEN

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

(Received 16 August 1986)

## Abstract

The coupling of discrete states with ionization continuum state induced by monochromatic lasers and configuration interaction was studied by means of both quasi-autoionization state approximation as well as the Fano's autoionization theory.

**Key words:** laser field; autoionization state.