

双频场作用下三能级原子的动力学行为

朱诗尧 王宇青

(上海交通大学应用物理系)

马 爱 群

(哈尔滨工业大学应用物理系)

提 要

求得双频场作用下串接型三能级原子系统哈密顿量的本征函数和本征值。从而给出任意初始原子态和任意偏调情况下,原子系统随时间的演化公式。研究了能级布居数和原子极化与光强的关系。揭示了原子初始条件和光场相对相对对原子动力学行为的影响。在相对相位为 π 时,原子场耦合最小,在特殊情况下为零。

关键词: 三能级原子, 原子布居数, 原子极化。

一、引 言

串接型三能级系统与单频或双频场的相互作用,因为它与双光子激光和双光子相干态(压缩态)紧密地联系在一起受到广泛的注意。Grischowsky^[1]和Narducci^[2]用级数展开,略去高阶项式振幅缓变近似,在绝热很接近似下,求得原子的极化率。Salomma^[3]研究了稳态时上能级布居数的特性。Mavroyannis等^[4,5]研究了串接型三能级原子在单模场作用下的共振荧光。Whitley和Stroud^[6]在谐振近似下研究能级布居、吸收和发射光谱。近年来, Bai^[7]和Lu^[8]研究不同原子初始条件下瞬态的弱信号吸收谱。Al-Hily和Loudon^[9]研究了二阶相干函数的某些特性。Aravind^[10]在双光子共振近似下计算了能级布居数随时间变化的规律。

随着超快技术的发展,以及原子里德堡态的实现^[11],测量原子场相互作用系统的时间演化成为可能。文献[11]首次报道了已预言了十几年的二能级原子的Collapse和Revival现象的实验证实。文献[7]报道了各种初始原子状态下的各自特性。因此,研究三能级的动力学行为,特别是各种初始条件的影响的实验已为时不远了。

本文研究双频场作用下,任意偏调和任意初始原子状态下三能级原子的动力学行为。给出了能级布居数和原子极化随时间演化的公式。研究了共振或近共振时,它们与光强的关系。特别讨论了光场相位和原子初始状态对布居数和原子极化的影响。

二、本征函数与本征值

在双频场作用下的三能级原子哈密顿量为 H ,

收稿日期: 1987年12月14日; 收到修改稿日期: 1988年3月9日

$$H = H_0 + V, \quad (1)$$

式中 H_0 为无光场作用时的原子哈密顿算符, V 为原子场相互作用哈密顿算符。原子有三个能级: 基态, 中间态和激发态, 如图 1 所示。基态和激发态之间无偶极跃迁。基态与中间态, 中间态与激发态之间的偶极跃迁分别由频率为 Ω_2 和 Ω_1 的场激发。因此, 在转动波近似下, 在双转动坐标中有^[1,10]

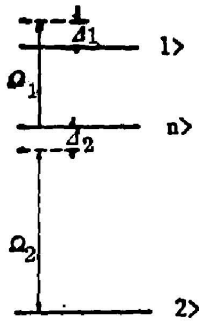


Fig. 1 Three-level atomic system

$$H_0 = \begin{pmatrix} \omega_1 - \Omega_1 & 0 & 0 \\ 0 & \omega_2 + \Omega_2 & 0 \\ 0 & 0 & \omega_n \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$V = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\frac{1}{2} p_{1n} s_1 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2} p_{2n} s_2 \\ \frac{1}{2} p_{n1} s_1^* & -\frac{1}{2} p_{n2} s_2 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

式中 s_1 和 s_2 是二光场的场强振幅, p_i ($i=1, 2$) 是 $|i\rangle$ 与 $|n\rangle$ 态间的电偶极矩, ω_α ($\alpha=1, n, 2$) 为无场时原子的本征能量*。

令哈密顿算符 H 的本征函数和本征值分别为 $|\psi\rangle$ 和 $K^{[11]}$, 则

$$H|\psi\rangle = K|\psi\rangle. \quad (4)$$

用 H_0 的本征函数 $|1_R\rangle$, $|n_R\rangle$ 和 $|2_R\rangle$ 来表示 $|\psi\rangle$

$$|\psi\rangle = a|1_R\rangle + b|n_R\rangle + c|2_R\rangle. \quad (5)$$

将(5)式代入(4)式并利用(2)和(3)式可得

$$\left. \begin{aligned} H|\psi\rangle &= \omega_n|\psi\rangle + (-\Delta_1 a + V_1 b)|1_R\rangle + (V_1^* a + V_2 c)|n_R\rangle + (-\Delta_2 c + V_2^* b)|2_R\rangle \\ &= K|\psi\rangle, \\ \Delta_1 &= \Omega_1 - \omega_{1n}, \quad \Delta_2 = \omega_{n2} - \Omega_2, \quad \omega_H = \omega_1 - \omega_n, \\ V &= \frac{1}{2} p_{1n} s_1, \quad V_2 = -\frac{1}{2} p_{n2} s_2. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

