

非简并双光子光学双稳态理论研究

郑 杭 朱诗尧 方俊鑫
(上海交通大学应用物理系)

提 要

本文用量子的方法导出适用于任意中间偏调的非简并双光子双稳态方程,着重研究有实际意义的中间态偏调为零的纯吸收型双稳态,讨论了二模运转的不对称现象和三稳态双间隙的新现象,指出它们是由于原子能级的不对称引起的,还论证了如何利用一个模控制另一模的双稳特性,在中间态偏调小的情况下,非简并双光子多稳态运转要求的入射光强与单光子双稳运转时的一样,这就为多稳运转的实现指出一条可行的道路。

一、引 言

近年来,人们对双光子三能级近共振情况下的双(多)稳现象感兴趣^[1-5],主要是因为两个模相互作用可出现多稳态现象,从而为多重逻辑元件的制作提供了可能性,简并双光子双稳现象在实验上已观察到^[6],作者曾从理论上研讨了三能级系统简并双光子双稳特性^[7]对于非简并情况,人们讨论^[1,2]的都是仅仅局限于光的频率远离单光子共振(中间态偏调大)的情况,但是,中间态偏调越大,归一化光强及 Q 参数就越小,这就给实验验证带来较高的要求,本文采用与作者在文献^[7]中相同的方法,讨论非简并情况下的双(多)稳现象,导出适合任意中间态偏调的三能级原子系统双(多)稳态方程,并论述了有实际意义的中间态偏调为零的纯吸收型双(多)稳现象,指出在纯吸收型情况下,适当选择参数,将出现三稳态双间隙现象。

二、基本模型及双稳态方程

一个由 N 个均匀展宽的三能级原子(如图1所示)组成的系统,处在一个谐振频率为 Ω_1 和 Ω_2 的谐振腔内,原子与腔模总系统的哈密顿算符为

$$H_1 = \hbar\Omega_1 a_1^\dagger a_1 + \hbar\Omega_2 a_2^\dagger a_2 + \sum_{n=1}^N \sum_{i=a,b,c} \hbar\omega_i A_{in}^\dagger A_{in} + \sum_{n=1}^N \hbar(g_1 a_1 A_{in}^\dagger A_{in} + g_2 a_2 A_{in}^\dagger A_{in} - H.C.), \quad (1)$$

其中 $a_1^\dagger(a_2^\dagger)$, $a_1(a_2)$ 为腔模1(或2)的产生和消灭算符, A_{in}^\dagger , A_{in} 是第 n 个原子的第 i 能级的产生和消灭算符, g_1 和 g_2 为原子-场耦合常数, $\hbar\omega_i$ 是原子能级的能量本征值,有一双模外场入射到腔内,二模的频率分别为 ν_1 和 ν_2 , 则^[8,10]

$$H_2 = i\hbar\alpha_1[a_1^\dagger \varepsilon_1(t) - a_1 \varepsilon_1^*(t)] + i\hbar\alpha_2[a_2^\dagger \varepsilon_2(t) - a_2 \varepsilon_2^*(t)], \quad (2)$$

其中 $\varepsilon_i(t) = E_i \exp(-i\nu_i t)$, x_1, x_2 是为最终方程形式简单而引入的。腔模因输出而有损耗, 可以表示为^[8,9,10]

$$H_3 = \hbar(a_1 \Gamma_{c1}^\dagger + a_1^\dagger \Gamma_{c1}) + \hbar(a_2 \Gamma_{c2}^\dagger + a_2^\dagger \Gamma_{c2}), \quad (3)$$

其中 $\Gamma_{c1}^\dagger, \Gamma_{c2}^\dagger, \Gamma_{c1}$ 和 Γ_{c2} 表示腔模衰退的库(Reservoir)算符。原子的衰退可用下列哈密顿表示

$$H_4 = \sum_{k=1}^N \hbar \left(\sum_{\alpha} g_{1k} A_{\alpha n}^\dagger A_{\alpha n} b_k^\dagger + g_{2k} A_{\alpha n}^\dagger A_{\alpha n} b_k + H.C. \right), \quad (4)$$

