

动态 Stark 效应对双光子过程中原子 和场的动力学行为的影响*

何 林 生

中国科学院安徽光学精密机械研究所
1989 年 1 月 24 日收到

采用单模量子化光场和有效二能级的多能级原子组成的模型,研究了动态 Stark 效应对该系统原子和压缩态光场的双光子过程动力学行为的影响。动态 Stark 效应将使原子反转 Rabi 振荡的再生 (revival) 幅度降低,周期缩短,原子和场的能量交换加快;也有利于光子反聚束效应加强和亚泊松光子统计分布变窄,但却使光场压缩特性减弱,甚至消失。

一、引 言

单原子和量子化光场相互作用在量子光学中有着极重要的意义。原子共振荧光的光子反聚束效应、压缩特性及原子反转 Rabi 振荡的周期性崩溃和再生现象,都是非经典现象,反映量子特性的不同侧面。无损耗系统中原子和量子化光场的 Rabi 型振荡的崩溃和再生是多量子振荡干涉的结果^[1,2]。它已在理论上广泛研究过^[1-4]。最近已在实验上得到证实^[5],从而更激起人们的研究兴趣。

在单光子过程中,这种周期性崩溃和再生不能维持很久,最后将趋向混乱^[1,3];而双光子过程中周期性崩溃和再生现象可维持很长时间,重复出现^[2,4]。在双光子过程中,虽然压缩态光场中原子反转 Rabi 振荡的再生周期和相干态光场中一致,但其 Rabi 振荡相位和频率却显著地不同于相干态光场中现象的特性^[2]。

实际上原子是一个多能级系统。在双光子过程中,除了涉及上、下两能级外,还涉及许多中间能级,所以用一个有效二能级的多能级模型描述原子是更切实际的。这样可以考虑动态 Stark 效应的影响,这正是本文目的。

二、理论模型与密度矩阵元

为研究动态 Stark 效应影响,考虑一个无损耗系统:由单模量子化场和有效二能级的多能级原子组成,如图 1 所示。原子有效二能级为 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$,其它能级为中间能级 $|j\rangle(j \neq 1,2)$ 。

* 国家自然科学基金资助的课题。

该系统哈密顿量为

$$\begin{aligned}
 H &= H_0 + H_1, \\
 H_0 &= \hbar\omega a^\dagger a + \hbar \sum_j \Omega_j b_j^\dagger b_j, \\
 H_1 &= \hbar \sum_{j,k} (g_{jk} a + g_{jk}^* a^\dagger) b_j^\dagger b_k, \\
 g_{jk} &= -i \left(\frac{2\pi\omega}{\hbar V} \right)^{\frac{1}{2}} \epsilon \cdot \mu_{jk}.
 \end{aligned} \quad (1)$$

H_0 是原子和光场的自由哈密顿量, H_1 是原子和场相互作用哈密顿量. $a^\dagger(a)$ 是光子产生(湮灭)算符, $b_j^\dagger(b_j)$ 是原子能级 $|j\rangle$ 激发(消激发)算符, ω 是光频, Ω_j 是原子 $|j\rangle$ 能级玻尔频率, g_{jk} 是单光子耦合常数, μ_{jk} 是原子 $|j\rangle$ 和 $|k\rangle$ 能级间电偶极矩阵元. 假定仅有 $\mu_{1j} \neq 0$ 和 $\mu_{2j} \neq 0$, 则

$$\begin{aligned}
 g_{1j} &\neq 0, \quad g_{2j} \neq 0, \\
 g_{12} = g_{j1} &= 0 \quad (j \neq 1, 2), \\
 j &\neq 1, 2).
 \end{aligned} \quad (2)$$

设系统初态为 $\rho_T(0)$, 原子和场未作用,

$$\rho_T(0) = \rho^{(A)}(0) \otimes \rho(0), \quad (3)$$

$\rho^{(A)}(0)$ 是原子始态密度算符, $\rho(0)$ 是光场始态密度算符. t 时刻系统密度算符将演化为

$$\rho_T(t) = U(t) \rho_T(0) U^\dagger(t). \quad (4)$$

演化算符 $U(t)$ 满足下列运动方程:

$$i \frac{\partial}{\partial t} U(t) = H U(t). \quad (5)$$

已用 $\hbar = 1$ 单位. 因 $[H, U] = 0$, 得到

$$i \frac{\partial}{\partial t} u_{n,m} = (m\omega + \Omega_1) u_{n,m} + \sum_{j \neq 1,2} [\sqrt{m} g_{j1} x_{n,m-1}^{(j)} + \sqrt{m+1} g_{j1}^* x_{n,m+1}^{(j)}], \quad (6)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} s_{n,m} = (m\omega + \Omega_2) s_{n,m} + \sum_{j \neq 1,2} [\sqrt{m} g_{j2} x_{n,m-1}^{(j)} + \sqrt{m+1} g_{j2}^* x_{n,m+1}^{(j)}], \quad (7)$$

$$\begin{aligned}
 i \frac{\partial}{\partial t} x_{n,m}^{(j)} &= (m\omega + \Omega_j) x_{n,m}^{(j)} + g_{1j} \sqrt{m} u_{n,m-1} + g_{1j}^* \sqrt{m+1} u_{n,m+1} \\
 &\quad + g_{2j} \sqrt{m} s_{n,m-1} + g_{2j}^* \sqrt{m+1} s_{n,m+1} \quad (j \neq 1, 2),
 \end{aligned} \quad (8)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} v_{n,m} = (m\omega + \Omega_2) v_{n,m} + \sum_{j \neq 1,2} [g_{j2} \sqrt{m} y_{n,m-1}^{(j)} + g_{j2}^* \sqrt{m+1} y_{n,m+1}^{(j)}], \quad (9)$$