由此可得

$$\left. \begin{aligned} -(\Delta_1 + K)a + V_1 b &= 0, \\ V_1^* a - Kb + V_2 c &= 0, \\ V_2^* b - (\Delta_2 + K)c &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

这里我们已令 $\omega_n = 0$ 。哈密顿算符 H 的本征值由(7)式的系数行列式为零来决定, 即下列三次方程的三个根。

$$K^3 + (\Delta_1 + \Delta_2)K^2 + (\Delta_1\Delta_2 - |V_1|^2 - |V_2|^2)K - \Delta_1|V_2|^2 - \Delta_2|V_1|^2 = 0. \quad (8)$$

令三个根为 K_i ($i=1, 2, 3$)。相应的(6)式的解为 a_i , b_i 和 c_i 。它们可由归一化条件 $|a_i|^2 + |b_i|^2 + |c_i|^2 = 1$ 唯一决定。因此

$$|\psi_i\rangle = a_i|1_R\rangle + b_i|n_R\rangle + c_i|2_R\rangle, \quad (i=1, 2, 3) \quad (9)$$

同样也可用 $|\psi_i\rangle$ 来表示 $|\alpha_R\rangle$ ($\alpha=1, n, 2$)

* 已假定 $\hbar=1$ 。

$$|\alpha_R\rangle = a'_1 |\psi_1\rangle + b'_1 |\psi_2\rangle + c'_1 |\psi_3\rangle. \quad (10)$$

式中各常数 a'_1 、 b'_1 和 c'_1 可用 a_1 、 b_1 和 c_1 求得。

三、态矢量的演化

原子初始状态为

$$|\Phi(0)\rangle = \alpha_1 |1_R\rangle + \alpha_2 |2_R\rangle + \alpha_3 |3_R\rangle. \quad (11)$$

到时刻 t , 态的矢量演化为

$$\begin{aligned} |\Phi(t)\rangle &= \exp(-iHt) |\Phi(0)\rangle \\ &= (\alpha_1 a'_1 + \alpha_2 a'_2 + \alpha_3 a'_3) e^{-iK_1 t} |\psi_1\rangle + (\alpha_1 b'_1 + \alpha_2 b'_2 + \alpha_3 b'_3) e^{-iK_2 t} |\psi_2\rangle \\ &\quad + (\alpha_1 c'_1 + \alpha_2 c'_2 + \alpha_3 c'_3) e^{-iK_3 t} |\psi_3\rangle, \end{aligned} \quad (12)$$

再用 H_0 的本征函数来表示

$$|\Phi(t)\rangle = A(t) |1_R\rangle + B(t) |2_R\rangle + C(t) |3_R\rangle, \quad (13)$$

其中

$$\beta(t) = \sum_{i=1}^3 \beta_i e^{-iK_i t} \quad (\beta = A, B, C), \quad (14)$$

上述方程中的 A_i 、 B_i 和 C_i 可由 a_i 、 b_i 、 c_i 、 a'_i 、 b'_i 和 c'_i 来求得。也可用另一种方法求出。因为很容易证明 A_i 、 B_i 和 C_i 也是(7)式的解。再加上初条件

$$\sum_{i=1}^3 A_i = \alpha_1, \quad \sum_{i=1}^3 B_i = \alpha_2, \quad \sum_{i=1}^3 C_i = \alpha_3$$

