

# 激光场缀饰的原子的自发辐射特性—— 谱的瞬时行为, Aulter-Townes 双 重线的选择性激发

李世芳 林福成

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

本文从理论上研究了共振激光场缀饰的原子自发辐射谱随时间的演化。讨论了系统的初态“制备”及其对原子激发过程和自发辐射过程的影响, 比较了全量子理论与半经典理论对激光场与原子共振相互作用的研究, 当驱动场处于相干态时, 它们之间可以建立等价关系, 对自发辐射谱的时间特性及其观测和有关的一些物理概念进行了讨论。

关键词: 缀饰的原子, 自发辐射谱, 选择性激发。

## 一、引 言

强激光场缀饰的原子产生交流斯塔克效应, 形成 Aulter-Townes 双重能级结构。在半经典理论中, 这一现象被解释为布洛赫(Bloch)矢量的进动。Fisk 等人<sup>[1]</sup>在定态“强探测场”情况下通过观测强激光场缀饰的原子态的荧光辐射, 对 Ba 原子的缀饰态的激发谱进行了实验研究, 并与理论计算比较。Bai 等人<sup>[2]</sup>, 在“弱探测场”情况下, 通过探测强激光场缀饰的原子态的吸收谱和对激光场的相位作  $\pm 90^\circ$  的“突然”改变, 研究了 Yb 原子缀饰态不同 Aulter-Townes 分量的选择性激发及其吸收谱的时间演化特性。本文在对 Aulter-Townes 分量选择性激发情况下, 讨论原子自发辐射的谱特性及其时间演化行为。

我们曾用 Fano 的自电离理论研究了激光诱导自电离过程及自发辐射对其的影响<sup>[3]</sup>。这一方法基于形式散射理论<sup>[4]</sup>, 最近 Lami 和 Rahman<sup>[5]</sup>用类似的方法研究了多个激光场与同一自电离态共振的过程。用这一方法研究缀饰原子的自发辐射是一个直接的推广。本文给出这一研究的几个结果。其中包括自发辐射谱的时间演化行为; “制备”原子的初始相位和激光场相位对激发过程及其自发辐射谱的影响, 并由此讨论了用全量子理论研究激光场和物质相干作用过程与应用经典理论时相对应的关系。当驱动场处于相干态时, 全量子理论的描述与半经典理论的描述完全相同。利用量子力学基本理论及最近量子跳跃(Quantum jump)的研究结果<sup>[6]</sup>, 对自发辐射谱的时间演化行为及其物理概念进行了讨论。

## 二、模型与结果

考虑如图 1 所示的三能级系统。单模激光场耦合裸原子(undressed atom)基态  $g$  与激发态  $e$ , 激发态与另一较低的能态  $f$  通过与真空场相互作用耦合。设基态与激发态间的偶极矩  $\mu_{ef}$  较激发态与能级  $f$  间的偶极矩  $\mu_{eg}$  小得多, 从而使激发态与基态间真空场的耦合作用可以忽略不计。我们要研究的问题是, 给定原子和激光场的初始状态, 求在以后任意时刻原子或自发辐射场的状态。即当初始时刻对激光场与原子的状态进行观测后, 预言以后任意时刻, 对该系统任意力学量(如原子处于某态的几率, 自发辐射场具有某一能量的光子的几率)进行测量所得的结果。对这样一个量子力学问题, 将用标准的求解本征值问题进行讨论。其中最关键的是求得所考虑的系统(激光场, 真空场和自发辐射场及原子之和)的本征矢量。如果不考虑具有连续能量的自发辐射态, 许多作者已用缀饰原子方法解决了这个问题<sup>[7]</sup>。对于这样包含连续能级的缀饰过程, 最近已证明仍然是方便有效的<sup>[3, 5]</sup>。这种缀饰过程是从形式散射理论<sup>[4]</sup>衍生而来的, Fano 曾利用它来将原子的组态相互作用对角化, 而得到原子的本征矢及各态间的跃迁偶极矩<sup>[8]</sup>。用这一方法不难得到我们所研究的系统本征值为  $E^n$  的本征态矢为

