

# V 模型中相干场位相对原子自发辐射的影响\*

袁 石 高锦岳

(吉林大学物理系, 长春 130023)

(1999 年 9 月 15 日收到; 1999 年 11 月 21 日收到修改稿)

讨论了 V 模型中相干场位相对原子自发辐射荧光的影响. 发现荧光光谱不仅与相干场的位相有关而且与原子的起始状态密切相关, 并用缀饰原子的方法给出解释.

PACC : 4250

## 1 引 言

近年来, 量子相干效应已引起人们的广泛注意. 例如, 无反转光放大<sup>[1]</sup>, 电磁感应光透明<sup>[2]</sup>, 荧光谱线变窄<sup>[3]</sup>等.

一般来说, 与原子相干效应有关的问题中最直接地影响自发辐射的物理量是驱动场的振幅与频率, 这已是众所周知的了. 然而, 近些年来关于外加驱动场的位相对系统荧光谱和吸收谱的影响已有报道<sup>[4]</sup>. 本文采用一新的模型——V 模型来研究相干场位相对自发辐射荧光的影响. 通过计算, 发现荧光谱与原子的起始状态密切相关(荧光谱显含原子起始态), 并且详细给出了处于不同起始状态时原子的荧光谱及其在缀饰原子表象中的物理图像.

在定量计算之前, 先定性地讨论荧光谱对外场位相依赖关系的起源. 在图 1 的结构中, 荧光谱由频率间隔为  $\omega_{23}$  的两条谱线组成, 而每一谱线又由两个 Autler-Townes 双线组成. 改变外场的位相, 例如从  $\varphi_0$  改变到  $\varphi_0 + \pi$  ( $\varphi_0$  定义为原子处于激发态时外场的位相), 那么两对双线的位置或相对高度等将会改变.

我们用通道干涉进行定性解释(见图 2).

处于激发态能级 2 的原子向能级 1 的跃迁可以通过两个通道(channel)进行. 直接由能级 2 向能级 1 跃迁, 和间接由能级 2 到能级 3 再到能级 1, 而后一过程伴随着微波场的受激辐射. 同样, 如果原子起始处于能级 3 时也有两个跃迁通道, 其一是通过 3  $\rightarrow$  1 直接跃迁, 其二是 3  $\rightarrow$  2  $\rightarrow$  1 的间接跃迁. 而后一

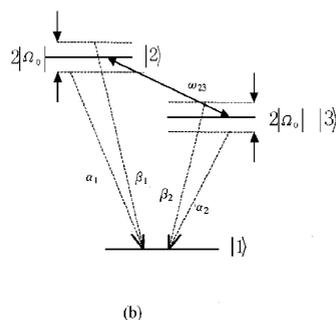
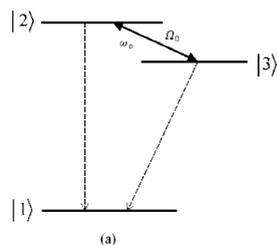


图 1 能级图及其在缀饰原子表象中的表示. 2, 3 是具有相同宇称的两个精细劈裂或超精细劈裂能级, 并且它们能通过偶级跃迁向能级 1 自发辐射. 能级 2, 3 之间用一外加微波场耦合起来,  $\Omega_0, \omega_0$  是微波场的拉比频率和振荡频率, 虚线表示自发辐射, 实线表示与外场的耦合. 在缀饰原子表象中, 能级 2, 3, 分别由两个相距为  $2|\Omega_0|$  的能级  $|\alpha_1\rangle, |\beta_1\rangle$  和  $|\alpha_2\rangle, |\beta_2\rangle$  取代.

过程伴随着微波场的受激吸收. 可见间接的跃迁通道包括了与微波场的相互作用, 而直接跃迁通道不与微波场作用, 因此荧光谱对位相的依赖是两个跃迁通道之间相互干涉的结果.

## 2 荧光谱的推导

我们的计算参照文献 5 的过程, 首先解由原子

\* 国家自然科学基金(批准号 69678032)资助的课题.