它们可完全确定

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{-|V_1|^2 (K_1 + \Delta_2) \alpha_1}{(K_1 + \Delta_1) (K_3 - K_1) (K_1 - K_2)} - \frac{V_1 (K_1 + \Delta_2) \alpha_2}{(K_3 - K_1) (K_1 - K_2)} \\ &\quad - \frac{V_1 V_2 \alpha_3}{(K_3 - K_1) (K_1 - K_2)}, \\ A_2 &= \frac{-|V_1|^2 (K_2 + \Delta_2) \alpha_1}{(K_2 + \Delta_1) (K_2 - K_3) (K_1 - K_2)} - \frac{V_1 (K_2 + \Delta_2) \alpha_2}{(K_2 - K_3) (K_1 - K_2)} \\ &\quad - \frac{V_1 V_2 \alpha_3}{(K_2 - K_3) (K_1 - K_2)}, \\ A_3 &= \frac{-|V_1|^2 (K_3 + \Delta_2) \alpha_1}{(K_3 + \Delta_1) (K_3 - K_1) (K_2 - K_3)} - \frac{V_1 (K_3 + \Delta_2) \alpha_2}{(K_3 - K_1) (K_2 - K_3)} \\ &\quad - \frac{V_1 V_2 \alpha_3}{(K_2 - K_3) (K_3 - K_1)}, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= \frac{-V_1^* (K_1 + \Delta_2) \alpha_1}{(K_3 - K_1) (K_1 - K_2)} - \frac{(K_1 + \Delta_1) (K_1 + \Delta_2) \alpha_2}{(K_3 - K_1) (K_1 - K_2)} - \frac{V_2 (K_1 + \Delta_1) \alpha_3}{(K_3 - K_1) (K_1 - K_2)}, \\ B_2 &= \frac{-V_1^* (K_2 + \Delta_2) \alpha_1}{(K_2 - K_3) (K_1 - K_2)} - \frac{(K_2 + \Delta_1) (K_2 + \Delta_2) \alpha_2}{(K_2 - K_3) (K_1 - K_2)} - \frac{V_2 (K_2 + \Delta_1) \alpha_3}{(K_2 - K_3) (K_1 - K_2)}, \\ B_3 &= \frac{-V_1^* (K_3 + \Delta_2) \alpha_1}{(K_2 - K_3) (K_3 - K_1)} - \frac{(K_3 + \Delta_1) (K_3 + \Delta_2) \alpha_2}{(K_2 - K_3) (K_3 - K_1)} - \frac{V_2 (K_3 + \Delta_1) \alpha_3}{(K_2 - K_3) (K_3 - K_1)}, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned}
 C_1 &= \frac{-V_1^* V_2^* \alpha_1}{(K_3 - K_1)(K_1 - K_2)} - \frac{V_2^*(K_1 + \Delta_1) \alpha_n}{(K_3 - K_1)(K_1 - K_2)} \\
 &\quad - \frac{|V_2|^2 (K_1 + \Delta_1) \alpha_2}{(K_1 + \Delta_2)(K_1 - K_2)(K_3 - K_1)}, \\
 C_2 &= \frac{-V_1^* V_2^* \alpha_1}{(K_2 - K_3)(K_1 - K_2)} - \frac{V_2^*(K_2 + \Delta_1) \alpha_n}{(K_2 - K_3)(K_1 - K_2)} \\
 &\quad - \frac{|V_2|^2 (K_2 + \Delta_1) \alpha_2}{(K_2 + \Delta_2)(K_2 - K_3)(K_1 - K_2)}, \\
 C_3 &= \frac{-V_1^* V_2^* \alpha_1}{(K_2 - K_3)(K_3 - K_1)} - \frac{V_2^*(K_3 + \Delta_1) \alpha_n}{(K_2 - K_3)(K_3 - K_1)} \\
 &\quad - \frac{|V_2|^2 (K_3 + \Delta_1) \alpha_2}{(K_3 + \Delta_2)(K_2 - K_3)(K_3 - K_1)},
 \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

在上述三式中 $K_i \neq \Delta_i$ 或 $-\Delta_i$ 。在双光子共振时, $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$ 。(8)式三根化为

$$K_1 = -\Delta, \quad K_2 = -(\Delta/2) - \mu, \quad K_3 = -(\Delta/2) + \mu, \quad (18)$$

其中 $\mu = [(\Delta/2)^2 + |V_1|^2 + |V_2|^2]^{1/2}$ 。同时 A_i 、 B_i 和 C_i 化为

$$\left. \begin{aligned}
 A_1 &= \frac{|z_2|^2 \alpha_1 - z_1 z_2 \alpha_2}{|z_1|^2 + |z_2|^2}, \quad A_2 = \frac{2(|z_1|^2 \alpha_1 + z_1 z_2 \alpha_2) - z_1 \alpha_n}{x^2 - x}, \\
 A_3 &= \frac{2(|z_1|^2 \alpha_1 + z_1 z_2 \alpha_2) + z_1 \alpha_n}{x^2 + x} + \frac{z_1 \alpha_n}{x}, \\
 B_1 &= 0, \quad B_2 = \frac{1}{x} \left[z_1^* \alpha_1 + \frac{1}{2}(1-x) \alpha_n + z_2 \alpha_2 \right], \quad B_3 = \frac{1}{x} \left[z_1^* \alpha_1 + \frac{1}{2}(1+x) \alpha_n + z_2 \alpha_2 \right], \\
 C_1 &= \frac{|z_1|^2 \alpha_2 - z_1 z_2^* \alpha_1}{|z_1|^2 + |z_2|^2}, \quad C_2 = \frac{2(z_1^* z_2^* \alpha_1 + |z_2|^2 \alpha_2) - z_2^* \alpha_n}{x^2 - x}, \\
 C_3 &= \frac{2(z_1^* z_2^* \alpha_1 + |z_2|^2 \alpha_2) + z_2^* \alpha_n}{x^2 + x},
 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

