

# 共振荧光中的量子拍

柳 梁 王育竹

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

本文计算了在双单色场驱动下二能级原子共振荧光的强度。结果表明其强度随时间振荡,并且是一系列谐波振荡的叠加,且振荡幅度最大的情况是当一单色场近共振地与原子作用,另一单色场的频率与第一单色场的频率差正好是第一单色场所对应的 Rabi 频率。这种现象称为共振荧光中的量子拍。

## 一、引 言

1969年 Mollow<sup>[1]</sup> 预言在单色场驱动下二能级原子共振荧光的谱分布存在着三个峰,如图 1 所示,即在高强度单色场激发下,二能级原子的散射谱除在激发场频率位置有一个主峰外,还存在着两个旁带峰,旁带峰大小相等,并且与主峰的间距分别为  $2\Omega_1$  与  $-2\Omega_1$ ,  $2\Omega_1$  为 Rabi 频率。实验上已观察到了这一现象<sup>[2]</sup>。

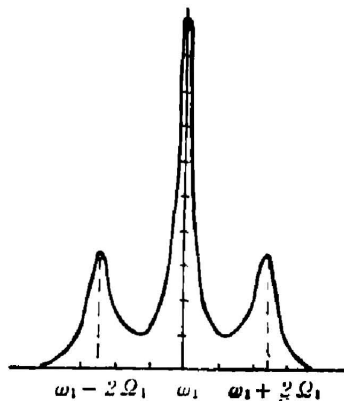


Fig. 1 Frequency distribution of resonance fluorescence of a two-level atoms system driven by a monochromatic field

1976年, Kimble 与 Mandel<sup>[3]</sup> 给出了在单色场作用下,二能级原子共振荧光的详细理论,结果是,共振荧光强度随时间振荡地趋向于一个稳定值。

我们考虑当用双单色场作用二能级原子时,由于存在着激光场与场之间的耦合,这种耦合将会严重地影响其荧光的强度。结果发现双单色场驱动二能级原子。其共振荧光强度在长时间内振荡,其振荡是一系列谐波振荡的叠加,谐波频率分别为  $0; \Delta\omega; 2\Delta\omega; \dots$ ,  $\Delta\omega$  为两激光频率差。我们还发现:当两激光频率差  $\Delta\omega$  接近于 Rabi 频率时,即一近共振激光的频率在图 1 中的  $\omega_1$  处,而另一激光的频率在图 1 中的  $\omega_1 + 2\Omega_1$  或  $\omega_1 - 2\Omega_1$  附近时,振幅为最大。这种现象称为共振荧光中的量子拍。

## 二、运动方程

假定为二能级原子,  $|1\rangle$  为基态,  $|2\rangle$  为激发态,上下能级间的跃迁频率为  $\omega_0$ 。

定义算子

收稿日期: 1985年7月9日; 收到修改稿日期: 1985年8月20日

$$\mathbf{S}^+ = |2\rangle\langle 1|, \quad \mathbf{S} = |1\rangle\langle 2|; \quad \mathbf{S}_3 = |2\rangle\langle 2| - |1\rangle\langle 1|, \quad (1)$$

偶极矩算子可写作:

$$\mathbf{M}_0 = \mathbf{M}\mathbf{S} + \mathbf{M}^*\mathbf{S}^+, \quad (2)$$

其中  $\mathbf{M} = \langle 1|\mathbf{M}_0|2\rangle$ , 经典场由二单色场组成, 可写作:

$$\mathbf{E}_{01}(t) = \mathbf{E}_{01} \cos \omega_1 t + \mathbf{E}_{02} \cos \omega_2 t, \quad (3)$$

量子化的真空场可写作<sup>[4]</sup>:

$$\mathbf{E}(x) = i \sum_{k\lambda} \left( \frac{2\pi\hbar\omega_k}{4\pi\epsilon_0 v} \right)^{1/2} \mathbf{e}_{k\lambda} (\mathbf{a}_{k\lambda} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} - \mathbf{a}_{k\lambda}^+ e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}), \quad (4)$$