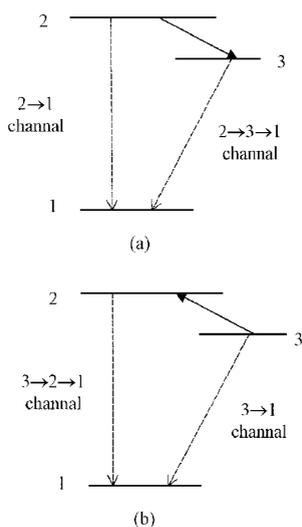


图 2 原子分别从能级 2, 3 衰变到能级 1 的通道示意图 (a) 从能级 2 衰变到能级 1 (b) 从能级 3 衰变到能级 1

和外场组成系统的薛定谔方程, 然后构造自发辐射荧光的双时相关函数, 最后由相关函数的傅里叶变换计算荧光谱.

系统薛定谔方程为

$$\frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = -\frac{i}{\hbar} H_I(t) |\psi(t)\rangle. \quad (1)$$

在相互作用表象里, 相互作用哈密顿算符  $H_I$  为

$$H_I = H_A + H_B, \quad (2)$$

$$H_A = i\hbar(\Omega_0 e^{i\Delta t} a_2^\dagger a_3 - \Omega_0^* e^{i\Delta t} a_3^\dagger a_2), \quad (3)$$

$$H_B = i\hbar \sum_k g_k(\omega_{21}) \chi e^{-i(\delta_k - \omega_{23})t} b_k a_2^\dagger a_1 - e^{i(\delta_k - \omega_{23})t} b_k^\dagger a_1^\dagger a_2 + i\hbar \sum_k g_k^*(\omega_{31}) \chi e^{-i\delta_k t} b_k a_3^\dagger a_1 - e^{i\delta_k t} b_k^\dagger a_1^\dagger a_3, \quad (4)$$

式中  $a_i^\dagger$  和  $a_i$  表示原子在能级  $i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) 的费米算符, 而  $b_i^\dagger$  和  $b_i$  表示电场的玻色算符,  $g_k(\omega_{21})$  和  $g_k^*(\omega_{31})$  表示相应的耦合常数, 两个失谐量定义如下:

$$\Delta = \omega_0 - \omega_{23}, \quad \delta_k = \omega_k - \omega_{31}. \quad (5)$$

缀饰态本征方程为

$$H_A |\alpha\rangle = \hbar\lambda_\alpha |\alpha\rangle, \quad H_B |\beta\rangle = \hbar\lambda_\beta |\beta\rangle, \quad (6)$$

$$\lambda_\alpha = \hbar |\Omega_0|, \quad \lambda_\beta = -\hbar |\Omega_0|,$$

其中  $|\Omega_0\rangle = |\Omega_0\rangle e^{i\phi}$ ,  $\phi$  表示原子在激发态时微波场的位相.

$$|\alpha\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|2\rangle + ie^{i\phi}|3\rangle), \quad (7)$$

$$|\beta\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|2\rangle - ie^{i\phi}|3\rangle).$$

系统  $t$  时刻波函数

$$|\psi(t)\rangle = \sum_j c_{1j} b_j^\dagger |0\rangle |1\rangle + \alpha(t) |0\rangle |1\rangle + \beta(t) |0\rangle |2\rangle, \quad (8)$$

其中  $|0\rangle$  为电磁场的真空态.

把 (8) 式代入方程 (1) 中得到下列方程组:

$$\frac{d}{dt} X(t) = ie^{-i\Delta t} |\Omega_0\rangle Y(t) + \sqrt{2} \sum_k g_k c_{1k} e^{-i(\delta_k - \omega_{23})t}, \quad (9a)$$

$$\frac{d}{dt} Y(t) = ie^{i\Delta t} |\Omega_0\rangle Y(t) - \sqrt{2} ie^{-i\phi} \sum_k g_k c_k e^{-i\delta_k t}, \quad (9b)$$

$$\frac{d}{dt} C_{1k}(t) = -g_k e^{-i\delta_k t} ie^{i\phi} \frac{1}{\sqrt{2}} Y(t) - g_k e^{i(\delta_k - \omega_{23})t} \frac{1}{\sqrt{2}} X(t), \quad (9c)$$