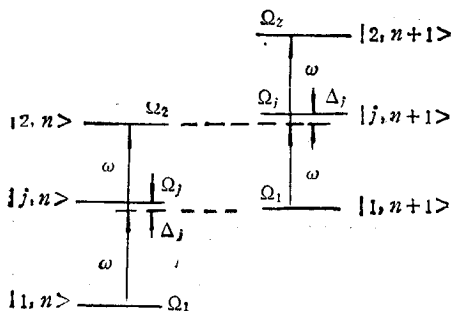


图1 理论模型——单模量子化光场和有效二能级的多能级原子

$$i \frac{\partial}{\partial t} p_{n,m} = (m\omega + Q_1)p_{n,m} + \sum_{i=1,2} [g_{i1} \sqrt{m} y_{n,m-1}^{(i)} + g_{i1}^* \sqrt{m+1} y_{n,m+1}^{(i)}], \quad (10)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} y_{n,m}^{(j)} = (m\omega + Q_j)y_{n,m}^{(j)} + \sqrt{m} g_{1j} p_{n,m-1} + \sqrt{m+1} g_{1j}^* p_{n,m+1} \\ + \sqrt{m} g_{2j} v_{n,m-1} + \sqrt{m+1} g_{2j}^* v_{n,m+1} \quad (j = 1, 2). \quad (11)$$

这里已利用(2)式,并令

$$U_{n,i;m,j} = \langle n, i | U | m, j \rangle \quad (j = 1, 2), \\ u_{n,m} = U_{n,1;m,1}, \quad v_{n,m} = U_{n,2;m,2}, \quad s_{n,m} = U_{n,1;m,2}, \\ p_{n,m} = U_{n,2;m,1}, \quad x_{n,m}^{(j)} = U_{n,1;m,j}, \quad y_{n,m}^{(j)} = U_{n,2;m,j}. \quad (12)$$

$U_{n,i;m,j}$ 代表系统从原子 $|j\rangle$ 态和光子 $|m\rangle$ 态向原子 $|i\rangle$ 态和光子 $|n\rangle$ 态的演化或跃迁几率幅。显然,耦合方程组(6)–(11)可分解为两个独立的封闭子方程组(6)–(8)和(9)–(11),分别求解。

设原子初始在基态,且双光子共振 $\Delta = 0$, 经过一系列数学推导,得到解析解

$$u_n(t) = \exp[-i(n\omega + Q_1 - \gamma_n)t] \left[\cos \lambda_n t - \frac{i w_n}{\lambda_n} \sin \lambda_n t \right], \\ s_{n,n-1}(t) = i \exp\{-i[(n-2)\omega + Q_2 - \gamma_n]t\} \frac{c_{21} \sqrt{n(n-1)}}{\lambda_n} \sin \lambda_n t, \\ p_{n,n+2}(t) = i \exp\{-i[(n+2)\omega + Q_1 - \gamma_{n+2}]t\} \frac{d_{12} \sqrt{(n+1)(n+2)}}{\lambda_{n+2}} \sin \lambda_{n+2} t, \\ v_n(t) = \exp[-i(n\omega + Q_2 - \gamma_{n+2})t] \left[\cos \lambda_{n+2} t - \frac{i w_{n+2}}{\lambda_{n+2}} \sin \lambda_{n+2} t \right], \quad (13)$$

式中已用 $u_n(v_n)$ 代替 $u_{n,n}(v_{n,n})$ 和 $w_n = \gamma_n - f_{11}(n)$, γ_n 为 n 个光子光场引起的原子二能级平均 Stark 位移, λ_n 为原子的量子 Rabi 频率(见附录一)。

无 Stark 效应时量子 Rabi 频率 $\lambda_{n_0} = |d_{12}| \sqrt{n(n-1)}$ 。显然,动态 Stark 效应将引起量子 Rabi 频率改变。

遵循文献[2]的方法,得到光子密度矩阵元 $\rho_{n,m}(t)$

$$\rho_{n,m}(t) = \exp\{i[(m-n)\omega + (\gamma_m - \gamma_n)]t\} \rho_{n,m}(0) \left[\cos \lambda_n t - \frac{i w_n}{\lambda_n} \sin \lambda_n t \right] \\ \times \left[\cos \lambda_m t + \frac{i w_m}{\lambda_m} \sin \lambda_m t \right] + \frac{\rho_{n+2,m+2}(0)}{\lambda_{n+2} \lambda_{m+2}} \exp\{i[(m-n)\omega \\ + (\gamma_{m+2} - \gamma_{n+2})]t\} \sin \lambda_{n+2} t \cdot \sin \lambda_{m+2} t, \quad (14)$$