其中  $\mathbf{a}_{k\lambda}^+$ ,  $\mathbf{a}_{k\lambda}$ ,  $\omega_k$ ,  $\mathbf{e}_{k\lambda}$  分别是场的产生与湮灭算符, 频率与极化矢量,  $v$  为量子化的体积。

采用模型: 原子的受激跃迁是由经典场驱动的, 而原子激发态自发衰变的是量子化的真空场引起的<sup>[4]</sup>。在偶极近似下, Hamiltonian 可写作:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} = & \hbar\omega_0 \mathbf{S}^+ \mathbf{S} + \sum_{k\lambda} \hbar\omega_k \mathbf{a}_{k\lambda}^+ \mathbf{a}_{k\lambda} - \left[ \frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{E}_{01} \mathbf{S}^+ \exp(-i\omega_1 t) + \frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{E}_{02} \mathbf{S}^+ \exp(-i\omega_2 t) \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \mathbf{M}^* \cdot \mathbf{E}_{01}^* \mathbf{S} \exp(i\omega_1 t) + \frac{1}{2} \mathbf{M}^* \cdot \mathbf{E}_{02}^* \mathbf{S} \exp(i\omega_2 t) \right] \\ & + i\hbar \sum_{k\lambda} [g_{k\lambda}(x) \mathbf{a}^+ \mathbf{S} - g_{k\lambda}^*(x) \mathbf{S}^+ \mathbf{a}_{k\lambda}]. \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $g_{k\lambda}(x) = \left( \frac{2\pi\omega_k}{4\pi\epsilon_0\hbar v} \right)^{1/2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_{k\lambda} \exp(-i\mathbf{K}\cdot\mathbf{x})$ 。利用 Heisenberg 方程, 在慢变幅近似下, 很容易得到原子算子的运动方程:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{b}^+}{dt} = & i[\Omega_1 \exp(i(\omega_1 - \omega_0)t) + \Omega_2 \exp(i(\omega_2 - \omega_0)t)] \mathbf{Q} - \beta \mathbf{b}^+ \\ & - i[\Omega_1 \exp(i(\omega_1 - \omega_0)t) + \Omega_2 \exp(i(\omega_2 - \omega_0)t)], \quad (a) \\ \frac{d\mathbf{Q}}{dt} = & i2[\Omega_1^* \exp(-i(\omega_1 - \omega_0)t) + \Omega_2^* \exp(-i(\omega_2 - \omega_0)t)] \mathbf{b}^+ \\ & - i2[\Omega_1 \exp(i(\omega_1 - \omega_0)t) + \Omega_2 \exp(i(\omega_2 - \omega_0)t)] \mathbf{b} - 2\beta \mathbf{Q}, \quad (b) \\ \frac{d\mathbf{b}}{dt} = & -i[\Omega_1^* \exp(-i(\omega_1 - \omega_0)t) + \Omega_2^* \exp(-i(\omega_2 - \omega_0)t)] \mathbf{Q} - \beta \mathbf{b} \\ & + i[\Omega_1^* \exp(-i(\omega_1 - \omega_0)t) + \Omega_2^* \exp(-i(\omega_2 - \omega_0)t)], \quad (c) \end{aligned} \quad (6)$$

其中

$$\mathbf{b}^+ = \mathbf{S}^+ \exp(-i\omega_0 t); \quad \mathbf{b} = \mathbf{S} \exp(i\omega_0 t),$$

$$\mathbf{Q} = \mathbf{S}_3 + 1,$$

$$\Omega_1 = \mathbf{M} \cdot \mathbf{E}_{01} / 2\hbar; \quad \Omega_2 = \mathbf{M} \cdot \mathbf{E}_{02} / 2\hbar,$$

$2\beta$  为 Einstein 自发辐射系数。假定偶极矩算子以经典电动力学形式辐射电磁波, 很容易得到电场算子与原子算子的联系<sup>[5]</sup>:

$$\mathbf{E}^+(t) = \frac{K^2(\mathbf{n} \times \mathbf{M}) \times \mathbf{n}}{r} \mathbf{b} \exp(-i\omega_0 t), \quad (7)$$

$$\mathbf{E}^-(t) = \frac{K^2(\mathbf{n} \times \mathbf{M}) \times \mathbf{n}}{r} \mathbf{b}^+ \exp(i\omega_0 t), \quad (8)$$