其中 b_k^\dagger, b_k 表示与原子衰退相关的库算符。 g_{2k} 为原子与库的相互作用常数^[9,10]。

总哈密顿量为

$$H = H_1 + H_2 + H_3 + H_4. \quad (5)$$

由量子力学可知, 原子-场系统的密度算符 ρ 满足下列方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] = -\frac{i}{\hbar} [H_1 + H_2, \rho] + L_3 \rho + L_4 \rho, \quad (6)$$

其中

$$L_3 \rho = x_1 \{ [a_1 \rho, a_1^\dagger] + [a_1, \rho a_1^\dagger] \} + x_2 \{ [a_2 \rho, a_2^\dagger] + [a_2, \rho a_2^\dagger] \}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} L_4 \rho = & \sum_n \frac{1}{2} \gamma_1 (1 + \bar{n}) [2A_{1n}^\dagger A_{0n} \rho A_{1n}^\dagger A_{0n} - A_{1n}^\dagger A_{0n} \rho - \rho A_{1n}^\dagger A_{0n}] \\ & + \frac{1}{2} \gamma_1 \bar{n} [2A_{0n}^\dagger A_{1n} \rho A_{0n}^\dagger A_{1n} - A_{0n}^\dagger A_{1n} \rho - \rho A_{0n}^\dagger A_{1n}] \\ & + \frac{1}{2} \gamma_2 (1 + \bar{n}) [2A_{2n}^\dagger A_{1n} \rho A_{2n}^\dagger A_{1n} - A_{2n}^\dagger A_{1n} \rho - \rho A_{2n}^\dagger A_{1n}] \\ & + \frac{1}{2} \gamma_2 \bar{n} [2A_{1n}^\dagger A_{2n} \rho A_{1n}^\dagger A_{2n} - A_{1n}^\dagger A_{2n} \rho - \rho A_{1n}^\dagger A_{2n}] \\ & + \frac{1}{4} \gamma_{1p} [2(A_{0n}^\dagger A_{0n} - A_{1n}^\dagger A_{1n}) \rho (A_{0n}^\dagger A_{0n} - A_{1n}^\dagger A_{1n}) - (A_{0n}^\dagger A_{0n} - A_{1n}^\dagger A_{1n}) \\ & \times (A_{0n}^\dagger A_{0n} - A_{1n}^\dagger A_{1n}) \rho - \rho (A_{0n}^\dagger A_{0n} - A_{1n}^\dagger A_{1n}) (A_{0n}^\dagger A_{0n} - A_{1n}^\dagger A_{1n})] \\ & + \frac{1}{4} \gamma_{2p} [2(A_{1n}^\dagger A_{1n} - A_{2n}^\dagger A_{2n}) \rho (A_{1n}^\dagger A_{1n} - A_{2n}^\dagger A_{2n}) - (A_{1n}^\dagger A_{1n} - A_{2n}^\dagger A_{2n}) \\ & \times (A_{1n}^\dagger A_{1n} - A_{2n}^\dagger A_{2n}) \rho - \rho (A_{1n}^\dagger A_{1n} - A_{2n}^\dagger A_{2n}) (A_{1n}^\dagger A_{1n} - A_{2n}^\dagger A_{2n})], \end{aligned} \quad (8)$$