和原子反转 $R_3(t)$ 及原子相干性 $\rho_{12}^{(A)}(t)$

$$R_3(t) = - \sum_n \frac{\rho_{n,n}(0)}{\lambda_n^2} \{w_n^2 + |d_{12}|^2 n(n-1) \cos(2\lambda_n t)\}, \quad (15)$$

$$\rho_{12}^{(A)}(t) = \sum_n \rho_{n,n+2}(0) \exp[i(2\omega - \gamma_{n+2} + \gamma_n)t] \frac{d_{12}^* \sqrt{(n+1)(n+2)}}{\lambda_{n+2}}$$

$$\cdot \left[\cos \lambda_n t \cdot \sin \lambda_{n+2} t - \frac{i \omega_n}{\lambda_n} \sin \lambda_n t \cdot \sin \lambda_{n+2} t \right]. \quad (16)$$

三、动态 Stark 效应对原子反转 Rabi 振荡特性的影响

作者已用双光子 J-C 模型研究过双光子过程中压缩态光场驱动原子反转 Rabi 振荡的崩溃和再生特性^[2]。现在考察动态 Stark 效应如何影响原子反转的这些特性。

考虑平均光子数 $\langle N \rangle_0 \gg 1$ 的情况, 由(15)式可得(令 $T = (1 + x^2)^{\frac{1}{2}} |d_{12}| t$)

$$R_3(T) = - \sum_n \frac{\rho_{n,n}(0)}{1 + x^2} \left\{ x^2 \left[1 + \frac{1 - 2\zeta_0}{(n+1)(1+x^2)} \right] + \left[1 - \frac{x^2(1-2\zeta_0)}{(n+1)(1+x^2)} \right] \cos [2(n-g')T] \right\}, \quad (17)$$

式中 x 为 Stark 频移 Λ 和等效双光子作用耦合常数 $|d_{12}|$ 之比, ζ_0 和 g' 是与 Stark 频移有关的常数(见附录一)。初始压缩态光场的密度矩阵元已由文献[2]给出, 代入上式, 并按文献[2]的方法对 n 求和, 同时对(17)式中含 $(n+1)^{-1}$ 的因子近似地以 $1/\langle N \rangle_0$ 代替(因这一项是 $1/\langle N \rangle_0$ 效应), 最后得到

$$R_3(T) = - \frac{1}{1+x^2} \left\{ x^2 \left[1 + \frac{1-2\zeta_0}{(1+x^2)\langle N \rangle_0} \right] + \left[1 - \frac{x^2(1-2\zeta_0)}{(1+x^2)\langle N \rangle_0} \right] RR \right\}, \quad (18)$$

式中

$$RR = B(T) \exp[-\eta(T)] \cdot \cos[\Phi(T)],$$

$$B(T) = [\cosh r \cdot A^{\frac{1}{2}}(T)]^{-1},$$

$$\eta(T) = \frac{2|\alpha|^2 \cosh^2 r \cdot \sin^2 T}{1 + \sinh^2 2r \cdot \sin^2 T} [1 + \tanh^2 r - 2 \tanh r \cdot \cos(2\theta - \phi)],$$

$$\Phi(T) = \zeta(T) + \frac{1}{2} \gamma(T) - 2g'T,$$

$$\zeta(T) = \frac{|\alpha|^2 \cosh^4 r \cdot \sin 2T}{1 + \sinh^2 2r \cdot \sin^2 2T} \{ (1 + \tanh^2 r) [1 + \tanh^2 r + 4 \tanh r \cdot \cos(2\theta - \varphi) \cdot \sin^2 T] - 4 \tanh^2 r \cdot \cos 2T \},$$

$$\gamma(T) = \arccos \left[\frac{1 - \tanh^2 r \cdot \cos 4T}{A(T)} \right] \quad \pi/2 \geq \gamma(T) \geq -\pi/2,$$

$$A(T) = \frac{(1 + \sinh^2 2r \cdot \sin^2 2T)^{\frac{1}{2}}}{\cosh^2 r}.$$

不难发现, RR 和文献[2]中 $R_3(T)$ 的形式完全相同, 但这里以 $T = (1 + x^2)^{\frac{1}{2}} |d_{12}| t$ 代替文献[2]中 $T = |g| t$ 。 RR 决定原子反转 $R_3(T)$ 的崩溃和再生基本特性。因此可以预料, Stark 效应将不会改变原子反转的主要特征。

当 $x = 0$, 不考虑 Stark 效应时, $T \rightarrow |d_{12}| t \rightarrow |g| t$, $R_3(T)$ 完全和文献[2]的结果一致。当 $x \neq 0$ 时, 由(18)式可知, Rabi 振荡崩溃趋近的“平衡位置”向 R 负轴方向下移

$$\Delta R_3 = -\frac{x^2}{1+x^2} \left[1 + \frac{1-2\zeta_0}{(1+x^2)\langle N \rangle_0} \right], \quad (19)$$

再生的最大幅值减小为

$$R_{3\max} = \left[1 - \frac{x^2(1-2\zeta_0)}{(1+x^2)\langle N \rangle_0} \right] \frac{1}{1+x^2}. \quad (20)$$

这表明 Stark 效应起阻止原子反转增强的作用.