其中 $z_i = (V_i/\Delta_i)$ 为归一化场强, $x = [1 + 4|z_1|^2 + 4|z_2|^2]^{1/2}$ 。

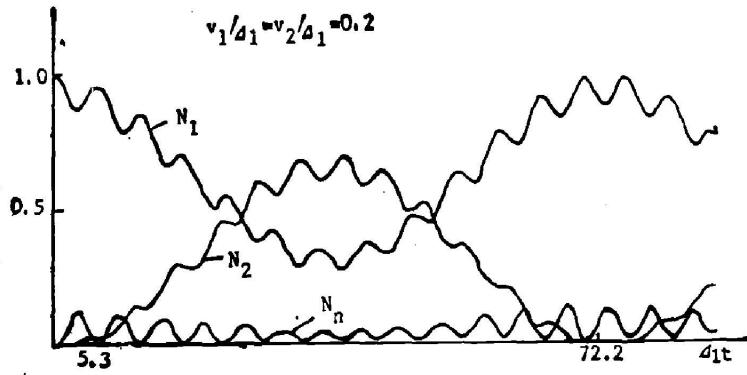
A_i 、 B_i 和 C_i 确定后, 态矢量也就得到。所有力学量都可以用(12)式求期望值而得到。

四、原子粒子数

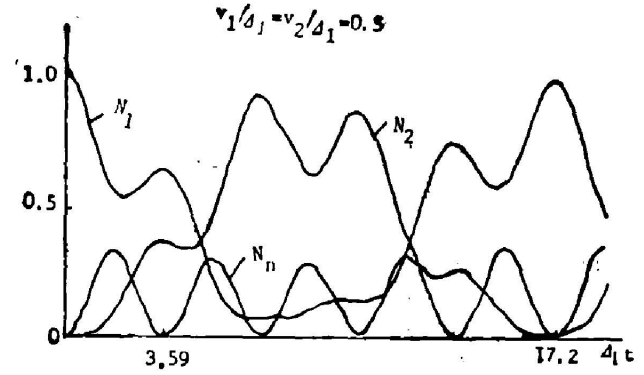
在 t 时刻, 三个能级上的粒子数分别为 $N_n = \langle \Phi(t) | N_n | \Phi(t) \rangle$,

$$\left. \begin{aligned}
 N_1 &= (|A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2) + (A_1 A_2^* e^{i\nu_1 t} + A_2 A_3^* e^{i\nu_2 t} + A_3 A_1^* e^{i\nu_3 t} + c.c.), \\
 N_2 &= (|B_1|^2 + |B_2|^2 + |B_3|^2) + (B_1 B_2^* e^{i\nu_1 t} + B_2 B_3^* e^{i\nu_2 t} + B_3 B_1^* e^{i\nu_3 t} + c.c.), \\
 N_3 &= (|C_1|^2 + |C_2|^2 + |C_3|^2) + (C_1 C_2^* e^{i\nu_1 t} + C_2 C_3^* e^{i\nu_2 t} + C_3 C_1^* e^{i\nu_3 t} + c.c.), \\
 \nu_1 &= K_1 - K_2, \quad \nu_2 = K_2 - K_3, \quad \nu_3 = K_3 - K_1.
 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

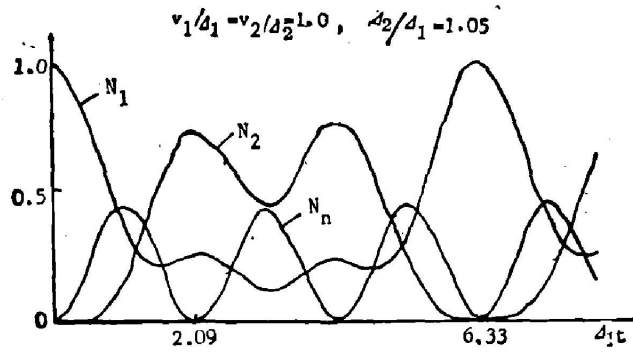
图 2 是单光子偏调比固定, $(\Delta_2/\Delta_1) = 1.05$ (近双光子共振), 初始原子处于上能态, $z_1 = z_2 = z$, z 不同时, 三能级布居数随时间变化的曲线。布居数随时间的变化有三个频率分量。当 z 很大时, 实质上相当于很接近双光子共振, 因此频率分量减少为一个。这些特性与文献 [13] 处理人型三能级原子的特性类似。但对串接型特点, 即中间态的布居数随 z 增加而增加, 在 z 较小时, 即 $|\Delta_1 \Delta_2| \gg |V_1 V_2|$ 时, 中间布居数是可以忽略不计的。这也正是文献 [1, 2] 忽略中间态的条件。当 z 大时, 这一忽略就不再正确。这在双光子共振时就更清楚了。由