其中 γ_1, γ_2 是原子衰退率, γ_{1p} 和 γ_{2p} 是相位衰退率^[8,9,10], x_1, x_2 分别为腔模 1 和 2 的损耗率。

令

$$\left. \begin{aligned} \langle a_1 \rangle &= \alpha_1 \exp(-i\nu_1 t), & \langle a_2 \rangle &= \alpha_2 \exp(-i\nu_2 t), \\ \langle A_{1n}^\dagger A_{0n} \rangle &= J_{1n} \exp(-i\nu_1 t), & \langle A_{0n}^\dagger A_{1n} \rangle &= J_{2n} \exp(-i\nu_2 t), \\ \langle A_{1n}^\dagger A_{0n} \rangle &= W_{0n}, & \langle A_{1n}^\dagger A_{1n} \rangle &= W_{1n}, & \langle A_{0n}^\dagger A_{0n} \rangle &= W_{0n}, \\ \frac{1}{2} (W_{0n} - W_{1n}) &= J_{1n}^\dagger, & \frac{1}{2} (W_{1n} - W_{0n}) &= J_{2n}^\dagger, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

其中 $\langle \rangle$ 表示量子统计平均。由量子力学可知算符的统计平均值与密度矩阵有如下关系

$$\langle U \rangle = \text{tr} \rho U. \quad (10)$$

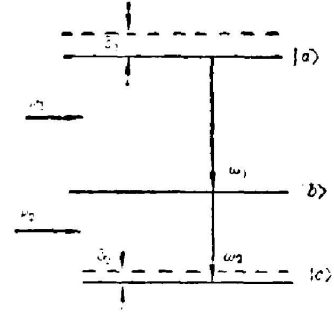


Fig. 1 Three-level atom

采用退关联近似 $\langle U_\Delta U_I \rangle = \langle U_\Delta \rangle \langle U_I \rangle$, 由(5)~(8)式经与文献[7]相同的运算过程可得

$$i \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} = (\Omega_1 - \nu_1 - ix_1) \alpha_1 + \sum_n g_1^* J_{1n}^- + ix_1 E_1, \quad (11)$$

$$i \frac{\partial \alpha_2}{\partial t} = (\Omega_2 - \nu_2 - ix_2) \alpha_2 + \sum_n g_2^* J_{2n}^- + ix_2 E_2, \quad (12)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} J_{1n}^- = (\omega_1 - \nu_1 - i\gamma_{1\perp}) J_{1n}^- - 2g_1 \alpha_1 J_{1n}^z, \quad (13)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} J_{2n}^- = (\omega_2 - \nu_2 - i\gamma_{2\perp}) J_{2n}^- - 2g_2 \alpha_2 J_{2n}^z, \quad (14)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} W_{bn} = -g_1 \alpha_1 J_{1n}^+ + g_1^* \alpha_1^* J_{1n}^- + g_2 \alpha_2 J_{2n}^+ - g_2^* \alpha_2^* J_{2n}^- + i[\gamma_1(1+\bar{n})W_{an} - \gamma_1 \bar{n} W_{bn} - \gamma_2(1+\bar{n})W_{bn} + \gamma_2 \bar{n} W_{cn}], \quad (15)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} W_{an} = g_1 \alpha_1 J_{1n}^+ - g_1^* \alpha_1^* J_{1n}^- - i[\gamma_1(1+\bar{n})W_{an} - \gamma_1 \bar{n} W_{bn}], \quad (16)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} W_{cn} = g_2 \alpha_2 J_{2n}^+ - g_2^* \alpha_2^* J_{2n}^- + i[\gamma_2(1+\bar{n})W_{bn} - \gamma_2 \bar{n} W_{cn}], \quad (17)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{1\perp} &= \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2) + \bar{n}\gamma_1 + \frac{1}{2}\bar{n}\gamma_2 + \gamma_{1p} + \frac{1}{4}\gamma_{2p}, \\ \gamma_{2\perp} &= \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2) + \bar{n}\gamma_1 + \frac{1}{2}\bar{n}\gamma_2 + \gamma_{2p}, \\ \omega_1 &= \omega_b - \omega_c, \quad \omega_2 = \omega_b - \omega_c \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