其中  $\mathbf{E}^+$  与  $\mathbf{E}^-$  分别为电场正频与负频部分算子,  $\mathbf{K}$  为波矢,  $\mathbf{n}$  为电磁波辐射方向的单位矢量,  $r$  为原子到检测点的距离。

### 三、共振荧光强度的拍现象

共振荧光强度正比于电场的正频部分算子与负频部分算子乘积的平均值

$$I(t) \sim \langle E^-(t) \cdot E^+(t) \rangle, \quad (9)$$

根据(7), (8)式及(1)式有

$$I(t) \sim \frac{1}{2} \langle Q(t) \rangle, \quad (10)$$

因此只要求得  $\langle Q(t) \rangle$  便可得共振荧光的强度。对方程(6)两边从  $0 \rightarrow t$  作形式积分, 并取其平均值, 取  $\langle \Omega_1 \rangle = \Omega_1$ ;  $\langle \Omega_2 \rangle = \Omega_2$ ;  $\Omega_1, \Omega_2$  分别为 Rabi 频率的一半, 有

$$\begin{aligned} \langle Q(t) \rangle &= \exp(-2\beta t) \langle Q(0) \rangle + \exp(-2\beta t) \int_0^t \{2i[\Omega_1^* \exp((-i(\omega_1 - \omega_0) + 2\beta)t') \\ &\quad + \Omega_2^* \exp((-i(\omega_2 - \omega_0) + 2\beta)t')] \langle b^+(t') \rangle + c.c.\} dt', \quad (a) \\ \langle b^+(t) \rangle &= \exp(-\beta t) \langle b^+(0) \rangle + \exp(-\beta t) \int_0^t i[\Omega_1 \exp((i(\omega_1 - \omega_0) + \beta)t') \\ &\quad + \Omega_2 \exp((i(\omega_2 - \omega_0) + \beta)t')] \langle Q(t') \rangle dt' - \exp(-\beta t) \\ &\quad \times \int_0^t i[\Omega_1 \exp((i(\omega_1 - \omega_0) + \beta)t') + \Omega_2 \exp((i(\omega_2 - \omega_0) + \beta)t')] dt', \quad (b) \\ \langle b(t) \rangle &= [\langle b^+(t) \rangle]^*. \quad (c) \end{aligned}$$

(11)式中(b)、(c)两式代入(a)式且令

$$a_j = i(\omega_j - \omega_0) + \beta; \quad j=1, 2 \quad (12)$$

在一些变换与整理后, 得

$$\begin{aligned} \langle Q(t) \rangle &= Y_0(t) + Y_1(t) \exp(i\Delta\omega t) + Y_1^*(t) \exp(-i\Delta\omega t) + \int_0^t [F(t-t') \\ &\quad + \exp(i\Delta\omega t) V(t-t') + \exp(-i\Delta\omega t) V^*(t-t')] \langle Q(t') \rangle dt', \quad (13) \end{aligned}$$