其中

$$X(t) = \alpha(t) + \beta(t), Y(t) = \alpha(t) - \beta(t).$$

采用传统的 Wigner-Weisskopf 方法<sup>[6]</sup>解上述耦合方程, 其详细的求解过程将在附录中给出. 当  $t \gg 1/\gamma$  时,  $\gamma$  为自发辐射衰变速率, 得到如下结果:

$$\alpha_\omega(t \gg 1/\gamma) \approx 0, \quad (10a)$$

$$\beta_\omega(t \gg 1/\gamma) \approx 0, \quad (10b)$$

$$C_\omega(t \gg 1/\gamma) \propto g(\omega_{21}) \left\{ \frac{\beta(0)}{\lambda_2 + i(\delta_\omega - \omega_{23})} + \frac{\alpha(0)}{\lambda_1 + i(\delta_\omega - \omega_{23})} \right\} + g^*(\omega_{31}) \cdot \left( \frac{\alpha(0)}{\lambda_1 + i\delta_\omega} - \frac{\beta(0)}{\lambda_2 + i\delta_\omega} \right) ie^{i\phi}, \quad (10c)$$

其中  $\lambda_1 = -\gamma/2 + i|\Omega_0|$ ,  $\lambda_2 = -\gamma/2 - i|\Omega_0|$ .  $\alpha(t)$ ,  $\beta(t)$  满足  $|\alpha(0)|^2 + |\beta(0)|^2 = 1$ .  $\omega_k$ ,  $\alpha_k$ ,  $\beta_k$  分别用其连续变化形式  $\omega$ ,  $\alpha_\omega$ ,  $\beta_\omega$  代替.

自发辐射荧光谱  $S(\omega)$  正比于场相关函数的傅里叶变换, 辐射场的相关函数为

$$E^{(-)}(\mathbf{r}, t + \tau) \cdot E^{(+)}(\mathbf{r}, t) \Big|_{t \rightarrow \infty} = \langle \psi(t) | E^{(-)}(\mathbf{r}, t + \tau) \cdot E^{(+)}(\mathbf{r}, t) | \psi(t) \rangle \Big|_{t \rightarrow \infty}, \quad (11)$$

其中

$$E^{(+)}(\mathbf{r}, t) = \lim_{v \rightarrow \infty} \sum_j \left( \frac{\hbar\omega_j}{2\varepsilon_0 v} \right)^{1/2} \cdot \hat{\varepsilon}_j b_j e^{i(\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r} - \omega_j t)}, \quad (12)$$

$$E^{(-)}(\mathbf{r}, t) = [E^{(+)}(\mathbf{r}, t)]^\dagger. \quad (13)$$

经计算得荧光谱为

$$S(\omega) \propto |C_\omega|^2. \quad (14)$$

从方程(14)可以看出, 荧光谱中量子干涉效应起着一定的作用. 实际上,  $C_\omega$  是两个分离项之和, 其中一项(见方程(10c)的第二项)依赖于外场的位相, 而另一项不依赖于外场的位相.

如果不考虑其中一个跃迁通道, 例如  $2 \rightarrow 1$  (即  $g(\omega_{21}) \approx 0$ ), 那么荧光谱就与外场位相无关. 然而, 当两个跃迁通道同时存在时, 由于两个跃迁通道之间相互干涉的结果(见方程(10c)和方程(14)), 荧光谱就会与外场的位相有关. 以上讨论也正好定量地证明了在第一部分中的定性描述.

### 3 荧光谱的计算结果及讨论

从方程(14)可以看到荧光谱由四条谱线组成, 分别记为

$\alpha_1, \alpha_2$  (方程(10c)中  $\alpha(0)$  所在项的两条谱线),  $\beta_1, \beta_2$  ( $\beta(0)$  所在项的两条谱线), 它们的中心位置分别在  $\omega_{21} - |\Omega_0|, \omega_{31} - |\Omega_0|, \omega_{21} + |\Omega_0|, \omega_{31} + |\Omega_0|$ . 如果  $\omega_{23} < 2|\Omega_0|$ , 则  $\alpha_2, \alpha_1$  分别位于  $\omega_{31}, \omega_{21}$  的左方, 而  $\beta_2, \beta_1$  分别位于它们的右方. 当  $\omega_{23} > 2|\Omega_0|$  时,  $\beta_2$  和  $\alpha_1$  就会出现交叠. 四条谱线之间的关系如图3所示.