考虑高 Q 值腔 ($x_1, x_2 \ll \gamma_1, \gamma_2$), 由(11)~(17)式可解得

$$\frac{I_{in1}}{I} = \left[1 + \frac{(1/2)C_1 I_2}{(3/4)I_1 I_2 + (1/2)I_1 + I_2 + 1} \right]^2 + \left[\Delta - \frac{(1/2)C_1 \delta_1 I_2}{(3/4)I_1 I_2 + (1/2)I_1 + I_2 + 1} \right]^2, \quad (19)$$

$$\frac{I_{in2}}{I} = \left[1 + \frac{(1/2)C_2 I_1 + C_2}{(3/4)I_1 I_2 + (1/2)I_1 + I_2 + 1} \right]^2 + \left[\Delta - \frac{(1/2)C_2 \delta_2 I_1 + C_2 \delta_2}{(3/4)I_1 I_2 + (1/2)I_1 + I_2 + 1} \right]^2, \quad (20)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= \frac{N|g_1|^2}{x_1 \gamma_{1\perp} (1 + \delta_1^2)}, \quad C_2 = \frac{N|g_2|^2}{x_2 \gamma_{2\perp} (1 + \delta_2^2)}, \quad I_1 = \frac{4|g_1|^2 |\alpha_1|^2}{\gamma_1 \gamma_{1\perp} (1 + \delta_1^2)}, \\ I_2 &= \frac{4|g_2|^2 |\alpha_2|^2}{\gamma_2 \gamma_{2\perp} (1 + \delta_2^2)}, \quad \delta_1 = \frac{\omega_1 - \nu_1}{\gamma_{1\perp}}, \quad \delta_2 = \frac{\omega_2 - \nu_2}{\gamma_{2\perp}}, \quad \Delta_1 = \frac{\Omega_1 - \nu_1}{x_1}, \\ \Delta_2 &= \frac{\Omega_2 - \nu_2}{x_2}, \quad I_{in1} = \frac{4|g_1|^2 |E_1|^2}{\gamma_1 \gamma_{1\perp} (1 + \delta_1^2)}, \quad I_{in2} = \frac{4|g_2|^2 |E_2|^2}{\gamma_2 \gamma_{2\perp} (1 + \delta_2^2)}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

(19)和(20)式即非简并双光子双光束双(多)稳态方程。它不仅显示出双稳特性,在一定条件下还能显示出多稳特性。

当 $I_1=0$ 或 $g_1=0$ 时, 它们即化为单光子单模双稳态方程。这里得到的方程的最大特点是它适用于任何的中间态偏调。以前用双光子矢量模型得到的结果^[1,2]只适用于中间偏调大, 即 δ_1 和 δ_2 都远大于1的情况。对双光子双稳过程来说, δ_1, δ_2 越大就要求大的输入光强, 当然就越不利于双稳态的运转。为能在输入光强比较小的情况下利用双模(或用一个模)控制另一个模来实现的双稳运转特性, δ_1 和 δ_2 应越小越好。特别是当 $\delta_1 = \delta_2 = 0$ 时, 在

双光子多稳运转中具有实用的意义,因为此时的输入光强与单光子单模情况下的基本相同。下面我们着重讨论这一种纯吸收型的情况。

三、纯吸收型双(多)稳特性

纯吸收型情况, $\delta_1 = \delta_2 = 0$ 。令

$$I_{1n1} = q_1^2, \quad I_{1n2} = q_2^2, \quad I_1 = P_1^2, \quad I_2 = P_2^2。$$

由(19)式和(20)式可得

$$\frac{q_1}{P_1} - 1 = \frac{(1/2)C_1 P_1^2}{(3/4)P_1^2 P_2^2 + (1/2)P_1^2 + P_2^2 + 1}, \quad (22)$$

$$\frac{q_2}{P_2} - 1 = \frac{(1/2)C_2 P_1^2 + C_2}{(3/4)P_1^2 P_2^2 + (1/2)P_1^2 + P_2^2 + 1}。 \quad (23)$$