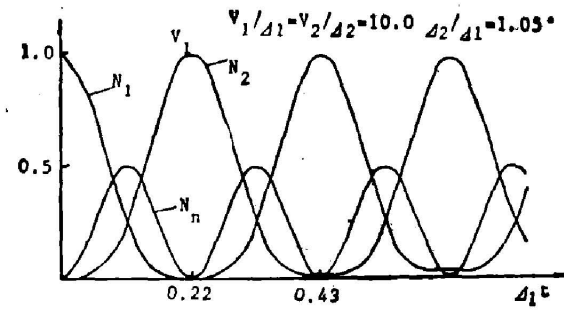
(a)



(b)



(c)



(d)

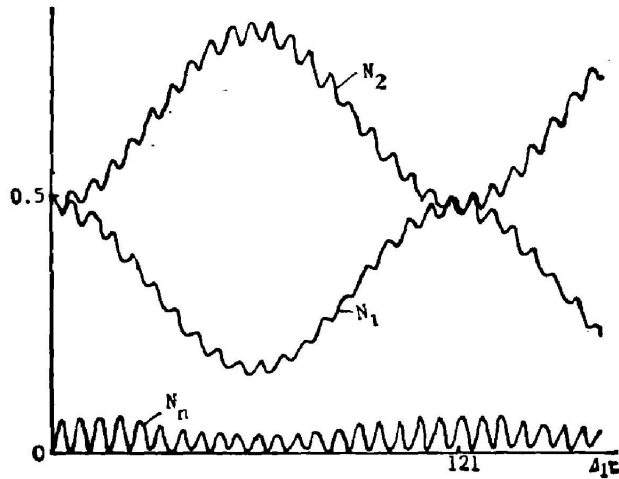
Fig. 2 The variation for the development of the populations (the atom is in the upper level initially and $d_2/d_1 = 1.05$)

(a) $s_1 = s_2 = 0.2$; (b) $s_1 = s_2 = 0.5$; (c) $s_1 = s_2 = 1.0$; (d) $s_1 = s_2 = 10.0$

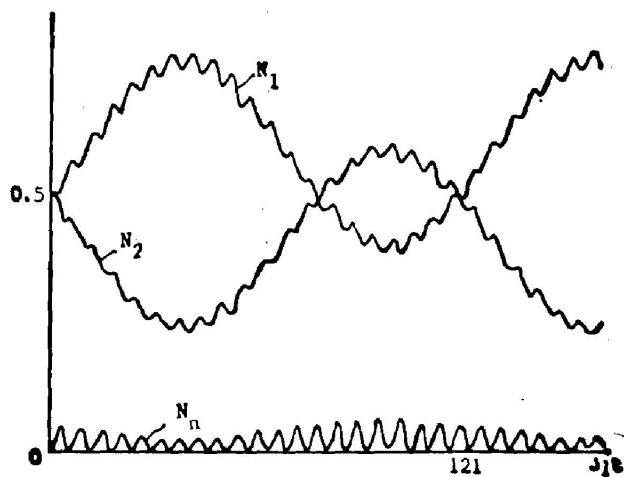
(19)式可知中间态平均布居数随 z 增加而增加,在 z 小时可忽略不计。

当初始原子在某一本征态上,则二光场的相对相位对布居数没有作用。当初始原子处于一个混合态,例如 $\alpha_1 \neq 0$, $\alpha_2 \neq 0$ 而 $\alpha_n = 0$ 。则光场的相对相位和原子能级的相对相位,通过 $(V_1 \alpha_1^* / V_2 \alpha_2^*)$ 的复角对布居数发生影响。图3反映了这一影响。图中 $(V_1 \alpha_1^* / V_2 \alpha_2^*)$ 的复角由0变至 π ,其它参数为 $(\Delta_2 / \Delta_1) = 1.05$, $z_1 = z_2 = z = 0.1$, $|\alpha_1|^2 = |\alpha_2|^2 = 0.5$ 。

