

强光场驱动下内腔三能级原子的共振荧光谱

杨国健 汪凯戈 孙寅官

(北京师范大学物理系, 北京 100875)

摘 要 讨论了强相干激光场驱动下的内腔三能级原子的共振荧光谱。与自由空间情况相比, 内腔谱从共振峰为中心向内压缩或向外扩张, 但谱线的线型、线宽和强度没有变化。共振峰的线型取决于原子与驱动场之间的失谐程度。文中还就谱线特征的形成原因作了分析。

关键词 共振荧光, 缀饰原子。

1 引 言

强光场作用下的原子自发辐射是研究场与物质相互作用的重要手段。研究表明, 辐射性质与原子不同能级转变之间的耦合、能级的衰变、电磁驱动场的强度以及原子与驱动场之间的失谐等诸多因素密切相关^[1]。以往大都讨论系统置于自由空间时的情况, 最近, 单原子振荡器为研究热点之一^[2]。受此启发, 本文讨论在两相干激光场驱动下的单个 V 型三能级原子在一个 Q 值有限的光学谐振腔中的自发辐射问题。在强光场条件下, 得到了原子自发辐射共振荧光谱的一般表达式, 与自由空间情况相比, 腔内谱变化很大。

2 系统描述

图 1 是 V 型三能级原子与双色场耦合示意图。|β⟩ ↔ |3⟩ (β = 1, 2) 代表转变频率为 ω_β 的

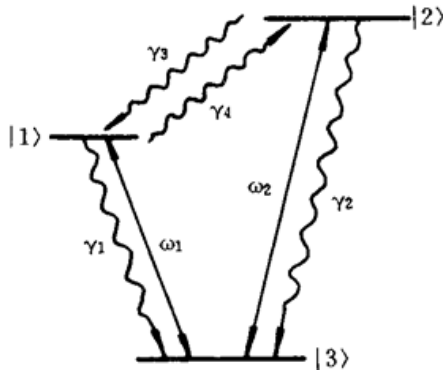


Fig. 1 Schematic diagram of a three-level atom in a V configuration interacting with two monochromatic fields

原子的两个能级转变, 它们分别与频率为 Ω₁ 和 Ω₂ 的两相干激光场耦合。整个系统置于一个 Q 值有限的光学谐振腔中。频率为 ω_c 的腔模与原子的第 r (r = 1 或 2) 转变耦合, 耦合系数为 g_r。因激光场很强, 腔模较弱, 所以, 激光场和腔模与原子的相互作用应分别用半经典的和全量子的方法描述。这样, 在旋转坐标系中, 考虑到旋波近似, 可以得到描述系统状态的主方程^[3]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -i[H, \rho] + L_a \rho + L_c \rho, \\ H &= \sum_{\beta=1}^2 [\Lambda_{\beta} A_{\beta\beta} + \alpha\beta(A_{\beta 3} + A_{3\beta})] \\ &\quad + \Delta c a^{\dagger} a + g_r (A_{r3} a + A_{3r} a^{\dagger}), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} L_a \rho &= \sum_{\beta=1}^2 \frac{1}{2} \gamma_{\beta} (2A_{3\beta} \rho A_{\beta 3} - A_{\beta\beta} \rho - \rho A_{\beta\beta}) + \\ &\quad \sum_{\beta=1}^2 \frac{1}{2} \gamma_{\beta+2} (2A_{\beta, 3-\beta} \rho A_{3-\beta, \beta} - A_{3-\beta, 3-\beta} \rho - \rho A_{3-\beta, 3-\beta}), \\ L_c \rho &= \kappa (2a \rho a^+ - a^+ a \rho - \rho a^+ a) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

这里 ρ 是系统密度矩阵算子; $L_a \rho$ 反映原子的自发辐射阻尼和无辐射衰变, 相应的阻尼和衰变系数分别是 γ_{β} 和 $\gamma_{\beta+2}$ ($\beta = 1, 2$); $L_c \rho$ 描述腔模的衰变, 衰变系数为 κ ; α_{β} 为拉比频率, 与激光场强度成正比; $\Delta_{\beta} = \omega_{\beta} - \Omega_{\beta}$ 及 $\Delta_c = \omega_c - \omega_r$ 分别表示原子的第 β 个能级转变与频率为 Ω_{β} 的激光场以及原子的第 r 个能级转变与腔模之间的失谐量。 $a(a^+)$ 是腔模算子; $A_{\alpha\beta} = |\alpha\rangle\langle\beta|$ ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$) 为原子算子。