这就是双光子双光束纯吸收型双(多)稳态方程。从(19)、(20)式可以看出,每个模都能双稳运转。(22)式可看作是模1的双稳态方程,它的合作参数不但和 C_1 有关,还和 P_2^2 有关。(23)式是模2的双稳态方程,它的合作参数不但与 C_2 有关还和 P_1^2 有关,显然,两个模的双稳特性是不对称的。(22)式中右边的分子是 $(1/2)C_1 P_1^2$, 而(23)式的分子是 $(1/2)C_2 P_1^2 + C_2$ 。当 $P_2^2 = 0$ 时,模1是没有双稳特性的,而当 $P_1^2 = 0$ 时,模2仍有双稳特性。而且(23)式化为二能级单模双稳态方程。下面我们讨论两种不同情况下的运转特性。

1. q_1 固定

考虑 q_1 固定,即假定与上能态和中间态相联系的模1的入射光强保持不变。由(22)式得

$$P_2^2 = \frac{\left(\frac{q_1}{P_1} - 1\right)\left(\frac{1}{2}P_1^2 + 1\right)}{\left(\frac{3}{4}P_1^2 + 1\right)\left(\frac{q_1}{P_1} - 1\right) - \frac{1}{2}C_1}。 \quad (24)$$

由于 $q_1 \geq P_1$, 因此要上式成立,必须使下列不等式成立

$$\frac{3}{4}P_1^3 - \frac{3}{4}q_1 P_1^2 + \left(\frac{1}{2}C_1 + 1\right)P_1 - q_1 > 0。 \quad (25)$$

该不等式决定了 P_1 的范围。有两种可能: 1. 方程(25)式对应的等式只有一个实根,则 P_1 只有一个范围,如图2(a)所示。2. 方程(25)式对应的等式有三个实根, P_1 有两个范围,如图2(b)所示。图2(b)中的两个 P_1 区域为一间隙隔开。图2中的图形与文献[1]中的图形是类似的。最多有七个定态,三个稳定态,四个不稳定态。

从(22)和(23)式可知,当 $q_2 = 0$ 时必有 $P_2 = 0$ 和 $P_1 = q_1$, 从图2(b)中表现为 $P_1 \sim q_2$ 曲线与 P_1 轴只有一个交点。它的物理意义是当与下能态和中间态相联系的模2不存在时,不会有粒子激发到中间态,中间态占居数仍为零,因此不会引起模1的变化,此时输出等于输入;当 q_2 增加,由于模2对基态的激发,中间态有一定的占居,因此对模1也有一定的吸收,故 P_1 下降。前面已提到,(22)式是模1的双稳态方程,它的合作参数与 C_1 和 P_2^2 有关。如模2是工作在双稳曲线的上分支(无论那一支上), P_2 已近似等于 q_2 了。此时模1的合作参数近似等于 $(3/2)C_1$ 。当 C_1 足够大时,模1就有三个(两个稳定,一个不稳定)工作点,如图2(b)中的 A, B, C 三点。