其中  $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$

$$\begin{aligned} Y_0(t) &= \langle Q(0) \rangle \exp(-2\beta t) + \left\{ 2i \langle b^+(0) \rangle \left[ \frac{\Omega_1^*}{a_1} [\exp(a_1^* t) - 1] + \frac{\Omega_2^*}{a_2} [\exp(a_2^* t) - 1] \right] \right\} \\ &\quad + 2 \frac{|\Omega_1|^2}{a_1} \left\{ \frac{\exp(2\beta t) - 1}{2\beta} - \frac{\exp(a_1^* t) - 1}{a_1^*} \right\} + 2 \frac{|\Omega_2|^2}{a_2} \left\{ \frac{\exp(2\beta t) - 1}{2\beta} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\exp(a_2^* t) - 1}{a_2^*} \right\} - 2 \frac{\Omega_1^* \Omega_2}{a_2} \cdot \frac{\exp(a_1^* t) - 1}{a_1^*} - 2 \frac{\Omega_2^* \Omega_1}{a_1} \frac{\exp(a_2^* t) - 1}{a_2^*} \\ &\quad - 2 \frac{\Omega_1^* \Omega_2}{a_2} \frac{1}{-i\Delta\omega + 2\beta} - 2 \frac{\Omega_2^* \Omega_1}{a_1} \frac{2}{i\Delta\omega + 2\beta} + c.c. \} \exp(-2\beta t), \\ Y_1(t) &= \left[ 2 \frac{\Omega_1 \Omega_2^*}{a_2^*} \frac{\exp(2\beta t)}{i\Delta\omega + 2\beta} + 2 \frac{\Omega_2^* \Omega_1}{a_1} \frac{\exp(2\beta t)}{i\Delta\omega + 2\beta} \right] \exp(-2\beta t), \\ F(t-t') &= -2 \frac{|\Omega_1|^2}{a_1^*} \{ \exp[-a_1(t-t')] - \exp[-2\beta(t-t')] \} - 2 \frac{|\Omega_2|^2}{a_2^*} \\ &\quad \times \{ \exp[-a_2(t-t')] - \exp[-2\beta(t-t')] \} - 2 \frac{|\Omega_1|^2}{a_1} \{ \exp[-a_1^*(t-t')] \\ &\quad - \exp[-2\beta(t-t')] \} - 2 \frac{|\Omega_2|^2}{a_2} \{ \exp[-a_2^*(t-t')] - \exp[-2\beta(t-t')] \}, \end{aligned}$$

$$V(t-t') = -\frac{2\Omega_1\Omega_2^*}{a_2^*} \{ \exp[-a_1(t-t')] - \exp[-(i\Delta\omega + 2\beta)(t-t')] \} \\ - \frac{2\Omega_1\Omega_2^*}{a_1} \{ \exp[-a_2^*(t-t')] - \exp[-(i\Delta\omega + 2\beta)(t-t')] \}.$$

(13)式是一个积分方程, 令

$$\langle Q(t) \rangle = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n(t) \exp(ni\Delta\omega t). \quad (14)$$

(14)式代入(13)式有:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n(t) \exp(ni\Delta\omega t) = Y_0(t) + Y_1(t) \exp(i\Delta\omega t) + Y_1^*(t) \exp[-i\Delta\omega t] \\ + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \int_0^t V(t-t') \exp[-in\Delta\omega(t-t')] B_n(t') dt' \right\} \exp[i(n+1)\Delta\omega t] \\ + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \int_0^t V^*(t-t') \exp[-in\Delta\omega(t-t')] B_n(t') dt' \right\} \exp[i(n-1)\Delta\omega t]. \quad (15)$$

(15)式中使等式两边的指数幂的0次、±1次…±n次相等, 这在数学上并不是必要的, 但却是充分的

$$B_n(t) = Y_0(t) \delta_{0n} + Y_1(t) \delta_{1n} + Y_1^*(t) \delta_{-1n} + \int_0^t F(t-t') \exp[-in\Delta\omega(t-t')] B_n(t') dt' \\ + \int_0^t V(t-t') \exp[-i(n-1)\Delta\omega(t-t')] B_{n-1}(t') dt' \\ + \int_0^t V^*(t-t') \exp[-i(n-1)\Delta\omega(t-t')] B_{n+1}(t') dt'. \quad (16)$$

要精确地解(16)式并不是不可能的, (16)式右边积分正好满足 Laplace 变换中的卷积定理。因此可利用 Laplace 变换把(16)式化为代数方程, 然后利用 Laplace 反变换便可得  $B_n(t)$ 。这里采取另一种更简单的方法求得  $t \rightarrow \infty$  时的解。

假定  $t \rightarrow \infty$  时  $B_n(t) \rightarrow B_n$ ,  $B_n$  为常数不随时间而变化, 因此(16)式变为

$$B_n = Y_0 \delta_{0n} + Y_1^* \delta_{-1n} + F_n B_n + V_{n-1} B_{n-1} + V_{n+1}^* B_{n+1}, \quad (17)$$