从图3可看到,当复角从0变至 π 时:(1)中间态布居数减少,复角为 π 时几乎可忽略;(2)布居数的高频成分逐步减弱,复角为 π 时几乎没有高频成分;(3) N_1 从始终小于0.5变为始终大于0.5,而 N_2 则反之。复角为 $(\pi/2)$ 时, N_1 和 N_2 的平均值近似为0.5。这些特性可近似地从(19)式看出。当复角从0变为 π 时, B_1 趋近于零,即 N_n 趋近于零。 A_1 , A_2 , O_1 和 O_2 也趋于零,因此只有低频分量。



(a)



(b)

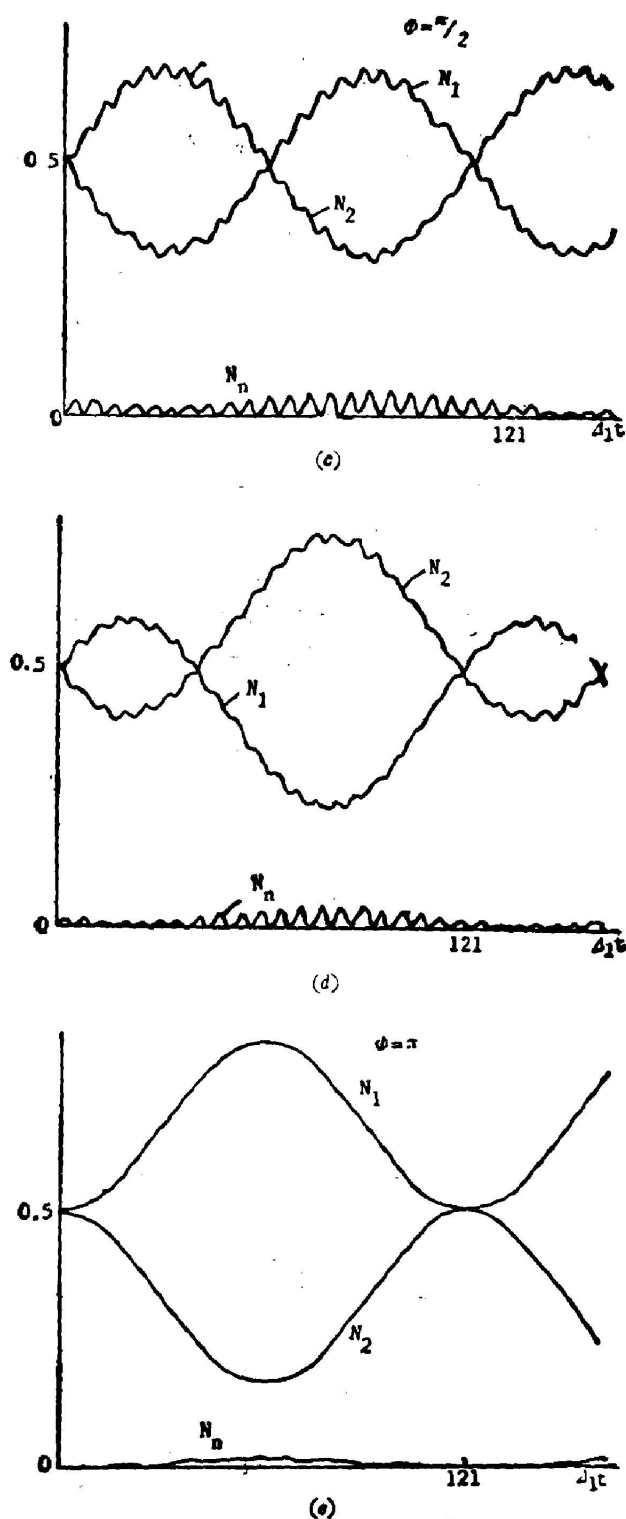


Fig. 3 The influence of the relative phase on the population
 (a) $\varphi=0$; (b) $\varphi=\pi/3$; (c) $\varphi=\pi/2$; (d) $\varphi=2\pi/3$; (e) $\varphi=\pi$

五、原子极化

在光场作用下,原子发生极化。原子的极化算符 \hat{p} 在双转动坐标中可表示为

$$\hat{p} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & p_{1n}e^{-i\Omega_1 t} \\ 0 & 0 & p_{2n}e^{-i\Omega_2 t} \\ p_{n1}e^{-i\Omega_1 t} & p_{n2}e^{-i\Omega_2 t} & 0 \end{pmatrix}, \quad (21)$$