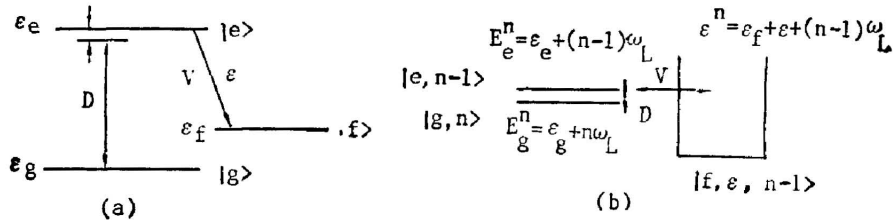


Fig. 1 The energy level and interaction

(a) Undressed atom; (b) Undressed atom and the quantized electromagnetic field

$$\left. \begin{aligned} |\psi_E, n\rangle &= |g, n\rangle U_{g, fE}^n + |e, n-1\rangle U_{e, fE}^n + \int d\epsilon |f, \epsilon, n-1\rangle U_{fE, fE}^n \\ U_{g, fE}^n &= D_{g0} V_{e, fE} / A; \quad U_{e, fE}^n = (E^n - E_g^n) V_{e, fE}^* / A, \\ U_{fE, fE}^n &= \left[ A, \delta(\epsilon^n - E^n) + P \frac{E^n - E_g^n}{E^n - \epsilon^n} V_{fE, \epsilon} V_{e, fE} \right] / A, \\ V_{e, fE} &= \langle e, n-1 | V | fE, n-1 \rangle, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= (E^n - E_g^n) (E^n - E_g^n) - \Delta (E^n - E_g^n) - \Omega^2, \\ A &= A_1 - i\Gamma (E^n - E_g^n), \\ \Delta &= P \int \frac{V_{e, fE} V_{fE, \epsilon}}{E^n - \epsilon^n} d\epsilon^n, \\ 2\Gamma &= 2\pi |V_{e, fE}|^2, \quad D_{g0} = \Omega = \langle g, n | D | e, n-1 \rangle, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中  $V_{e, fE}$  与电磁场的光子数  $n$  无关。  $E_e^n$ 、  $E_g^n$ 、  $\epsilon^n$  在图 1 中标出,  $\omega_L$  为激光频率,  $\epsilon_e$ 、  $\epsilon_g$ 、  $\epsilon_f$  分别为裸原子  $e$  态,  $g$  态和  $f$  态的能量,  $\Delta$  为拉姆(Lamb)位移。  $D_{g0}$  为拉比频率,

$$D_{pp} = \Omega \alpha \sqrt{n} \quad (3)$$

取为实数,  $\Gamma$  为爱因斯坦自发辐射系数\*。

由于  $\Omega$  含光子数  $n$  及  $\Omega$  的函数隐含  $n$  外, 其它量与  $n$  无关, 特别是类似于  $E^n - E_0^n$  等项。如果我们处理的问题为  $n$  的根方差  $\Delta n \ll \bar{n}$ , 因  $\Omega \alpha \sqrt{n}$ , 则  $\Omega$  可以取  $\bar{n}$  代入, 而上面各式中, 上标  $n$  都可以去掉。

我们已经知道  $|\psi_E, n\rangle$  态可以写成

$$\begin{aligned} |\psi_E, n\rangle &= U(0, \infty) |f, E, n-1\rangle, \\ U(0, -\infty) &= \lim_{t \rightarrow -\infty} \exp(-iHt) \end{aligned}$$

为 Moller 算子<sup>[9]</sup>。即若初始时刻系统处在  $|\psi_E, n\rangle$  态, 在  $t \rightarrow \infty$  时, 系统将处于  $|f, E, n-1\rangle$  态。这样, 我们便很清楚地看到在衰减的系统缀饰过程与散射之间的关系。

求得了系统哈密顿量的本征态  $|\psi_E, n\rangle$ , 便能从初始条件得知系统的时间演化。在薛定谔表象中, 系统的时间演化规律完全由态矢的演化规律描述。若系统初始时刻  $t_0$  处于纯态 (pure state)  $|\psi(0)\rangle$ , 则系统在  $t > t_0$  时刻的态可以写成

$$|\psi(t)\rangle = \sum_n \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_E, n\rangle \exp[-iE^n(t-t_0)] \langle \psi_{E,n} | \psi(0) \rangle dE^n, \quad (4)$$