用缀饰原子方法处理强光场作用下的原子辐射物理图像清楚。设 $H_0 = H|_{g_r=0}$ 为无腔系统的哈密顿量, $|\phi_m\rangle$ ($m = 1, 2, 3$) 是其三个本征矢, 相应的三个本征值由如下三次代数方程给出:

$$\lambda^3 - (\Delta_1 + \Delta_2)\lambda^2 + (\Delta_1\Delta_2 - \alpha_1^2 - \alpha_2^2)\lambda + \Delta_1\alpha_2^2 + \Delta_2\alpha_1^2 = 0 \quad (3)$$

因此, 缀饰原子算子可以表示为 $R_{mn} = |\phi_m\rangle\langle\phi_n|$ ($m, n = 1, 2, 3$), 它与裸原子算子 $A_{\alpha\beta}$ 存在变换关系:

$$A_{\alpha\beta} = \sum_{m,n=1}^3 h_{\alpha m} h_{\beta n} R_{mn} \quad (\alpha, \beta = 1, 2, 3) \quad (4)$$

其中:

$$\left. \begin{aligned} h_{1m} &= \alpha_1(\lambda_m - \Delta_2)/N_m \\ h_{2m} &= \alpha_2|\lambda_m - \Delta_2|(\lambda_m - \Delta_1)/(\lambda_m - \Delta_2)N_m \\ h_{3m} &= |\lambda_m - \Delta_2|(\lambda_m - \Delta_1)/N_m \\ N_m &= [\alpha_1^2(\lambda_m - \Delta_2)^2 + \alpha_2^2(\lambda_m - \Delta_1)^2 + (\lambda_m - \Delta_1)^2(\lambda_m - \Delta_2)^2]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

若对密度矩阵算子 $\rho(t)$ 作变换

$$\rho'(t) = \exp[-it \sum_{m=1}^3 \lambda_m R_{mm} \rho(t) \exp[it \sum_{m=1}^3 \lambda_m R_{mm}], \quad (6)$$

则在强光场条件下 ($\alpha_1, \alpha_2 \gg \gamma_i, i = 1, 2, 3, 4$), 考虑到久期近似, 由 $\rho'(t)$ 满足的主方程就能得到系统算子 B (B 代表 R_{mm} 或 a) 在缀饰原子表示中的平均值 $\langle B(t) \rangle = \text{tr}[\rho'(t)B]$ 所满足的时间演化方程:

$$\left. \begin{aligned} \langle \dot{R}_{mn}(t) \rangle &= [i(\lambda_m - \lambda_n) - \nu_{mn}] \langle R_{mn} \rangle + ig_r (h_{3m} h_{rn} - h_{3n} h_{rm}) \langle R_{mn}(a + a^+) \rangle, m \neq n \\ \langle \dot{R}_{mm}(t) \rangle &= U_{mm} \langle R_{mm} \rangle + \sum_{n=1}^3 U_{mn} (1 - \delta_{mn}) \langle R_{nn} \rangle, \\ \langle \dot{a}(t) \rangle &= \sum_{m=1}^3 [U_{mm} + \sum_{n=1}^3 U_{nm} (1 - \delta_{nm})] \langle R_{mm} a \rangle - ig_r \sum_{m=1}^3 h_{3m} h_{rm} \langle R_{mm} \rangle - (\kappa - i\Delta_c) \langle a \rangle. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

其中:

$$\left. \begin{aligned} \nu_{mn} &= \frac{1}{2} \sum_{\beta=1}^2 \gamma_{\beta} (h_{\beta m}^2 + h_{\beta n}^2 - 2h_{\beta m} h_{\beta n} h_{3m} h_{3n}) + \frac{1}{2} \sum_{\beta=1}^2 \gamma_{\beta+2} (h_{3-\beta, m}^2 + h_{3-\beta, n}^2 - 2h_{\beta m} h_{\beta n} h_{3-\beta, m} h_{3-\beta, n}), \\ U_{mn} &= \sum_{\beta=1}^2 (\gamma_{\beta} h_{3m}^2 h_{\beta n}^2 + \gamma_{\beta+2} h_{\beta m}^2 h_{3-\beta, n}^2), \\ U_{mm} &= \sum_{\beta=1}^2 [\gamma_{\beta} (h_{3m}^2 - 1) h_{\beta m}^2 + \gamma_{\beta+2} (h_{\beta m}^2 - 1) h_{3-\beta, m}^2]. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