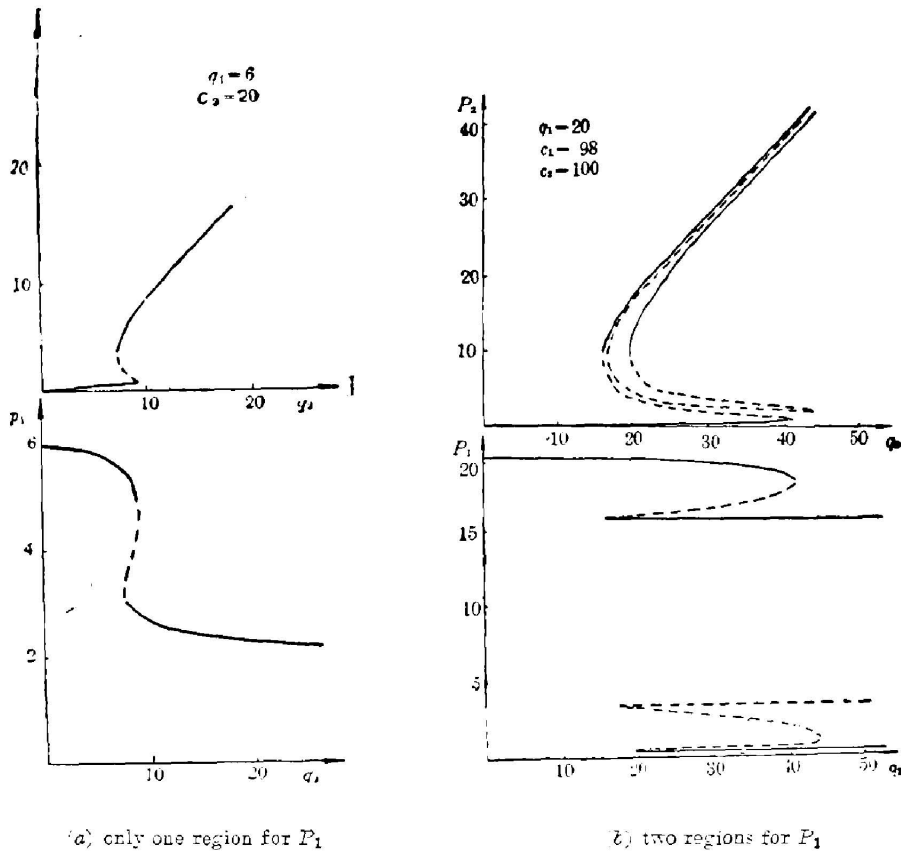


Fig. 2 Transmission curves of two modes with a fixed incident intensity of mode 1 (broken lines represent unstable state)

从图 2 可清楚地看到, 可用模 2 来控制模 1 的开关效应。例如, 图 2(a) 中, q_2 在 7 以下时, 可认为对模 1 是开的; q_2 大于 10 时对模 1 是关的。因此增加模 2 的入射光强可使模 1 从开到关, 减小模 2 的入射光强可使模 1 从关到开。

2. q_2 固定

考虑 q_2 固定, 即假定与下能态和中间态相联系的模 2 的入射光强保持不变。由 (23) 式可得

$$P_1^2 = \frac{[(q_2/P_2) - 1](P_2^2 - 1) - C_2}{(1/2)C_2 - [(q_2/P_2) - 1][(3/4)P_2^2 + (1/2)]} \quad (26)$$

要上式成立, 必须满足下列两个不等式组

$$\left. \begin{aligned} [(q_2/P_2) - 1](P_2^2 - 1) > C_2, \\ C_2 > 2[(q_2/P_2) - 1][(3/4)P_2^2 + (1/2)] \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

或者

$$\left. \begin{aligned} [(q_2/P_2) - 1](P_2^2 - 1) < C_2, \\ [(q_2/P_2) - 1][(3/4)P_2^2 + 1] > (1/2)C_2 \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

由于 (27) 式这组不等式不能成立, 则由 (28) 式不等式组可得两个关于 P_2 的三次方程

$$P_2^3 - q_2 P_2^2 + (C_2 + 1)P_2 - q_2 = 0, \tag{29}$$

$$(3/2)P_2^3 - (3/2)q_2 P_2^2 + (C_2 + 1)P_2 - q_2 = 0 \tag{30}$$

由(29)和(30)式的根可决定 P_2 的范围。 P_2 的范围有三种可能：(1) 方程(29)式和(30)式都只有一个实根，则 P_2 只有一个区域；(2) 二方程一个有三个实根，一个只有一个实根，则 P_2 有两个区域；(3) 二方程都有三个实根，则 P_2 有三个区域。对适当的 q_2 , C_1 和 C_2 参数这三种情况都会出现。图 3 表示 P_2 有三个区域的情况，最多有七个定态(三个稳态，四个不稳态)。