系统的任意力学量  $A$  在  $t$  时刻的平均值写成

$$\langle A(t) \rangle = \langle \psi(t) | A | \psi(t) \rangle, \quad (5)$$

若系统初始时刻处于混合态, 则它们可以用密度矩阵描述成

$$\rho(t_0) = \sum_p \omega_p |\psi_p(0)\rangle \langle \psi_p(0)|, \quad (6)$$

式中  $\omega_p$  为经典几率, 满足  $\sum_p \omega_p = 1$ 。  $t > t_0$  时刻系统的状态, 用密度矩阵写成

$$\left. \begin{aligned} \rho(t) &= \sum_p \omega_p |\psi_p(t)\rangle \langle \psi_p(t)|, \\ |\psi_p(t)\rangle &= \sum_n \int |\psi_E, n\rangle \exp[-iE^n(t-t_0)] \langle \psi_{E,n} | \psi_p(0) \rangle dE^n, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

系统任意力学量  $A$  的平均值写成

$$\left. \begin{aligned} \langle A(t) \rangle &= \text{Tr}[A\rho(t)] = \sum_p \omega_p A_p(t), \\ A_p(t) &= \langle \psi_p(t) | A | \psi_p(t) \rangle. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

### 1. 初始条件

假设初始时刻没有自发辐射场, 系统的初始状态可以写成原子初态、激光场初态与真空场三者之直积。本文将给出系统初始时刻处于纯态的计算结果, 并以混合态的角度讨论原子或激光场“制备”过程中的非相干性带来的影响。

由于波函数的总相位不具有物理意义, 从而总可以取初始时刻原子基态的几率幅  $C_g$  为实数  $\sqrt{1-C^2}$ ,  $C \leq 1$ , 而激发态的几率幅为  $C \exp(i\gamma)$ 。原子的初始状态为

$$|\psi_a(0)\rangle = \sqrt{1-C^2} |g\rangle + C \exp(i\gamma) |e\rangle. \quad (9)$$

由通常的激光器发射的单模激光场可以写成密度矩阵的形式<sup>[10]</sup>

$$\rho_i(0) = \int |\alpha\rangle \langle \alpha| \exp[-|\alpha - \alpha_0|^2 / 2\sigma^2] (1/2\pi\sigma^2) d^2\alpha, \quad (10)$$

\* 以上各式中  $\hbar=1$ ,  $P$  为取积分主部。

若  $\sigma \ll 1$ , 则  $\rho_i(0) \approx |\alpha_0\rangle\langle\alpha_0|$ 。此时系统的初始条件可以写成

$$|\psi(0)\rangle = |\psi_a(0)\rangle |\alpha_0\rangle |\mathbf{0}\rangle \quad (11)$$

式中  $|\mathbf{0}\rangle$  为自发辐射场处于真空态。

(2) 各原子态的粒子数算符及自发辐射场总光子数算符的平均值随时间的演化

原子的基态  $g$ , 激发态  $e$  及自发辐射场总光子数算符分别为  $b_g^+b_g$ ,  $b_e^+b_e$ ,  $\sum_{k,\lambda} a_{k,\lambda}^+ a_{k,\lambda}$ , 在 (11) 式的初始条件下, 它们的平均值为

$$\begin{aligned} P(g, t) &= |\langle\psi(t) | b_g^+ b_g | \psi(t)\rangle|^2 \\ &= \frac{\Omega^2}{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\beta_1 - \beta_2)^2} \left\{ \frac{b_1^2}{\alpha_1^2 + \beta_1^2} \exp(-2\beta_1 t) + \frac{b_2^2}{\alpha_2^2 + \beta_2^2} \exp(-2\beta_2 t) \right. \\ &\quad - \frac{2b_1 b_2}{\sqrt{(\alpha_1^2 + \beta_1^2)(\alpha_2^2 + \beta_2^2)}} \exp[-(\beta_1 + \beta_2)t] \cos[\theta_1 - \theta_2 + \kappa_1 - \kappa_2 \\ &\quad \left. + (\alpha_1 - \alpha_2)t] \right\}, \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P(e, t) &= |\langle\psi(t) | b_e^+ b_e | \psi(t)\rangle|^2 \\ &= \frac{1}{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\beta_1 - \beta_2)^2} \left\{ b_1^2 \exp(-2\beta_1 t) + b_2^2 \exp(-2\beta_2 t) \right. \\ &\quad \left. - 2b_1 b_2 \exp[-(\beta_1 + \beta_2)t] \cos[\theta_1 - \theta_2 + (\alpha_1 - \alpha_2)t] \right\}, \quad (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P(\text{spont}, t) &= |\langle\psi(t) | \sum_{k,\lambda} a_{k,\lambda}^+ a_{k,\lambda} | \psi(t)\rangle|^2 \\ &= \frac{\Gamma}{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\beta_1 - \beta_2)^2} \left\{ \frac{b_1^2}{\beta_1} [1 - \exp(-2\beta_1 t)] + \frac{b_2^2}{\beta_2} [1 - \exp(-2\beta_2 t)] \right. \\ &\quad - \frac{4b_1 b_2}{\sqrt{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\beta_1 - \beta_2)^2}} [\sin(\theta_1 - \theta_2 + \kappa) \\ &\quad \left. - \exp[-(\beta_1 + \beta_2)t] \sin(\theta_1 - \theta_2 + \kappa + (\alpha_1 - \alpha_2)t) \right\}, \quad (14) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_i &= \alpha_i - i\beta_i = \sqrt{\alpha_i^2 + \beta_i^2} \exp(-i\kappa_i), \quad i=1, 2 \\ \Omega \sqrt{1-C^2} + (\alpha_i - i\beta_i) \frac{\alpha_0^*}{|\alpha_0|} C \cdot \exp(-i\gamma) &= b_i \exp(-i\theta_i), \quad i=1, 2 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