该方程描述了原子和腔模的动力学行为。

3 共振荧光谱

原子第 β 转变的定态共振荧光谱定义为^[1,4]:

$$S(\omega) = \text{Re} \langle A_{\beta 3}(z) A_{3\beta}(\tau_0) \rangle \Big|_{\substack{z \rightarrow \omega - \omega_\beta \\ \tau_0 \rightarrow \infty}} \quad (9)$$

其中 $\langle A_{\beta 3}(z) \rangle$ 是原子算子平均值 $\langle A_{\beta 3}(t) \rangle$ 的拉普拉斯变换,它可由方程(7)和关系式(4)联合求得.显然,方程(7)由于含有腔模算子与原子算子关联项而不能严格求解.为方便讨论,作如下简化:第一,假设腔模强度适当,以至于它的量子噪声可以忽略,原子与腔模的关联得以解除,此时方程可解;第二,解 $\langle a(t) \rangle$ 的时间相关部分小于它的时间无关部分,并随时间的演化很快趋近于零,因此在研究原子定态辐射时,作为零级近似,目前只考虑它的时间无关部分的贡献.根据上述假设及近似,考虑到量子回归理论^[5],经冗长运算,最终可以求得定态共振荧光谱:

$$S(\omega) = \text{Re} \left\{ \sum_{m=1}^3 \left[\sum_{n=1}^3 \frac{h_{3n}^2 (1 - \delta_{mn})}{i[\omega - \omega_\beta - (\lambda_m - \lambda_n) - \Delta_{mn} + \nu_{mn}]} h_{\beta m}^2 \frac{q_m}{\sum_{n=1}^3 q_n} \right] + \right. \\ \left. \text{Re} \left\{ \sum_{m=1}^3 \left[\sum_{n=1}^3 (h_{\beta n} h_{3n} U_{mn} - h_{\beta m} h_{3m} U_{nn}) (1 - \delta_{nm}) + i h_{\beta m} h_{3m} (\omega - \omega_\beta) \right] \cdot \right. \right. \\ \left. \left. h_{\beta m} h_{3m} \frac{q_m}{\sum_{n=1}^3 q_n} \cdot \left[\sum_{n=1}^3 q_n - i \sum_{n=1}^3 U_{nn} (\omega - \omega_\beta) - (\omega - \omega_\beta)^2 \right]^{-1} \right\} \right\}, \quad (10)$$

其中:

$$\Delta_{mn} = \frac{-2i\Delta_c g_r^2 (h_{3m} h_{r_m} - h_{3n} h_{r_n}) \sum_{j=1}^3 h_{3j} h_{r_j} q_j / \sum_{l=1}^3 q_l}{\left| \sum_{j=1}^3 [U_{jj} + \sum_{l=1}^3 U_{lj} (1 - \delta_{lj})] q_j / \sum_{l=1}^3 q_l - (\kappa - i\Delta_c) \right|^2} \quad (11)$$

$$q_1 = U_{23}U_{12} - U_{13}U_{22}, \quad q_2 = U_{13}U_{21} - U_{11}U_{23}, \quad q_3 = U_{11}U_{22} - U_{12}U_{21}. \quad (12)$$

(10)式表示原子荧光谱在一般情况下呈七峰状,三对边带等距分布在共振峰两边,峰位是 $\lambda_m - \lambda_n + \Delta_{mn} (m \neq n)$ (如图 2 所示).除共振峰外,边带均具有洛伦兹线型,线宽为 ν_{mn} ,大小取决于原子能级的衰变速率和原子与激光场失谐程度[见(8)式].与无腔情况相比^[6],腔内荧光谱的最大变化就是边带峰位相对共振峰出现位移,从而使得整个谱分布以共振峰为中心向内压缩或向外扩张.边带峰位移动量为 Δ_{mn} ,对不同边带,该值是不同的,其大小依赖于腔相关参数 κ, Δ_c 和 g_r 以及原子和驱动场参数等.对腔来说,可以证明不等式