图 3 的曲线与图 2 不同。 P_2 有三个区域，为两个间隙所隔开。 $P_2 \sim q_1$ 曲线与 P_2 轴有三个交点(A' , B' 和 C')，即 $q_1 = 0$ 时， P_2 有三个值，且每一个都小于 q_2 。这三个值对应着 P_2 的三个态(两个稳定态，一个不稳定态)。这些也是本文与文献[1]的结果不同之处。在文献[1]中(从该文的(3.14)式)，只要有一个模(不管那一个)不存在，此时另一模的输出就必定等于输入，没有双稳特性。这个结果只适用于 $q_2 = 0$ 的情况，这是由于本文考虑小的中间态偏调所致，而中间态偏调小的情况，文献[1]是不适用的。这些结果的物理意义是：模 1 是否有双稳特性与模 2 是否存在有着决定性的关系，即模 2 不存在，则模 1 没有双稳特性；而模 2 是否有双稳态虽与模 1 有关，但不是决定性的，只要 C_2 达到一定值，模 2 一定会有双稳特性。这是因为模 1 不存在时，模 2 与原子的下能级和中间能级构成一个二能级单模系统，当然应有双稳特性。

图 3 中的 A' , B' , C' 三点正是这一特性的反映(对应单模双稳曲线图 4 中的 a , b , c 三点)。由于模 2 与下能态和中间态相联系，必有一部分被原子系统吸收，故必有 $P_2 < q_2$ 。

从图 3 可看到，模 2 工作在第一支还是第三支对模 1 的运转有很大的影响。例如 $q_1 = 15$ ，如模 2 是在第一支，则系统对模 1 是“关”的；如模 2 在第三支则对模 1 是“开”的。因此可利用模 2 来控制模 1 的开关，在初始时，模 1 是关的，可通过减小 q_2 ，然后再回到原 q_2 的值，就能使模 2 从工作在第一支跳到第三支，同时对模 1 就从关变为开；接着增加 q_2 ，然后再回到原来的值，这就使模 2 从第三支跳到第一支，对模 1 就从开变为关。图 3 还表示模 2 最多可有三个可区分的稳态，模

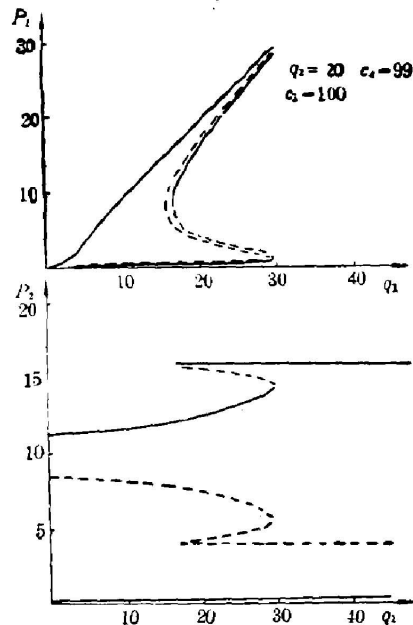


Fig. 3 Transmission curves of two modes with a fixed incident intensity of mode 2 (broken lines represent unstable state). P_2 has three regions separated by two gaps

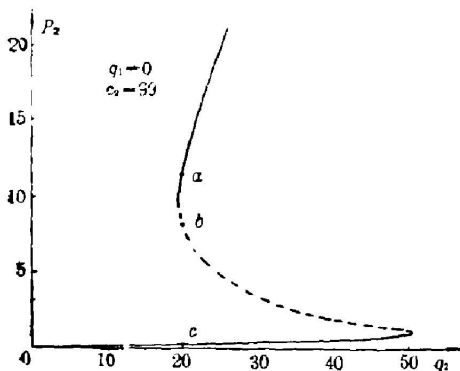


Fig. 4 Bistability curve of mode 2 with $q_1 = 0$, which also is a bistability curve for a single-mode two-level system