由 (13)、(14) 式不难得到  $\frac{dP(\text{spont}, t)}{dt} = 2\Gamma P(e, t)$ 。 (16)

(16) 式是自发辐射的量子理论区别于非经典理论的一个重要公式。

图 2 给出了  $P(g, t)$ ,  $P(e, t)$  及  $P(\text{spont}, t)$  随时间的变化  $P(g, t)$ ,  $P(e, t)$  表现为衰减的拉比振荡过程。

(3) 自发辐射场的能谱随时间的演化

$t$  时刻找到能量为  $\epsilon$  的自发辐射光子的几率为

$$\begin{aligned} P(\text{spont}, \epsilon, t) &= |\langle\psi(t) | a_{\epsilon}^+ a_{\epsilon} | \psi(t)\rangle|^2 \\ &= \frac{\Gamma}{\pi [(\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\beta_1 - \beta_2)^2]} \\ &\quad \times \left\{ \frac{b_1^2}{(\epsilon - \alpha_1)^2 + \beta_1^2} [1 + \exp(-2\beta_1 t) - 2\exp(-\beta_1 t) \cos(\epsilon - \alpha_1)t] \right. \\ &\quad \left. + \frac{b_2^2}{(\epsilon - \alpha_2)^2 + \beta_2^2} [1 - \exp(-2\beta_2 t) - 2\exp(-\beta_2 t) \cos(\epsilon - \alpha_2)t] \right\} \end{aligned}$$

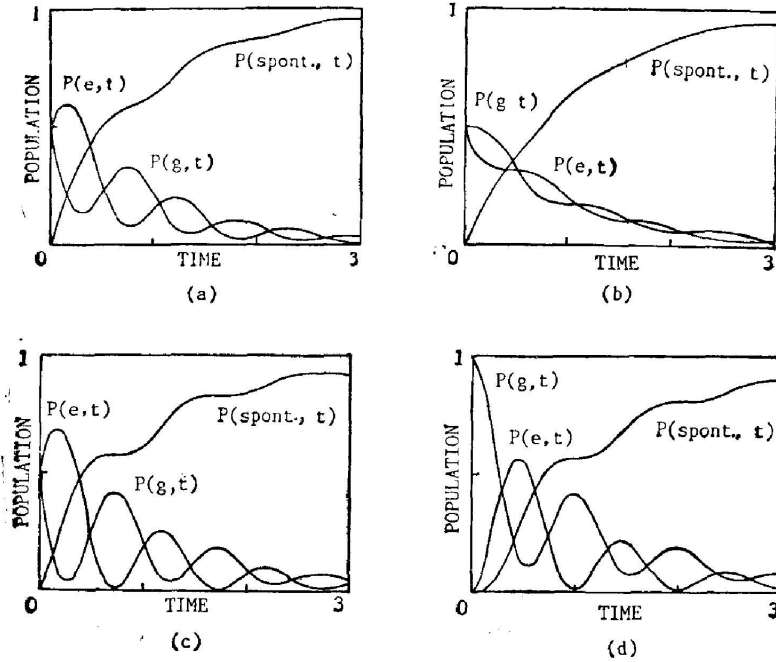


Fig. 2  $P(g, t)$ ,  $P(e, t)$  and  $P(spont., t)$  vs. time  $t(D_{00}=3\Gamma)$