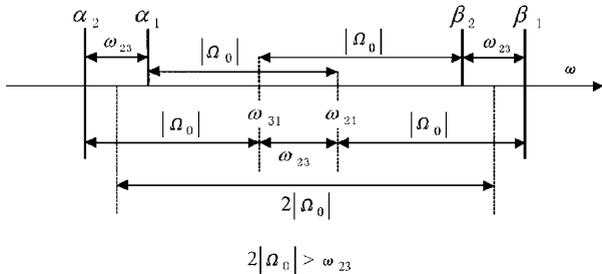


图3 方程(14)所示四条光谱线之间关系

下面分别就原子开始处于能级  $|\alpha\rangle, |\beta\rangle$  以及  $|\alpha\rangle$  和  $|\beta\rangle$  具有相等粒子数三种情况进行讨论. 以下讨论中选取  $\omega_{23} < 2|\Omega_0|$ , 频率以衰变速率  $\gamma$  为单位.

第一种情况: 原子起始处于能级  $|\beta\rangle$  ( $\beta(0)=1, \alpha(0)=0$ ) 荧光谱见图4.

第二种情况: 原子起始处于能级  $|\alpha\rangle$  ( $\beta(0)=0, \alpha(0)=1$ ) 荧光谱见图5.

第三种情况: 起始时刻能级  $|\alpha\rangle, |\beta\rangle$  具有相等粒子数 ( $\alpha(0)=\beta(0)=\frac{1}{\sqrt{2}}$ ) 荧光谱见图6.

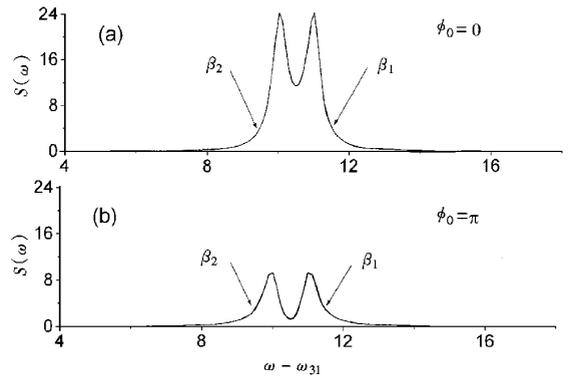


图4 起始条件为  $\beta(0)=1, \alpha(0)=0$  时荧光谱 图中参数  $\omega_{23}=1.0, \gamma=0.5, |\Omega_0|=10$  (a)相干场初位相  $\phi_0=0$  (b)相干场初位相  $\phi_0=\pi$

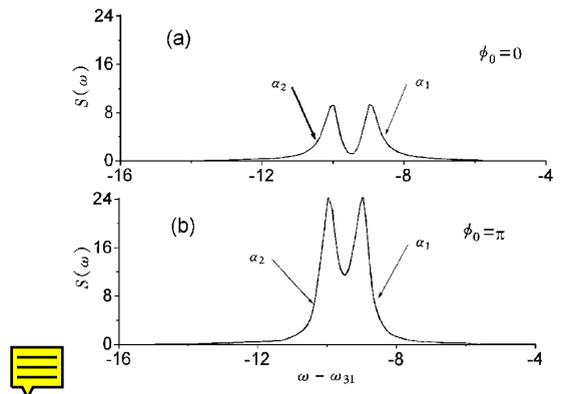


图5 起始条件为  $\beta(0)=0, \alpha(0)=1$  时荧光谱 图中参数  $\omega_{23}=1.0, \gamma=0.5, |\Omega_0|=10$  (a)相干场初位相  $\phi_0=0$  (b)相干场初位相  $\phi_0=\pi$

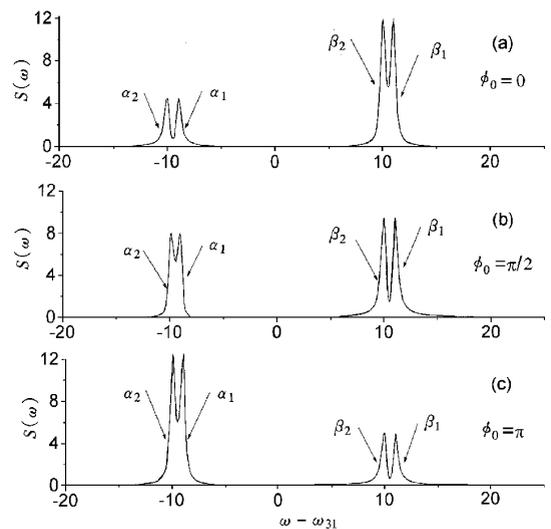


图6 起始条件为  $\alpha(0)=\beta(0)=1/\sqrt{2}$  时荧光谱 图中参数  $\omega_{23}=1.0, \gamma=0.5, |\Omega_0|=10$  (a)相干场初位相  $\phi_0=0$  (b) $\phi_0=\pi/2$  (c) $\phi_0=\pi$