原子的极化为

$$P(t) = \langle \Phi(t) | \hat{p} | \Phi(t) \rangle = \langle \Phi(t) | 1_R \rangle \langle n_R | \Phi(t) \rangle p_{1n} e^{i\Omega_1 t} + \langle \Phi(t) | 2_R \rangle \langle n_R | \Phi(t) \rangle p_{2n} e^{-i\Omega_2 t} + c.c., \quad (22)$$

以(13)式代入(22)式可得

$$P(t) = p_{n1} [(A_1 B_1^* + A_2 B_2^* + A_3 B_3^*) + A_1 B_1^* e^{-i\nu_1 t} + A_2 B_2^* e^{-i\nu_2 t} + A_3 B_3^* e^{-i\nu_3 t} + A_2 B_1^* e^{i\nu_1 t} + A_3 B_2^* e^{i\nu_2 t} + A_1 B_3^* e^{i\nu_3 t}] e^{-i\Omega_1 t} + p_{n2} [(B_1 C_1^* + B_2 C_2^* + B_3 C_3^*) + B_1 C_2^* e^{-i\nu_1 t} + B_2 C_3^* e^{-i\nu_2 t} + B_3 C_1^* e^{-i\nu_3 t} + B_2 C_1^* e^{i\nu_1 t} + B_3 C_2^* e^{i\nu_2 t} + B_1 C_3^* e^{i\nu_3 t}] e^{-i\Omega_2 t} + c.c. \quad (23)$$

原子极化有 14 个分量^[6,14], 以 Ω_1 和 Ω_2 在中间, 每一侧各有三个。各分量的强度不一样, 并且中间分量不一定是最强。当双光子共振时, 由于 $B_1=0$, 分量减少为十个^[5]。随光强增加, 各频谱分量的间隔增加, 在双光子共振情况下, 从(13)和(23)式可清楚地看出。随光强增加 Ω_1 和 Ω_2 分量的强度先增加随后减小。在双光子共振情况下, 可由(19)式证明它们在 z 小时与 z 成正比; 在 z 大时与 z 成反比。另外, 一般情况下, 最强分量不是 Ω_1 或 Ω_2 分量, 而是频率在原子跃迁频率 ω_{1n} 附近的分量。这是由于原子跃迁的强烈影响。

最后讨论 $(V_1 \alpha_1^* / V_2 \alpha_2^*)$ 的复角 φ 对原子的极化的影响。为清楚起见, 考虑双光子共振情况, 设初始中间态没有布居, 即 $\alpha_n=0$ 。可以证明原子极化各分量随 φ 的变化可分为二类。其中 Ω_1 和 Ω_2 , 以及 $\Omega_1 \pm \nu_1$, $\Omega_2 \pm \nu_2$ 的分量正比于

$$|z_1 \alpha_1|^2 + |z_2 \alpha_2|^2 + 2 |z_1 z_2 \alpha_1 \alpha_2| \cos \varphi, \quad (24)$$

而 $\Omega_1 + \nu_1$, $\Omega_1 - \nu_1$, $\Omega_2 + \nu_2$, $\Omega_2 - \nu_2$ 分量正比于

$$|z_1 z_2|^2 (|\alpha_1|^2 - |\alpha_2|^2) + |z_2 \alpha_1 \alpha_2| [(|z_2|^2 - |z_1|^2) \cos \varphi - \psi (|z_2|^2 + |z_1|^2) \sin \varphi]. \quad (25)$$

图 4 是第一类极化分量随 φ 的变化曲线。当 $\varphi=0$ 时为最大, 随 φ 增加而逐步减小, 当 φ 达到最大, 然后作相反的变化到 2π 。

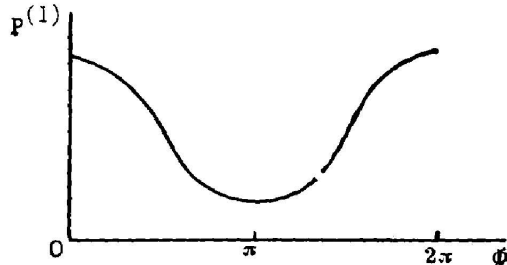


Fig. 4 The variation for the strength of any component in the first group versus φ

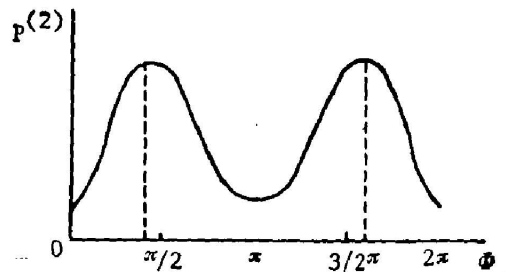


Fig. 5 The variation for the strength of any component in the second group versus φ