(a) Detune 0,  $C=(0.5)10.5\exp(-i\pi/4)$ ; (b) Detune 0,  $C=(0.5)10.5$ ;  
 (c) Detune  $2.1\Gamma$ ,  $C=(0.5)10.5\exp(-i\pi/2)$ ; (d) Detune  $2.1$ ,  $C=0$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{2b_1b_2}{\sqrt{[(\epsilon-\alpha_1)^2+\beta_1^2][(\epsilon-\alpha_2)^2+\beta_2^2]}} \cdot [\cos(\theta_1-\theta_2-\varphi_1+\varphi_2) \\
 & -\exp(-\beta_2t)\cos(\theta_1-\theta_2-\varphi_1+\varphi_2+(\epsilon-\alpha_2)t) \\
 & -\exp(\beta_1t)\cos(\theta_1-\theta_2-\varphi_1+\varphi_2-(\epsilon-\alpha_2)t) \\
 & +\exp[-i(\beta_1+\beta_2)t]\cos(\theta_1-\theta_2-\varphi_1+\varphi_2-(\alpha_1-\alpha_2)t) ] \Big\}, \quad (17)
 \end{aligned}$$

(17)式中  $\varphi_i$  为复数  $\epsilon=\alpha_i+i\beta_i$  的辐角。图 3 给出了对应于图 2 中各参数, 几个时刻的自发辐射能谱。由计算所得图 3(a)、(b)可知, 完全一样(如图 3(a)所示)\*, 说明激光相位的改变并不改变自发辐射能谱。

### 三、讨 论

#### (1) 系统初态的“制备”及其对系统动力学过程的影响。

众所周知, 通常的原子系统(如自然条件下的气体原子, 放电管中或热管炉中由分子离解或溅射, 蒸发出来的原子等)都可以很好地用经典几率满足波尔兹曼分布的混合系统来描述。这样对于  $\epsilon_e-\epsilon_g \gg kT$  的情况, 原子系综便可以近似用基态作为纯系综来描述。这时  $C=0$ 。用电子碰撞或其他方法来激发原子, 可以获得  $C \neq 0$  的初始条件, 但由这些激发过程制备的初态往往是相位  $\gamma$  完全混乱的, 即非相干的。常通理解为混合系综。此时若系统初