从图 6 可见,共振时,谱线  $\alpha_2$  与  $\alpha_1, \beta_2$  与  $\beta_1$  高度都相同. 当外场位相差  $\Delta\phi = \pi$  时,谱线  $\alpha_2, \alpha_1$  与  $\beta_2, \beta_1$  高度互换.

下面讨论外场位相对自发辐射影响最大的条件.

把荧光谱(14)式表示为如下两项之和的形式,  $S(\omega) = S_{Nf}(\omega) + S_f(\omega)$ , 其中  $S_{Nf}(\omega)$  表示荧光谱中非相干部分:

$$S_{Nf}(\omega) \propto \frac{1}{|D_1^\beta|^2} + \frac{1}{|D_1^\alpha|^2} + \frac{1}{|D_2^\alpha|^2} + \frac{1}{|D_2^\beta|^2}. \quad (15)$$

$S_f(\omega)$  表示荧光谱中相干部分:

$$S_f(\omega) \propto \frac{2\cos(\phi_1^a - \phi_1^b)}{|D_1^\beta| |D_1^\alpha|} + \frac{2\cos(\phi - \phi_2^a + \pi/2 + \phi_1^b)}{|D_1^\beta| |D_2^\beta|} + \frac{2\cos(\phi - \phi_2^b - \pi/2 + \phi_1^a)}{|D_1^\beta| |D_2^\alpha|} + \frac{2\cos(\phi - \phi_2^a + \pi/2 + \phi_1^a)}{|D_1^\alpha| |D_2^\beta|} + \frac{2\cos(\phi - \phi_2^b - \pi/2 + \phi_1^a)}{|D_1^\alpha| |D_2^\alpha|} - \frac{2\cos(\phi_2^a - \phi_2^b)}{|D_2^\alpha| |D_2^\beta|}, \quad (16)$$

其中

$$|D_1^\beta| = \left\{ \left( -\frac{r}{2} \right)^2 + (\delta_\omega - \omega_{23} - |\Omega_0|)^2 \right\}^{\frac{1}{2}},$$

$$|D_1^\alpha| = \left\{ \left( -\frac{r}{2} \right)^2 + (\delta_\omega - \omega_{23} + |\Omega_0|)^2 \right\}^{\frac{1}{2}},$$

$$|D_2^\alpha| = \left\{ \left( -\frac{r}{2} \right)^2 + (\delta_\omega + |\Omega_0|)^2 \right\}^{\frac{1}{2}},$$

$$|D_2^\beta| = \left\{ \left( -\frac{r}{2} \right)^2 + (\delta_\omega - |\Omega_0|)^2 \right\}^{\frac{1}{2}},$$

$$\phi_1^\beta = \arg \left( -\frac{r}{2} + i(\delta_\omega - \omega_{23} - |\Omega_0|) \right),$$

$$\phi_1^\alpha = \arg \left( -\frac{r}{2} + i(\delta_\omega - \omega_{23} + |\Omega_0|) \right),$$

$$\phi_2^\alpha = \arg \left( -\frac{r}{2} + i(\delta_\omega + |\Omega_0|) \right),$$

$$\phi_2^\beta = \arg \left( -\frac{r}{2} + i(\delta_\omega - |\Omega_0|) \right).$$

$S_{Nf}(\omega)$  和  $S_f(\omega)$  的荧光谱如图 7 所示.