1 至少有两个可区分的稳定态。它们的不同组合可产生不同逻辑元件的作用。这也是双模多稳态的一个用途。

另外, 我们可利用模 1 来控制模 2。例如模 2 工作在第一支。当 q_1 增加时可使模 2 从下支跳到上支(由关到开); 当 q_1 减小时可使模 2 从上支跳到下支(由开到关)。这个开关作用与 q_1 固定时的情况正好相反(那里 q_2 增加模 1 从开到关)。这一不同是由于模 1 与上能态, 而模 2 与下能态相联系之故。它的物理意义是: 当模 2 工作在第一支, 即相当于图 4 中的上支。此时中间态有占居数。如模 1 工作在第一支的下支, 上能态几乎没有占居数, 中间态占居数近似为 $1/2$ 。如模 1 工作在第一支的上支时, 上能态也有占居数, 此时中间态占居数近似等于 $1/3$ 。中间态到基态的自发辐射使 P_2 小于 q_2 。当中间态占居数从 $1/2$ 变为 $1/3$ 时, P_2 就从小变大。即 q_1 增加时对模 2 从关到开。这一开关特性, 不如前两种开关特性好, 因为强度之差比前两种情况的小。

四、结 论

本文用全量子理论推导适用于任意中间偏调的三能级系统双稳态(多稳态)方程。特别讨论了有实用意义的纯吸收型情况。给出了一个模的入射光强固定条件下, 两个模输出光强随另一模的入射光强变化而变化的曲线。讨论了用一个模控制另一个模的开关特性。发现两个模是不对称的, 这是由于两个模分别与上能态和下能态联系而引起的。是原子能级不对称的反映。

研究表明, 非简并双光子双稳态运转要求的光强, 在偏调小的情况下, 远小于简并双光子双稳态运转要求的光强, 而与单光子双稳态运转时的基本相同。这就为多稳运转, 用一个模控制另一个模的双(多)稳特性的实现指出一条可行的道路。

参 考 文 献

- [1] G. P. Agrawal, C. Flytzanis; *Phys. Rev. (A)*, 1981, **24**, No. 6 (Dec), 3173.
- [2] F. T. Arecchi, A. Politi; *Lett. Nuovo Cimento*, 1978, **23**, No. 2 (9 Sep), 65.
- [3] G. S. Agrawal; *Opt. Commun.*, 1980, **35**, No. 1 (Oct), 149.
- [4] J. A. Hermann; *Opt. Commun.*, 1981, **37**, No. 6 (15 Jun), 431.
- [5] DDF. Walls *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1981, **24**, No. 1 (Jul), 627.
- [6] E. Giacobino *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1980, **45**, No. 6 (11 Aug), 434.
- [7] 朱诗尧; 《物理学报》, 1984, **33**, No. 1 (Jan), 16。
Zhu Shiyao; *Chinese Phys.*, 1984, **4**, No. 4, (Oct-Dec), 795.
- [8] S. S. Hassan *et al.*; *Opt. Commun.*, 1978, **27**, No. 3 (Dec), 480.
- [9] M. Sargent *et al.*; 《Laser Physics》, (Addison-Wesley, 1974), Chapter 16.
- [10] W. H. Louisell; 《Quantum Statistical Properties of Radiation》, (Wiley, N. Y., 1973), Chapter 6.

heoretical study of nondegenerate two-photon optical multistability

ZHENG HANG, ZHU SHIYAO AND FANG JUNXIN

(Department of Applied Physics, Shanghai Jiaotong University)

(Received 10 September 1985; revised 3 March 1986)

Abstract

By using quantum method the nondegenerated two-photon optical multistability equations applicable to arbitrary detunings with respect to the intermediate level have been deduced. We have put emphasis on the multistability characteristics of the pure absorption type, because this type has potentiality in practical utility. Numerical calculations have revealed some new features. It is pointed that the multistable characteristics of the two modes are different. This difference results from the difference between the upper and lower levels. A nondegenerate two-photon multistability system can be used as multi logical elements. or such a system with small intermediate-level detuning, the operation intensity is about the same as that for the single-photon optical bistability. Therefore, it can be predicted that in the near future the nondegenerate two-photon multistability would be realized experimentally.