其中

$$Y_0 = 2|\Omega_1|^2/|a_1|^2 + 2|\Omega_2|^2/|a_2|^2, \\ Y_1 = 2\Omega_2^*\Omega_1/a_2 \cdot \frac{1}{i\Delta\omega + 2\beta} + 2\Omega_1^*\Omega_2/a_1 \cdot \frac{1}{-i\Delta\omega + 2\beta}, \\ Y_1^* = [Y_1]^*, \\ V_n = -2\Omega_1\Omega_2^*/a_2^* \cdot \frac{1}{a_1 + in\Delta\omega} - 2\Omega_1\Omega_2^*/a_1 \cdot \frac{1}{a_2^* + in\Delta\omega} \\ + \frac{1}{i(n+1)\Delta\omega + 2\beta} (2\Omega_1\Omega_2^*/a_2^* + 2\Omega_1\Omega_2^*/a_1), \\ V_n^* = -2\Omega_1^*\Omega_2/a_2 \cdot \frac{1}{a_1^* + in\Delta\omega} - 2\Omega_1^*\Omega_2/a_1 \cdot \frac{1}{a_2^* + in\Delta\omega} \\ + \frac{1}{i(n-1)\Delta\omega + 2\beta} (2\Omega_1^*\Omega_2/a_2 + 2\Omega_1^*\Omega_2/a_1).$$

注意  $V_n^* = [V_n]^*$ , 但  $V_n^* = [V_{-n}]^*$ 。(17)式显然与时间无关, 而且当  $n \rightarrow \infty$  时,  $B_n \rightarrow 0$ 。如果假定  $B_{n+1} = B_{n+2} = \dots = B_{-(n+1)} = B_{-(n+2)} = \dots = 0$ , 则很容易地从(17)式中得:

$$B_n = \frac{V_{n-1}}{1 - F_n} B_{n-1}$$

$$\begin{aligned}
 & \dots\dots\dots \\
 B_{n-m} &= \frac{V_{n-m-1}}{1-F_{n-m} - \frac{V_{n-m+1}^* V_{n-m}}{1-F_{n-m+1} - \dots}} \cdot B_{n-m-1}, \\
 & \dots\dots\dots \\
 B_1 &= \frac{V_0 B_0 + Y_1}{1-F_1 - \frac{V_2^* V_1}{1-F_2}} B_0, \\
 B_0 &= \frac{Y_0 + Y_1^* V_{-1} / \left[ 1-F_{-1} - \frac{V_{-2} V_{-1}^*}{1-F_{-2} - \dots} \right] + Y_1 V_1^* / \left[ 1-F_1 - \frac{V_2^* V_1}{1-F_2 - \dots} \right]}{1-F_0 - \frac{V_{-1} V_0^*}{1-F_{-1} - \dots} - \frac{V_1^* V_0}{1-F_1 - \dots}}, \\
 & \dots\dots\dots \\
 B_{-m} &= B_m^*.
 \end{aligned} \tag{18}$$

当用一单色场驱动二能级原子时, 显然

$$\left. \begin{aligned} B_n &= 0, \quad n \neq 0, \\ B_0 &= Y_0 / (1-F_0), \end{aligned} \right\} \tag{19}$$

根据(10)与(14)式, 共振荧光的强度为

$$\begin{aligned} I \sim \langle Q(t) \rangle &= B_0 + B_1 \exp(i\Delta\omega t) + B_{-1} \exp(-i\Delta\omega t) + B_2 \exp(i2\Delta\omega t) \\ &+ B_{-2} \exp(-i2\Delta\omega t) + \dots, \end{aligned} \tag{20}$$

用一单色场驱动原子时的共振荧光强度为

$$I \sim \langle Q(t) \rangle = B_0. \tag{21}$$

(20)式与(21)式比较, 当用二单色场驱动二能级原子时, 在长时间极限下其共振荧光的强度仍与时间有关, 而仅用一单色场作用时, 其共振荧光的强度趋向于一个稳定值。注意到(20)式中, 强度调制频率除  $\Delta\omega$  外, 还有  $2\Delta\omega$ ;  $3\Delta\omega$ ;  $\dots$ , 我们认为这些项的出现纯粹是由于激光与原子耦合的结果。因为在激光与激光耦合中不存在这些项。