\* 图 3(b)与图 3(a)完全一样, 故省之。

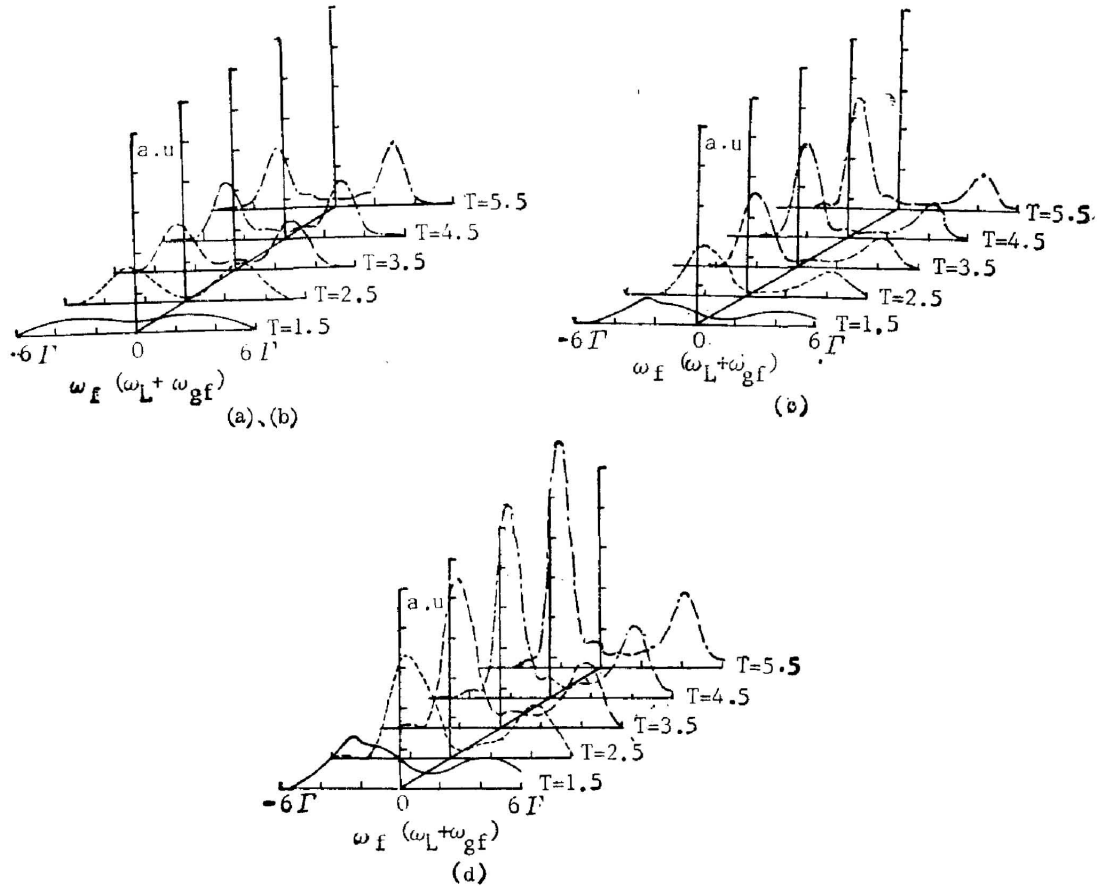


Fig. 3 The evolution of the photonemission-spectra  
 The parameter for Fig. 3(a), (b), (c) and (d) is same as that for Fig.2(a),  
 (b), (c) and (d) respectively.  $\omega_{gf} = \epsilon_g - \epsilon_f$ . The time  $T$  is in the unit  $1/\Gamma$

始时刻处于基态的几率为  $\omega_g$ , 激发态为  $\omega_e = 1 - \omega_g$ , (12) ~ (16) 式都可以经典统计分式进行叠加。例如, 基态的粒子数可以写成

$$P(G, t) = \omega_g [P(g, t) |_{e=0}] + \omega_e [P(g, t) |_{e=1}] \quad (18)$$

(18) 式中  $P(g, t) |_{e=0}$  表示在 (12) 式中取  $C=0$  代入所得的结果。

Bai<sup>[1]</sup> 最近用新的技术来制备原子初态。实验上, Bai 用驱动场先相干激发处于基态的纯系统, 之后, 某一时刻“突然”改变激光场的相位(他们是在激发面积为  $(\pi/2)$  后将激光场的相位改变  $\pm\pi/2$ )。这一过程在量子力学的描述中必须分成两个过程; 在激光场打开至实验改变相位的时刻, 是在初始条件为  $|g\rangle|\alpha_1\rangle$  下原子与激光场相互作用的过程,  $|\alpha_1\rangle$  为激光场相位未改变时的状态。相位的突变意味着这一过程的结束, 下一个相互作用过程的开始, 此时原子的状态既是前一过程的终态, 又是后一过程的初态\*。相对于后一相互作用过程来说, 前一个相互作用过程, 可以理解为制备一个相干的原子系统。这样预备的系统,  $|g\rangle$  和

\* 在这里我们理解相位改变过程是无限短的, 这样便可以理解为前一过程的结束是激光突然关掉, 然后紧接着相位改变了的激光场突然打开, 实验中相位的改变是有一定的时间的, 从而这一过程应该用更为复杂的扰动理论处理, 但我们应该相信, 足够快的过程用“突然”来描述是一个好的近似。

$|\theta\rangle$ 态的几率幅可以写成

$$\left. \begin{aligned} C_g &= \frac{\Omega}{a_1 - a_2} \left[ \frac{1}{a_1} \exp(-ia_1 T) - \frac{1}{a_2} \exp(-ia_2 T) \right], \\ C_e &= \frac{\Omega}{a_1 - a_2} [\exp(-ia_1 T) - \exp(-ia_2 T)] \cdot \frac{\alpha_1}{|\alpha_1|}, \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

式中  $T$  为这一制备过程的时间。在  $\Omega \ll \Gamma$  时,  $a_1 \approx \Omega$ ,  $a_2 \approx -\Omega$ , 从而存在

$$C_g = \cos \Omega T, \quad C_e = -i(\alpha_1 / |\alpha_1|) \sin \Omega T. \quad (20)$$