Rabi 振荡再生的周期性由崩溃函数 $\eta(T)$ 决定, 因此原子反转相邻再生的间隔 t_r 为

$$t_r = \frac{\pi}{(1+x^2)^{\frac{1}{2}}|d_{12}|}. \quad (21)$$

这比 $x=0$ 时再生周期缩短 $(1+x^2)^{\frac{1}{2}}$ 倍. 这反映 Stark 效应将加速原子反转各量子 Rabi 振荡之间部分相干性的恢复.

图 2 是原子反转 $R_3(T)$ 在 $|\alpha|=5$, $r=1.25$ 及 $x=0, 0.5$

和 1 三种情况的 Rabi 振荡行为. $x=0$ 时 $R_3(T)$ 曲线形状完全和文献[2]中一样; 相邻再生形状互相颠倒. 而 $x \neq 0$ 时, $R_3(T)$ 曲线中依次的再生形状有些细微差别. 这表明动态 Stark 效应将影响原子反转 $R_3(T)$ 的行为细节.

由(18)式不难求得组合 Rabi 振荡频率为^[2]

$$f(t) = \frac{(1+x^2)^{\frac{1}{2}}|d_{12}|}{\pi A^2(T)} \left\{ \frac{\text{cton} 2T}{\cosh^4 r} \zeta(T)(1 - \sinh^2 2r \cdot \sin^2 2T) \right. \\ \left. + 2|\alpha|^2 \tanh r [(1 + \tanh^2 r) \cos(2\theta - \varphi) + 2 \tanh r] \sin^2 2T \right. \\ \left. + \tanh^2 r (\cos 4T - \tanh^2 r) - A^2(T) g' \right\}. \quad (22)$$

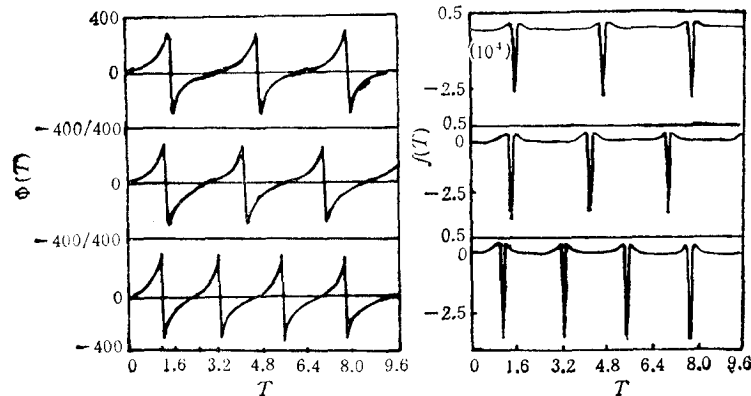


图 3 动态 Stark 效应对原子反转 Rabi 振荡相位和频率的影响 参数同图 2

原子反转 Rabi 振荡的相位 $\Phi(T)$ 和频率 $f(t)$ 随 T 的变化如图 3 所示. 动态 Stark 效应不改变 Rabi 相位和频率演化的基本特征, 同样呈现奇特的相位跃变和负的组合 Rabi 频率现象^[2,6]. 而且随着动态 Stark 效应增强, 相位和频率改变的幅度都增大. 变化周期也相应地减小 $(1+x^2)^{\frac{1}{2}}$ 倍.

四、动态 Stark 效应对光子统计特性的影响

现在讨论动态 Stark 效应如何影响光子统计特性. 由(14)式, 遵循文献[2]的方法对 n 求和, 经过一系列运算后, 可得平均光子数 $\langle N \rangle$ 和二阶乘矩 $\langle N^{[2]} \rangle$ 为

$$\langle N \rangle = \langle N \rangle_0 - \frac{1}{1+x^2} \left[1 - \frac{x^2(1-2\xi_0)}{(1+x^2)\langle N \rangle_0} \right] (1-RR), \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \langle N^{[2]} \rangle = \langle N^{[2]} \rangle_0 - \frac{2\langle N \rangle_0}{1+x^2} + \frac{1}{(1+x^2)} & \left[(3-4\xi_0x+5x^2) \right. \\ & \left. - \frac{3x^2(1-2\xi_0)}{\langle N \rangle_0} \right] (1-RR) + \frac{2}{1+x^2} \tanh r \cdot RN, \end{aligned} \quad (24)$$

式中

$$\begin{aligned} RN = \operatorname{Re} \left\{ \frac{\exp[z_1 - \xi + 2i \times (1-g')T]}{\cosh r (1 - \tanh^2 r e^{4iT})^{\frac{1}{2}}} \right. \\ \left. [2|y|^2(1 + \tanh^2 r \cdot e^{4iT}) + \tanh r \cdot e^{2iT} (1 - \tanh^2 r e^{4iT} - 2(y^2 + y^{*2}))] \right\}, \\ z_1 = \frac{2|y|^2 \tanh r \cdot e^{2iT} - (y^2 + y^{*2}) \tanh^2 r \cdot e^{4iT}}{1 - \tanh^2 r \cdot e^{4iT}}. \end{aligned}$$

因崩溃函数 $\eta(T) = \xi - \operatorname{Re}(z_1)$, 将(23)和(24)式与文献[2]中 $\langle N \rangle$ 和 $\langle N^{[2]} \rangle$ 的表示式比较, 发现两者有形式完全相同的崩溃函数 $\eta(T)$, 但这里以 $T = (1+x^2)^{\frac{1}{2}} |d_{12}| t$ 代替文献[2]中 $T = |g| t$.