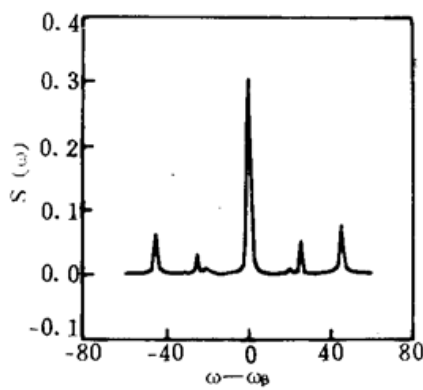


Fig. 2 Spectrum of resonance fluorescence. $\gamma_2/\gamma_1 = 1$, $\gamma_3/\gamma_1 = 0.5$, $\gamma_4/\gamma_1 = 0.1$, $\kappa/\gamma_1 = 0.5$, $\Delta_1/\gamma_1 = \Delta_2/\gamma_1 = 5$, $\Delta_c/\gamma_1 = 1$, $g_r/\gamma_1 = 1$, $\Omega_1/\gamma_1 = 20$, $\Omega_2/\gamma_1 = 10$

始终成立,所以,腔的损耗总是减小边带移动.显然,在其它条件不变时,无损腔($\kappa = 0$)边带移动最厉害,强损耗腔($\kappa \rightarrow \infty$)最弱,为零,原子此时变成向自由空间辐射^[6].若只考虑原子与腔模之间的失谐,则当

$$\sum_{m=1}^3 [U_{mm} + \sum_{n=1}^3 (1 - \delta_{mn}) q_m / \sum_{l=1}^3 q_l] \leq 0 \quad (13)$$

时, Δ_{mn} 最大,而当 $\Delta_c = 0, +\infty$ 时, $\Delta_{mn} = 0$,其它情况 Δ_{mn} 取值在上述两个极限之间. Δ_c 的正负决定了边带峰位移动的方向.若 $\Delta_c < 0$,即腔频小于原子转变频率,边带向共振峰压缩,反之,边带向外扩张(如图 3 所示).最后,由(11)式中 Δ_{mn} 与 g_r^2 成正比的关系看到,加大原子与腔模耦

$$\Delta_c = \pm \left[\sum_{m=1}^3 (U_{mm} - \sum_{n=1}^3 U_{nm} (1 - \delta_{mn}) q_m / \sum_{l=1}^3 q_l) - \kappa \right] \quad (14)$$

时, Δ_{mn} 最大,而当 $\Delta_c = 0, +\infty$ 时, $\Delta_{mn} = 0$,其它情况 Δ_{mn} 取值在上述两个极限之间. Δ_c 的正负决定了边带峰位移动的方向.若 $\Delta_c < 0$,即腔频小于原子转变频率,边带向共振峰压缩,反之,边带向外扩张(如图 3 所示).最后,由(11)式中 Δ_{mn} 与 g_r^2 成正比的关系看到,加大原子与腔模耦

合能力也可增大边带位置的变化。以上分析表明,光学谐振腔的存在影响着受激原子的自发辐射,原因是腔的约束作用改变了原子的自发辐射环境,其结果等效于移动缀饰原子能级,进而改变原子的跃迁频率及边带峰位。

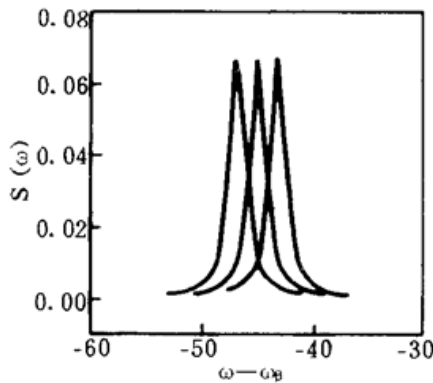


Fig. 3 Curves 1~3 show the maximum displacement of far sideband towards and outwards the resonance peak and its non-movement for Δ_c given by (14) and $\Delta_c = 0$, respectively. Other parameters are same as fig. 2