为给出定量结果, 假定第二束激光的强度远小于第一束激光的强度, 即  $\Omega_2 \ll \Omega_1$  以及第一束激光与原子的失谐不大于第二束激光与原子的失谐, 即  $|\omega_1 - \omega_0| \leq |\omega_2 - \omega_0|$ , 这时有理由忽略高于  $\Omega_2^2$  项的高次项, 由(18)式知, 只要取  $n=1$ , 即得

$$\left. \begin{aligned} B_2 &= B_3 = \dots = B_{-2} = B_{-3} = \dots = 0, & (a) \\ B_1 &= (V_0 B_0 + Y_1) / (1-F_1), & (b) \\ B_{-1} &= B_1^*, & (c) \\ B_0 &= Y_0 / (1-F_0), & (d) \end{aligned} \right\} \tag{22}$$

这时(20)式即共振荧光的强度为

$$I \sim B_0 - 2C_1 \sin(\Delta\omega t - \varphi_1), \tag{23}$$

其中

$$\begin{aligned} C_1 &= \sqrt{B_1'^2 + B_1''^2}, \\ \varphi_1 &= \arcsin(B_1' / \sqrt{B_1'^2 + B_1''^2}). \end{aligned}$$

而  $B_1'$  与  $B_1''$  分别为(22)式中  $B_1$  的实部与虚部。  $C_1$  与失谐的关系如图 2 与图 3 所示, 其中  $\Delta\omega_1$  为激光 1 与原子的失谐, 而  $\Delta\omega$  则为两激光的频率差。在图 2 与图 3 的情况中,  $B_0 \approx 1$ 。

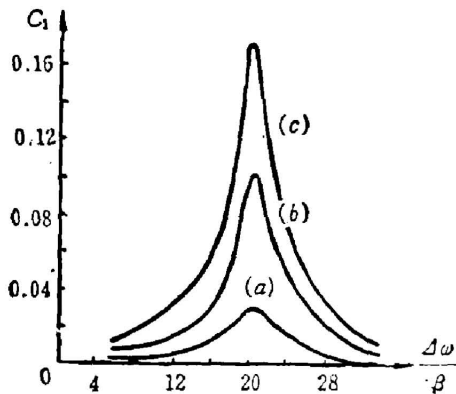


Fig. 2  $C_1$  vs.  $\Delta\omega$  for  $\Delta\omega_1=0$  under various  $\Omega_2$   
 (a)  $\Omega_1=10\beta$ ,  $\Omega_2=1\beta$ ,  $\Delta\omega_1=0$ ; (b)  $\Omega_1=10\beta$ ,  $\Omega_2=3\beta$ ,  $\Delta\omega_1=0$ ;  
 (c)  $\Omega_1=10\beta$ ,  $\Omega_2=5\beta$ ,  $\Delta\omega_1=0$

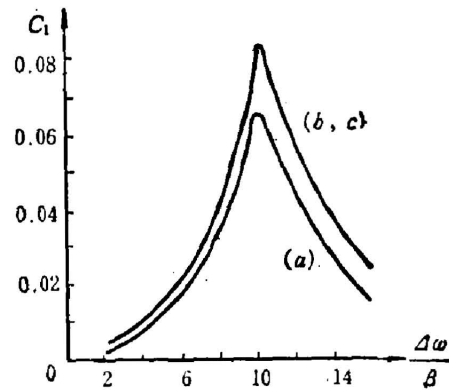


Fig. 3  $C_1$  vs.  $\Delta\omega$  for various  $\Delta\omega_1$   
 (a)  $\Omega_1=5\beta$ ,  $\Omega_2=1\beta$ ,  $\Delta\omega_1=0$ ;  
 (b), (c)  $\Omega_1=5\beta$ ,  $\Omega_2=1\beta$ ,  $\Delta\omega_1=\pm 1\beta$