由(23)和(24)式计算光场二阶盈余相干度 $R(T)$ 和 Mandel 数 $Q(T)$ ^[2]. 因为它们比 $\langle N \rangle$ 和 $\langle N^{[2]} \rangle$

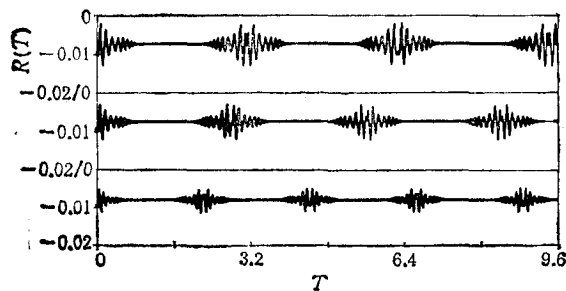


图 4 动态 Stark 效应对透射光场光子反聚束效应的影响 $R(T) < 0$ 为光子反聚束效应; 参数同图 2

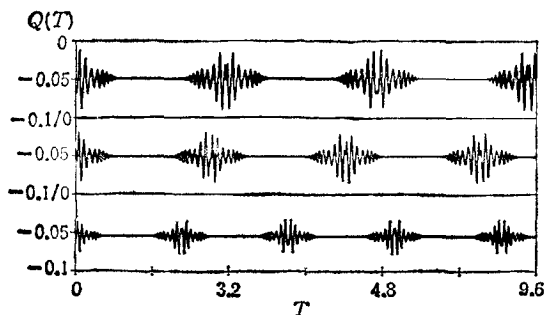


图 5 动态 Stark 效应对透射光场光子统计分布特性的影响 $Q(T) < 0$ 为亚泊松统计分布; 参数同图 2

能更好地反映光子统计特性. 它们的 Rabi 型振荡的再生周期亦由(21)式决定, 但其最大幅值和崩溃的“平衡位置”随 x 变化比较复杂. $R(T)$ 和 $Q(T)$ 随 T 的变化如图 4, 图 5 所示. 相邻再生形状几乎相互颠倒. 随着 x 增大, 再生的最大幅值减小, 崩溃趋近的

“平衡位置”向 $R(T)$ 或 $Q(T)$ 负轴方向下移。这表明 Stark 效应的增强有利于光场呈现或保持光子反聚束和亚泊松统计分布特性。这是一个新的结果。因此可预料, 若使用相干态光场和原子双光子相互作用产生非经典光场, 对于 Stark 效应较强的原子, 可获得较强的光子反聚束效应和宽度较窄的亚泊松光子统计分布。

五、动态 Stark 效应对光场压缩特性的影响

可以预料, 动态 Stark 效应将影响光场压缩效应的强弱和存在。为此仍按文献[2]的方法, 利用二、三节结果, 经过较烦的数学运算, 得到光场振幅及其二阶矩的统计平均值 $\langle \tilde{a}^+ \rangle$ 和 $\langle \tilde{a}^{+2} \rangle$ 为

$$\begin{aligned} \langle \tilde{a}^+ \rangle = & \exp \left[\frac{i}{2} (\Lambda_1 + \Lambda_2) t \right] \left\{ \langle \tilde{a}^+ \rangle_0 \left[\cos T + \frac{ix \sin T}{(1+x^2)^{\frac{1}{2}}} \right] \right. \\ & - \frac{\exp \left(-\xi - i \frac{\varphi}{2} \right)}{2(1+x^2) \cosh r} \left(\frac{\tanh r}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left[I \cos T - \frac{ix(1-2\xi_0)}{(1+x^2)^{1/2}} I \sin T \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{2} I_1 \exp[i(1-2g')T] - \frac{1}{2} I_2 \exp[-i(1-2g')T] \right] \right\}, \quad (25) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle \tilde{a}^{+2} \rangle = & \exp[i(\Lambda_1 + \Lambda_2)t] \left\{ \langle \tilde{a}^{+2} \rangle_0 \left[\cos 2T + \frac{ix \sin 2T}{(1+x^2)^{1/2}} \right] \right. \\ & - \frac{\exp(-i\varphi) \tanh r}{1+x^2} \left[\left(\frac{y^* I e^{-\xi}}{\cosh r} - 1 \right) \left(\cos 2T - \frac{ix(1-2\xi_0)}{2(1+x^2)^{1/2}} \sin 2T \right) \right. \\ & \left. \left. + RR - \frac{e^{-\xi} y^*}{2 \cosh r} (I_1 \exp(2i(1-g')T) + I_2 \exp(-2i(1-g')T)) \right] \right\}, \quad (26) \end{aligned}$$