图 5 是第二类极化分量随 φ 的变化曲线。当 $\varphi=0$ 时为最小, 随 φ 增加而增加。当 $\varphi=\varphi_1$ 时

$$\varphi_1 = \arccos \frac{(|\alpha_1|^2 - |\alpha_2|^2)(|z_2|^2 - |z_1|^2)}{2|\alpha_1\alpha_2z_1z_2|}, \quad (26)$$

达到最大随而下降, 在 $\varphi=\pi$ 时达到最小(与 $\varphi=0$ 时同值), 然后作相反的变化到 $\varphi=2\pi$ 。当 $|\alpha_1|=|\alpha_2|$ 或 $|z_1|=|z_2|$ 时, 最大值在 $(\pi/2)$ 和 $(3\pi/2)$ 处。

极化的所有分量都随 φ 而作周期性变化。并在 $\varphi=\pi$ 时达到最小。也就是说 $\varphi=\pi$ 时光与原子耦合最弱。特别当 $|\alpha_1|=|\alpha_2|$ 和 $|z_1|=|z_2|$ 时, 该极小值都为零。原子与场没有相互作用。中间态布居数为零, 上下能态布居数不变。

另外, 第一类分量与光场同相位, 因(24)式为一实数。而(26)式为复数, 因此第二类分量与光场有一相位差。

对于非双光子共振情况, 不能给出象(24)~(26)这样的较简单的公式, 但可借助计算机得出变化曲线。

六、结 论

双频场作用下的三能级原子的动力学行为是比较复杂的。它与二光场的强度和相位, 单光子偏调, 以及初始原子状态(包括振幅和相位)有关。原子能级布居数一般有三个频率分量。原子的极化一般有 14 个分量。有些分量与入射光场有相位差。光场原子初始状态的相对相位 φ 对原子与光场相互作用的强弱有很大的影响。在特殊情况下原子场之间相互作用可为零。

参 考 文 献

- [1] D. Grischowsky *et al.*; *Phys. Rev. A*, 1975, **12** (Dec) 2514.
- [2] L. M. Narducci *et al.*; *Phys. Rev. A*, 1977, **18** (Oct), 1665.
- [3] R. Salomaa; *J. Phys. B*, 1977, **10** (Aug), 3005.
- [4] G. Mavroyannis; *Opt. Comm.*, 1979, **29** (Jan), 80.
- [5] K. J. Woloschuk and S. Hontzas; *Opt. Comm.*, 1982, **42** (Jun), 77.
- [6] R. M. Whitley and C. R. Stroud, Jr.; *Phys. Rev. A*, 1976, **14** (Oct), 1498.
- [7] Y. S. Bai *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1986, **57** (Oct), 1692.
- [8] N. Lu, *et al.*; *Phys. Rev. A*, 1986, **33** (Jun), 3956.
- [9] A. Al-Hilfy and B. Loudon; *J. Phys. B*, 1985, **18** (Dec), 3697.
- [10] P. K. Aravind; *J. Opt. Soc. Am. B*, 1986, **3** (Jul), 1025.
- [11] G. Rempe and H. Walther; *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58** (Jan), 353.
- [12] P. R. Berman and R. Salomaa; *Phys. Rev. A*, 1982, **25** (May), 2667.
- [13] L. Kancheva *et al.*; *J. Phys. B*, 1981, **14** (Feb), 573.
- [14] G. S. Agarwal and S. S. Jha; *J. Phys. B*, 1979, **12** (Aug), 2655.
- [15] C. Cohen-Tannoudji and S. Reynaud; *J. Phys. B*, 1977, **10** (Jun) 2311.

Dynamics of a cascade three-level atom irradiated by two-light field

ZHU SHIYAO AND WANG YUQING

(Department of Appl. Phys., Shanghai Jiao Tong University)

MA AIQUEN

(Dept. of Appl. Phys. Harbin Technology University)

(Received 14 December 1987; revised 9 March 1988)

Abstract

The eigenfunctions and eigenvalues of a cascade three-level atom irradiated by two light fields are derived. The formulae for evolution of the atom are obtained. The changes of the populations of atomic levels and of the polarization of the atom with respect to atomic levels and of the polarization of the atom with respect to the intensities of the fields are studied. The influence of the phases of fields and the atomic wavefunction on the dynamics of the atom is discussed. When a relative phase is equal to π , the interaction between the atom and the fields reaches a minimum. In certain circumstances the minimum may be zero, which indicates no coupling between them.

Key words: three-level atom; atomic population; atomic polarization.