从图 2 和图 3 可以看出, 当两束激光的强度越接近, 则调制幅度也就越大, 反之则越小。这是因为当两束激光强度接近时, 竞争也就越激烈, 而当两光强相差很大时, 那么强度大的光起的作用也就越重要, 竞争也就越弱。从图 2 与图 3 还可看出, 产生最大调制情况是第二束激光与第一束激光的频率差等于第一束激光所对应的 Rabi 频率, 即由于交流 Stark 效应产生的原子的能级位移, 也就是如图 1 中, 第一束激光的频率在  $\omega$  处, 第二束激光的频率在  $\omega_1 + 2\Omega_1$  或  $\omega_1 - 2\Omega_1$  附近时, 这时产生的调制为最大。当第二束激光的频率调谐在其他地方时, 则第二束激光对原子的共振荧光强度影响甚小, 或原子对于第二束激光几乎是“透明”的。从另一角度讲, 当仅用一单色场作用原子时, 不同频率的共振荧光是完全不相干的。当第二束激光作用时, 这时频率为  $\omega_1$  的荧光与频率为  $\omega_2$  的荧光产生相干叠加。因此第二束激光作用就好像是一个相位固定器, 使得频率为  $\omega_2$  的荧光与频率为  $\omega_1$  的荧光的相位固定。显然, 由于共振荧光的三峰结构, 频率为  $\omega_1$  的荧光与频率为  $\omega_1 + 2\Omega_1$  或  $\omega_1 - 2\Omega_1$  的荧光产生相干叠加时, 总的荧光强度的调制幅度为最大。

#### 四、讨 论

我们计算了双单色场驱动二能级原子的共振荧光强度随时间的变化。我们发现共振荧光强度将受到一个调制, 最大调制的情况是一单色场的频率在  $\omega_1$  处, 而另一单色场频率与第一单色场频率之差等于对应于第一单色场的 Rabi 频率。根据图 2 可以看到调制幅度与背景之比:  $I_{\max} - I_{\min} / B_0 = 4C_{1\max} / B_0 \approx 60\%$ , 显然这在实验上是能够观察到的。

不同于单一单色场驱动二能级原子, 双单色场驱动下二能级原子的共振荧光将有另外一些新的现象。例如, 在双单色场驱动下二能级原子共振荧光的频率分布, 不同于图 1 所示的三峰结构, 由于第二束激光(特别是第二束激光的频率在  $\omega_1 \pm 2\Omega_1$  处,  $2\Omega_1$  为 Rabi 频率)作用原子, 共振荧光的频率分布将不再是单纯的三个峰。有两种情况影响着频率分布: (1) 由于第二束激光本身对频率分布的影响; (2) 由于共振荧光的强度受到一个调制, 这种调制使得其频率分布随时间而变化, 类似于脉冲激光驱动下二能级原子共振荧光的频率分布<sup>[5]</sup>。

当第一束激光很强时,这时可以用 Dressed Atom 模型讨论问题<sup>[5]</sup>。

### 参 考 文 献

- [1] B. R. Mollow; *Phys. Rev.*, 1969, **188**, No. 4 (Dec), 1969.
- [2] F. Schuda *et al.*; *J. Phys.*, 1974, **7**, No. 7 (May), L198.  
R. E. Grove *et al.*; *Phys. Rev.*, 1977, **15A**, No. 1 (Jan), 227.  
W. Hatig *et al.*; *Z. Phys.*, 1976, **278A**, No. 3 (Sep), 205.
- [3] H. J. Kimble *et al.*; *Phys. Rev.*, 1976, **13A**, No. 6 (Jun), 2133.
- [4] R. J. Cook; *Phys. Rev.*, 1980, **22A**, No. 3 (Sep), 1078.
- [5] K. Rzazewski *et al.*; *J. Phys.*, 1984, **17B**, No. 15 (Aug), L509.
- [6] C. Cohen-Tannoudji and S. Reynard; in *Multi-Photon Process*, ed. J. H. Eberly and P. Lambropoulos (John Wiley & Sons 1978), p. 103.

## Quantum beat in resonance fluorescence

LIU LIANG AND WANG YUZHU

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

(Received 9 July 1985; revised 20 August 1985)

### Abstract

The fluorescence intensity of a two-level atom system driven by a two-monochromatic field has been calculated. The results show that the intensity oscillates with time in the long-time limit and the oscillation is the superposition of a series of harmonic waves. The case for maximum oscillation amplitude modulation is reached when one near-resonant monochromatic field acts with an atom, while the difference in frequency of the two monochromatic fields is equal to the Rabi frequency for the first monochromatic field. We call this phenomenon quantum beat in resonance fluorescence.