(20)式即拉比的振荡解, 改变  $T$ , 便可以相干制备所需的态。这与半经典理论中将布洛赫(Bloch)矢量旋转到某一特定位置相对应。

由图 2、3 可知, 系统的初态将决定着系统今后的状态。对这样一个事实, Bai 也曾用预备过程是对缀饰原子的不同的 Aulter-Townes 分量选择性激发来理解。最后我们指出, 这种半经典理论与量子理论的对应关系是基于激光场处于相干态的事实。

## 2. 自发辐射能谱的时间演化及其观测

Claude Cohen-Tannoudji 曾介绍了频谱测量的量子力学描述。根据 Agarwal 等人的文章<sup>[11]</sup>, 这里所计算的光子能谱与 Tannoudji 所指的频谱是一致的<sup>[10,11]</sup>。虽然从(16)式得知探测自发辐射场总光子数的几率是随时间不减的, 但某一频谱分量的荧光光子数都允许随时间增加而减小, 见(16)式。这在图 3 中也可以看出, 随时间增加, 各峰变窄, 峰边缘下降。对这一事实的理解, 涉及到量子力学的测量理论。 $t$ 时刻的谱是指  $t$ 时刻, 对系统自发辐射光子能谱进行观测, 这一观测所得到的只能是能量的本征值, 其几率由(16)式给出。在 Tannoudji 的测量方案中<sup>[10]</sup>, 即  $t$ 时刻, 探测原子频率为  $\omega$ 时, 测量原子处在  $b$ 态, 只有两种可能“是”与“不是”, 其“是”的几率由(16)式给出。最近的量子跳跃(Quantum Jump)实验证实了这一点<sup>[9]</sup>。而在初始时刻至观察时刻这段时间内, 被探测原子是否已辐射出光子, 它的能量是多少, 探测原子是否已跃迁到  $b$ 态是“无可奉告”的。这样我们对自发辐射谱随时间的变窄和边缘下降是由于辐射与再吸收过程的相干还是探测原子的时间响应及他们所起作用的程度也同样会“无可奉告”。

## 参 考 文 献

- [1] P. T. H. Fisk *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1986, **34**, No. 6 (Dec), 4762~4769.
- [2] Y. S. Bai, T. W. Mossberg; *Phys. Rev. Lett.*, 1986, **57**, No. 14(Oct), 1692~1695.
- [3] 李世芳, 林福成; 《光学学报》, 1987, **7**, No. 8(Aug), 673~681.  
李世芳, 林福成; 《光学学报》, 1988, **8**, No. 1(Jan), 19~26.
- [4] Marvin L. Golberger, Kemeth M. Waston; 《Collision Theory》, (John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney (1964), Chapt. 8.
- [5] Alessandro Lami, Naseem K. Rahman; *Phys. Rev. (A)*, 1986, **34**, No. 5(Nov), 3908~3916.
- [6] Th. Sauter *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1986, **57**, No. 14(Oct), 1696~1698.  
J. C. Bergquist *et al.*; *ibid.*, 1699~1702.
- [7] F. Persico *et al.*; *Acta Phys Austriaco*, 1985, **56**, No. 1, 21~36.  
林福成, 黄优宏; 《光学学报》, 1985, **5**, No. 11 (Nov), 1009~1017.
- [8] U. Fano, J. W. Cooper; *Rev. of Mod. Phys.*, 1968, **40**, No. 3(Jul), 441~507.
- [9] Paul Roman; 《Advanced Quantum Theory》, (Reading, Mass., Addison-Wesley, 1965).
- [10] C. C. Tannoudji; 《Atoms in Strong Field in Frontiers in Laser Spectroscopy》(North-Holland publishing company, Amsterdam, New York, Oxford, 1977), Ed. by Roger Balian *et al.*
- [11] G. S. Agarwal *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1982, **26**, No. 4 (Oct), 2277~2280.

## Photonemission-spectra from a laser dressed atom

LI SHIFANG AND LIN FUCHENG

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

(Received 18 May 1987; revised 9 December 1987)

### Abstract

The evolution of the photonemission-spectra from a laser dressed atom is investigated theoretically. The processes preparing initiative state and the effect of the initiative state on the exciting and spontaneous processes are discussed. The comparison of quantum theory and semiclassical theory for this study is made, when the drive field is coherent state, they are equivalent. The feature of the photonemission-spectra, its evolution and some physical problems related to them are also discussed.

**Key words:** dressed atom, spontaneous emission-spectra, selective excitation