式中 I 和 $I_i (i=1, 2)$ 的表示式见文献[2]之附录, 并注意 $T = (1+x^2)^{\frac{1}{2}} |d_{12}| t$, Λ_i 为单个光子场使原子能级 $|i\rangle$ 产生的 Stark 位移。 $\langle \sim \rangle$ 表示已分别抽出光频因子 $\exp(-i\omega t)$ 和 $\exp(-2i\omega t)$ 。

由于 $\exp \left[\frac{i}{2} (\Lambda_1 + \Lambda_2) t \right]$ 和 $\exp[i(\Lambda_1 + \Lambda_2)t]$ 的变化周期与(23), (25), (26)式的 $\{ \}$ 中函数变化周期不同, 而且两者之间一般没有整数公倍数存在, 使得光场的两正交相分量正序方差^[2]

$$\langle :(\Delta a_1)^2: \rangle = \frac{1}{2} [\langle N \rangle + \text{Re} \langle a^2 \rangle - 2(\text{Re} \langle a \rangle)^2], \quad (27)$$

$$\langle :(\Delta a_2)^2: \rangle = \frac{1}{2} [\langle N \rangle - \text{Re} \langle a^2 \rangle - 2(\text{Im} \langle a \rangle)^2] \quad (28)$$

随 t 变化周期特征变差, 如图 6 所示。 $x=0$ 时, $\langle :(\Delta a_1)^2: \rangle$ 变化的周期性很强, 压缩效应也最强 (见图 6(a), 6(b))。随着 x 增大, Stark 效应增强, $\langle :(\Delta a_1)^2: \rangle$ 周期性变差, 曲线发生畸变, 压缩效应也相继变弱。演化几个“周期”后则完全不呈现压缩效应; 并

且原子 Rabi 振荡对光场压缩特性的影响逐渐减弱,使 $\langle:(\Delta a_1)^2:\rangle$ 曲线的锯齿形状逐渐变为光滑。这表明动态 Stark 效应将严重地影响光场压缩效应。因此希望保持光场压缩特性时,应该注意避免 Stark 效应的影响。

由附录一可见, x 依赖于原子的电偶极矩 μ_{ji} (通过 g_{ji}), 光频 ω 和失谐 $\omega - \Omega_{2j}$ 。若选取 $\mu_{11} \approx \mu_{21}$ 的原子, 并且原子中间能级也和光场近共振, $\omega \approx \Omega_{2j}$, 则 $x \rightarrow 0$, 动态 Stark 效应影响极小。反之, 若原子的 $\mu_{11} \gg \mu_{2j}$ 或 $\mu_{2j} \gg \mu_{11}$, 并且光场与原子中间能级 $|j\rangle$ 远离共振 $|\omega - \Omega_{2j}| \gg 0$, 则 x 较大, Stark 效应较强, 将严重影响光场压缩特性。

六、结 语

我们研究了动态 Stark 效应对原子反转和光场统计特性及压缩特性的影响。当压缩因子 $r = 0$, 本结果和文献[4]相干态光场的结果一致。不考虑动态 Stark 效应时, $x = 0$, 本结果和文献[2]的结果符合。相干幅 $\alpha = 0$ 时, 则和文献[6]的结果等效。

对于原子反转和光场的光子反聚束及光子统计分布亚泊松特性, 由于不涉及 Stark 效应引起的原子能级平均位移诱发的“调制”作用, 这些量的 Rabi 振荡仍保持无 Stark 效应时的主要特征; 但随着 Stark 效应增强, Rabi 型振荡的再生周期缩短, 幅度降低, 崩溃趋近的“平衡位置”向核物理量负轴方向下移, 并使原子反转的组合 Rabi 振荡的“相位跃变”更陡, 组合 Rabi 频率呈现更大的负值。动态 Stark 效应不利于原子反转增大, 但能加快原子反转速度, 即加快原子和光场的能量交换, 并有利于光子反聚束特性加强和光子亚泊松统计分布变窄。然而, 动态 Stark 效应却使光场压缩效应减弱, 甚至消失。

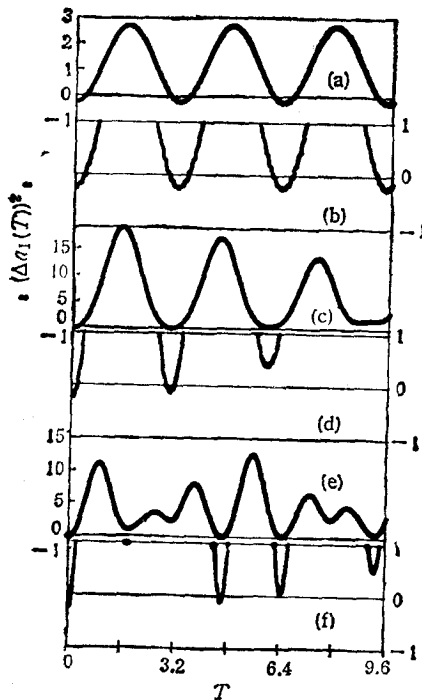


图 6 动态 Stark 效应对透射光场压缩特性的影响 $\langle:(\Delta a_1)^2:\rangle < 0$ 表示压缩效应; (b), (d) 和 (f) 分别是 (a), (c) 和 (e) 的局部放大; (a) $f_0 = 0$, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = 0$; (b) $f_0 = 1$, $\Delta_1 = 1$, $\Delta_2 = 3$; (c) $f_0 = 1$, $\Delta_1 = 2$, $\Delta_2 = 6$; 其余参数同图 2