从方程  $S_{Nf}(\omega)$  和  $S_f(\omega)$  的表达式中可以看到

$$S_{Nf}(\omega_1^a) = S_{Nf}(\omega_2^a) = S_{Nf}(\omega_1^b) = S_{Nf}(\omega_2^b),$$

$$S_f(\omega_1^a) = S_f(\omega_2^a), S_f(\omega_1^b) = S_f(\omega_2^b). \quad (17)$$

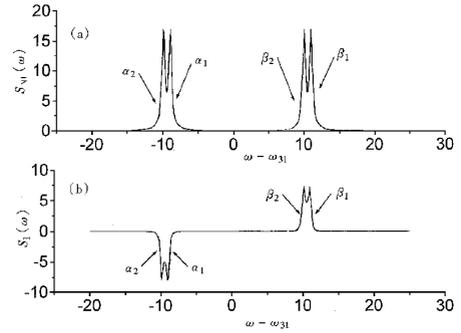


图 7 在图 6(a)所示条件下荧光谱图 (a)非相干部分  $S_{Nf}(\omega)$  (b)相干部分  $S_f(\omega)$

当位相由  $\phi_0 \rightarrow \phi_0 + \pi$  时,  $\omega_1^a$  和  $\omega_2^a$  与  $\omega_1^b$  和  $\omega_2^b$  高度互换, 所以荧光谱依赖位相的特性应由在中心峰处的以下比值决定:

$$\left| \frac{S_f(\omega)}{S_{Nf}(\omega)} \right|. \quad (18)$$

我们以  $\omega_1^a$  为例, 从  $S_{Nf}(\omega)$  的方程可见: 当  $\omega_{23} \approx \gamma \ll |\Omega_0|$  时,

$$\left| \frac{S_f(\omega)}{S_{Nf}(\omega)} \right| = \frac{\gamma}{\omega_{23}} \approx 1. \quad (19)$$

所以当自发辐射衰变速率  $\gamma$  与能级 2, 3 之间的振荡频率  $\omega_{23}$  具有相同的数量级时, 量子相干效应最显著.

## 4 结 论

在 V 模型的原子系统中, 自发辐射荧光谱与原子的起始状态以及外加相干场的位相密切相关, 这种相关性本质上来源于原子不同的跃迁通道之间的相互干涉. 当自发辐射衰变速率与耦合能级之间的振荡频率具有相同的数量级时, 这种相干效应最显著.

## 附 录

本附录给出方程(9)的详细求解过程. 对方程(9c)两边积分可得

$$C_{1k}(t) = -g_k \frac{1}{\sqrt{2}} i e^{i\delta} \int_0^t dt' Y(t') e^{i\delta_k t'} - g_k \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^t dt' X(t') e^{i(\delta_k - \omega_{23})t'}. \quad (A1)$$

把(A1)代入方程(9a)中得到如下结果:

$$\frac{d}{dt} X(t) = i e^{-i\delta t} |\Omega_0| Y(t) - \sqrt{2} \sum_k g_k$$

$$\cdot \left\{ g_k \frac{1}{\sqrt{2}} i e^{i\beta} \int_0^t dt' Y(t') e^{i\delta_k t'} e^{-(\delta_k - \omega_{23})t'} \right. \\ \left. + g_k \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^t dt' X(t') e^{-(\delta_k - \omega_{23})t'} \right\} \quad (A2)$$

沿着传统的 Weisskopf-Wigner 方法<sup>[4]</sup>可把上式化简为

$$\frac{d}{dt} X(t) = i e^{-i\Delta t} |\Omega_0\rangle Y(t) \\ - \sqrt{2} \sum_k g_k \left\{ g_k \frac{1}{2} i e^{i\beta} e^{i\omega_{23}t} Y(t) \pi \delta(\delta_k) \right. \\ \left. + g_k \frac{1}{2} X(t) \pi \delta(\delta_k - \omega_{23}) \right\} \quad (A3)$$

当积分限为无穷时下式成立:

$$\sum_k g_k^2 \delta(\omega_k - \Omega_n) \rightarrow \int d\omega_k D(\omega_k) g^2(\omega_k) \delta(\omega_k - \Omega_n), \quad (A4)$$

其中  $D(\omega_k)$  是电磁场的真空模密度.

利用(A4)式可把(A3)式化为

$$\frac{d}{dt} X(t) = i e^{-i\Delta t} |\Omega_0\rangle Y(t) - i e^{i\beta} e^{i\omega_{23}t} \\ \cdot \frac{1}{2} \gamma_{31} Y(t) - \frac{1}{2} \gamma_{21} X(t), \quad (A5)$$

其中  $\gamma_{31} = 2\pi g^2(\omega_{31}) D(\omega_{31})$ ,  $\gamma_{21} = 2\pi g^2(\omega_{21}) D(\omega_{21})$ .