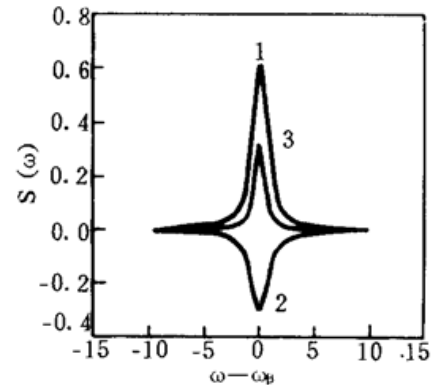


Fig. 4 Curves 1~3 correspond to the peak 1, 2 and the whole resonance peak, respectively. Parameters are same as Fig. 2

共振峰与边带不同,不受腔存在与否的控制,谱线结构复杂。因为共振峰由缀饰原子约化密度矩阵中作零频率变化的对角项所决定,所以,由腔引起的缀饰原子能级的等效移动不会对它产生影响。对谱线稍加分析可以看到,共振峰实际上是由线宽各为

$$v_1 = \left[\sum_{m=1}^3 U_{mm} + \sqrt{\left(\sum_{m=1}^3 U_{mm} \right)^2 - 4 \sum_{m=1}^3 q_m} \right] / 2$$

$$v_2 = \left[\sum_{m=1}^3 U_{mm} - \sqrt{\left(\sum_{m=1}^3 U_{mm} \right)^2 - 4 \sum_{m=1}^3 q_m} \right] / 2$$

的两个洛伦兹峰同峰位叠加而成,如图 4 所示,其中峰 1 总存在,并呈辐射状。峰 2 只在原子与激光场失谐时才出现,并且随着失谐量的变化有时呈辐射状,有时呈吸收状。若原子与激光场完全共振,该峰消失,整个共振峰退变为洛伦兹型^[4],即

$$S(\omega) = \text{Re} \left[\frac{h_{33}^2 h_{p3}^2}{U_{23} - U_{22} + i(\omega - \omega_p)} \frac{q_2 + q_3}{\sum_{m=1}^3 q_m} \right].$$

峰 2 的出现表明原子与激光场的失谐在共振峰处引发了附加跃迁。这是共振峰线型变化的物理原因。

结束语 本文采用缀饰原子方法分析了强光场作用下的内腔单个 V 型三能级原子某一能级转变产生的定态共振荧光谱。主要结果是: 1) 得到并分析了谱的结构; 2) 指出在原子自发辐射过程中,光学谐振腔起着以共振峰为中心压缩或扩张谱分布作用,对各谱线的线型、线宽和强度不产生影响; 3) 发现共振峰的线型取决于原子与激光场之间的失谐,即共振时,谱线为洛伦兹型,失谐时,由于在峰位处引发了附加辐射或吸收过程,因而改变了线型函数。以上结果是近似的,因为讨论中忽略了腔模的量子噪声以及采用了略去腔模时间相关效应的零级近似,严格计算时应考虑它们。不过,定性地说,腔模的时间相关行为仍只影响边带,对共振峰不起作用。腔模的变化使问题复杂化了,讨论中需用数值计算的方法。有关这方面的工作正在进行。

参 考 文 献

- [1] L. M. Narducci, M. O. Scully, Spontaneous emission and absorption properties of a driven three-level system. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **42**(3) : 1630~1649
- [2] Tran Quang, Helen Freedhoff, Spectrum of the one-atom dressed-state oscillator. *Opt. Commun.*, 1994, **107**(5~6) : 480~488
- [3] G. S. Agarwal, *Quantum Optics*, Springer-Verlay, Heidelberg, 1974, 70
- [4] 杨国健, 胡 岗, 受驱动三能级原子荧光辐射的暂态压缩. *物理学报*, 1993, **42**(9) : 1043
- [5] M. Lax, *Statistical Physics, Phase Transition and Superfluidity*, New York, Gardon and Breach, 1968, **2** : 269

Spectrum of Resonance Fluorescence from an Intracavity Three-Level Atom Driven by Strong Optical Fields

Yang Guojian Wang Keige Sun Yinguan

(Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875)

(Received 3 April 1995)

Abstract The resonance fluorescence from an intracavity three-level atom driven by two coherent lasers are discussed. Compared with the case in the free space, the spectrum in the cavity is squeezed towards or expands outwards the resonant peak, but the type, width and strength of each spectral line remains the same. The line type of the resonant peak is determined only by the detuning between the atom and driving fields. The origination of the spectral features are analyzed.

Key words resonance fluorescence, dressed atom.