附 录 一

方程组(6)–(11)之解

为解方程组(6)–(11)作如下变换:

$$\begin{aligned} u_{n,m} &= \tilde{u}_{n,m} \exp[-i(m\omega + \Omega_1)t], & v_{n,m} &= \tilde{v}_{n,m} \exp[-i(m\omega + \Omega_1)t], \\ s_{n,m} &= \tilde{s}_{n,m} \exp[-i(m\omega + \Omega_2)t], & p_{n,m} &= \tilde{p}_{n,m} \exp[-i(m\omega + \Omega_1)t], \\ x_{n,m}^{(j)} &= \tilde{x}_{n,m}^{(j)} \exp[-i(m\omega + \Omega_j)t], & y_{n,m}^{(j)} &= \tilde{y}_{n,m}^{(j)} \exp[-i(m\omega + \Omega_j)t] \quad (j=1,2). \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

由于方程组(6)–(11)的两个子方程组解法完全一样, 这里以解第一组为例。由方程组(6)–(11)和 (A.1) 式

得到慢变量的方程组为

$$i \frac{d\tilde{u}_{n,m}}{dt} = \sum_{j=1,2} [g_{ji}\sqrt{m}\tilde{x}_{n,m-1}^{(j)}\exp[i(\omega - \Omega_{ji})t] + g_{ji}^* \sqrt{m+1}\tilde{x}_{n,m+1}^{(j)}\exp[-i(\omega + \Omega_{ji})t]], \quad (\text{A.2})$$

$$i \frac{d\tilde{z}_{n,m}}{dt} = \sum_{j=1,2} [g_{j2}\sqrt{m}\tilde{x}_{n,m-1}^{(j)}\exp[i(\omega - \Omega_{j2})t] + g_{j2}^* \sqrt{m+1}\tilde{x}_{n,m+1}^{(j)}\exp[-i(\omega + \Omega_{j2})t]], \quad (\text{A.3})$$

$$i \frac{d\tilde{x}_{n,m}^{(j)}}{dt} = \sqrt{m} [g_{1j}\tilde{u}_{n,m-1}\exp[i(\omega + \Omega_{j1})t] + g_{2j}\tilde{z}_{n,m-1}\exp[i(\omega + \Omega_{j2})t]] \\ + \sqrt{m+1} [g_{1j}^*\tilde{u}_{n,m+1}\exp[-i(\omega - \Omega_{j1})t] + g_{2j}^*\tilde{z}_{n,m+1}\exp[-i(\omega - \Omega_{j2})t]], \quad (\text{A.4})$$

式中 $\Omega_{ji} = \Omega_j - \Omega_i$. 因 $\tilde{u}_{n,m}$ 和 $\tilde{z}_{n,m}$ 相对于含光频的因子是 t 的慢变函数, (A.4) 式对 t 积分可近似地将 $\tilde{u}_{n,m}$ 和 $\tilde{z}_{n,m}$ 提到积分号外, 再考虑初始条件, 有 $\tilde{x}_{n,m}^{(j)}(0) = 0$ ($j=1,2$), 得到

$$\tilde{x}_{n,m}^{(j)} = -\sqrt{m} \left[\frac{g_{1j}\tilde{u}_{n,m-1}}{\omega + \Omega_{j1}} \exp[i(\omega + \Omega_{j1})t] + \frac{g_{2j}\tilde{z}_{n,m-1}}{\omega + \Omega_{j2}} \exp[i(\omega + \Omega_{j2})t] \right] \\ - \sqrt{m+1} \left[\frac{g_{1j}^*\tilde{u}_{n,m+1}}{\omega - \Omega_{j1}} \exp[-i(\omega - \Omega_{j1})t] + \frac{g_{2j}^*\tilde{z}_{n,m+1}}{\omega - \Omega_{j2}} \exp[-i(\omega - \Omega_{j2})t] \right]. \quad (\text{A.5})$$

将 (A.5) 式代入 (A.2) 和 (A.3) 式, 注意到 $\Omega_{21} = 2(\omega - \Delta)$, Δ 为光频失谐, 并由于光频振荡很快, 在充分长 (大于光振荡周期) 的时间内, 含有光频或差频 $\approx$ 光频的各项对 $\tilde{u}_{n,m}$ 和 $\tilde{z}_{n,m}$ 的平均贡献为零, 整理化简后有

$$\frac{d\tilde{u}_{n,m}}{dt} = i [f_{11}(m)\tilde{u}_{n,m} + d_{12}\sqrt{m(m-1)}\tilde{z}_{n,m-2}\exp[2i\Delta t]], \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{d\tilde{z}_{n,m}}{dt} = i [f_{22}(m)\tilde{z}_{n,m} + c_{21}\sqrt{(m+1)(m+2)}\tilde{u}_{n,m+2}\exp[-2i\Delta t]], \quad (\text{A.7})$$