为计算方便取  $\Delta = 0$ ,  $\gamma_{31} \approx \gamma_{21} = \gamma$  和  $|\Omega_0| \gg \gamma/2$  则(A5)化为

$$\frac{d}{dt} X(t) = i |\Omega_0\rangle Y(t) - \frac{1}{2} \gamma X(t). \quad (A6)$$

同理得  $\frac{d}{dt} Y(t) = i |\Omega_0\rangle X(t) - \frac{1}{2} \gamma Y(t). \quad (A7)$

解方程组(A6)(A7)得

$$X(t) = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \left\{ \lambda_1 X(0) + \frac{1}{2} \gamma X(0) \right. \\ \left. - i |\Omega_0\rangle Y(0) \right\} e^{\lambda_1 t} + \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \\ \cdot \left\{ -\lambda_2 X(0) - \frac{1}{2} \gamma X(0) + i |\Omega_0\rangle Y(0) \right\} e^{\lambda_2 t} \\ = \beta(0) e^{\lambda_1 t} + \alpha(0) e^{\lambda_2 t}, \quad (A8)$$

$$Y(t) = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \left\{ i |\Omega_0\rangle X(0) - \lambda_2 Y(0) \right\} e^{\lambda_1 t} \\ + \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \left\{ -i |\Omega_0\rangle X(0) + \lambda_1 Y(0) + \frac{1}{2} \gamma Y(0) \right\} e^{\lambda_2 t}, \quad (A9)$$

其中  $\lambda_1 = -\frac{1}{2}\gamma + i|\Omega_0|$ ,  $\lambda_2 = \frac{1}{2}\gamma - i|\Omega_0|$ .

把以上各式代入(A1)可得

$$C_1(t \gg 1/\gamma) \approx g(\omega_{21}) \left[ \frac{\beta(0)}{\lambda_2 + (\delta_k - \omega_{23})} \right. \\ \left. + \frac{\alpha(0)}{\lambda_1 + (\delta_k - \omega_{23})} \right] \\ + g^*(\omega_{31}) \left[ \frac{\alpha(0)}{\lambda_1 + i\delta_k} - \frac{\beta(0)}{\lambda_2 + i\delta_k} \right] i e^{i\beta} \quad (A10)$$

此即文中(10c)式.

- [1] M. O. Scully, S. Y. Zhu, A. Gavrielides, *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989) 2813; O. Kocharovskaya, Y. L. Khanin, *JETP Lett.*, **48** (1988), 630; J. Y. Gao, C. Cuo, X. Z. Guo et al., *Opt. Commun.*, **93** (1992) 323.
- [2] K. J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991), 2593; G. Z. Zhang, K. Hakuta, B. P. Stoicheff, *Phys. Rev. Lett.*, **71** (1993) 3099; M. Xiao, Y. Q. Li, S. Z. Jin et al., *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 666.
- [3] L. M. Narducci, M. O. Scully, G. L. Oppo, P. Ru, J. R. Tredicce, *Phys. Rev.*, **442** (1990), 1630.
- [4] M. A. G. Martinez, P. R. Herzfeld, C. Samuels, L. M. Narducci, C. H. Keitel, *Phys. Rev.*, **A551** (1997); Sunish Menon, G. S. Agarwal, *Phys. Rev.*, **A57** (1998), 4014; Peng Zhou, S. Swain, Z. Ficek, *Phys. Rev.*, **A55** (1997), 2340; E. Paspalakis, P. L. Knight, *Phys. Rev. Lett.*, **81** (1998) 293.
- [5] Shi-Yao Zhu, L. M. Narducci, M. O. Scully, *Phys. Rev.*, **A52** (1995) A791.
- [6] V. Weisskopf, E. Wigner, *Z. Phys.*, **63** (1930) 54.

## THE PHASE EFFECT OF A DRIVING FIELD ON SPONTANEOUS EMISSION IN V-MODEL

YUAN SHI GAO JIN-YUE

(Department of physics, Jilin University, Changchun 130023, China)

(Received 15 September 1999; revised manuscript received 21 November 1999)

### ABSTRACT

The effect of the phase of driving field on spontaneous emission in V-Model has been discussed. We find that the spectrum is not only related with the phase of the driving field but also with the initial status of the atoms. We present an analytical explanation in dressed state representation.

PACC: 4250