式中

$$f_{ii}(m) = m\Lambda_i + f_{ii}(0), \quad f_{ii}(0) = \sum_{j=1,2} \frac{|g_{ji}|^2}{\omega + \Omega_{ji}}, \\ \Lambda_i = \sum_{j=1,2} |g_{ji}|^2 \left(\frac{1}{\omega + \Omega_{ji}} - \frac{1}{\omega - \Omega_{ji}} \right) \quad (i=1,2), \\ d_{12} = \sum_{j=1,2} \frac{g_{2j}g_{1j}}{\omega + \Omega_{j2}}, \quad c_{21} = \sum_{j=1,2} \frac{g_{1j}^*g_{j2}^*}{\omega - \Omega_{j1}}. \quad (\text{A.8})$$

$f_{ii}(m)$ 代表动态 Stark 效应的作用, Λ_i 为单光子场使原子能级 $|i\rangle$ 产生的 Stark 位移, $f_{ii}(0)$ 为真空场使能级 $|i\rangle$ 产生的位移. d_{12} 和 c_{21} 相当于双光子 J-C 模中耦合常数 $(-g^*)$ 和 $(-g)^{[12]}$, 并可证共振时有 $c_{21} = d_{12}$.

下面仅考虑共振情况, $\Delta = 0$. 由 (A.6) 和 (A.7) 式有解

$$\tilde{u}_{n,m} = A_1(m)\exp[i(\gamma_m + \lambda_m)t] + A_2(m)\exp[i(\gamma_m - \lambda_m)t], \quad (\text{A.9})$$

同样方法可得

$$\tilde{z}_{n,m} = B_1(m)\exp[i(\delta_m + \eta_m)t] + B_2(m)\exp[i(\delta_m - \eta_m)t], \quad (\text{A.10})$$

式中

$$\delta_m = \gamma_{m+2} = \frac{1}{2} [f_{11}(m+2) + f_{22}(m)], \quad (\text{A.11})$$

$$\eta_m = \lambda_{m+2} = \left\{ \left[\frac{f_{11}(m+2) - f_{22}(m)}{2} \right]^2 + d_{12}c_{21}(m+1)(m+2) \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{A.12})$$

设原子初始在基态, 且依定义应有

$$(A_1 + A_2)_{n,m} = \delta_{n,m}; \quad (B_1 + B_2)_{n,m} = 0; \quad (c_1 + c_2)_{n,m} = \delta_{n,m}; \quad (D_1 + D_2)_{n,m} = 0.$$

由 (A.9) 和 (A.10) 式可解出 $A_i(m)$ 和 $B_i(m)$. 最后再利用 (A.1) 式便得到 (13) 式. 文中还使用了下列简化:

$$A = \frac{1}{2} (A_2 - A_1), \quad f_0 = \frac{1}{2} [f_{22}(0) - f_{11}(0)], \quad \xi_0 = \frac{A_2 - f_0}{A}, \\ x = \frac{A}{|d_{12}|}, \quad g' = \frac{1 + 2x^2\xi_0}{2(1+x^2)}. \quad (\text{A.13})$$

A 和 f_0 分别表示单光子场和真空场使原子产生的能级净位移; x 表征原子的 Stark 效应强弱, 即单光子场使原子能级产生的 Stark 净位移相对于等效双光子耦合常数之比.

- [1] J. H. Eberly *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980), 1323;
N. B. Narozhny *et al.*, *Phys. Rev.*, **A23**(1981), 236;
P. L. Knight and P. M. Radmore, *Phys. Rev.*, **A26**(1982), 676;
A. Joshi and R. R. Puri, *J. of Mod. Optics*, **34**(1988), 1421.
- [2] L. S. He, *J. of Opt. Soc. Am.*, **B6**(1989), to be published.
- [3] G. J. Milburn, *Optica Acta*, **31**(1984), 671.
- [4] P. Alsing and M. S. Zubairy, *J. of Opt. Soc. Am.*, **B4**(1987), 177.
- [5] G. Rempe, H. Walther and N. Klein, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 353.
- [6] C. C. Gerry, *Phys. Rev.*, **A37**(1988), 2083.

DYNAMIC STARK EFFECT ON THE DYNAMICAL BEHAVIORS OF ATOM AND FIELD IN TWO-PHOTON PROCESSES

HE LIN-SHENG

Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics Academia Sinica, Hefei

(Received 24 January 1989)

ABSTRACT

The dynamic Stark effect on the dynamical behaviors of atom and squeezed state field in two-photon processes is studied by a model consisting of an effective two-level atom with multiple levels and quantized field with single mode. The dynamic Stark effect will cause the decreasing of the revival amplitude and the shortening of the period of the atomic Rabi oscillation of inversion, and the increasing the speed of energy exchange of an atom with the field. This is favorable to the enhancement of the photon antibunching and the narrowing of the Poisson distribution of photons. However, it will make the squeezing of field to decrease, even disappear.