

简并二能级系统受激光子回波的研究

一般理论及弛豫感生的光子回波

叶佩弦 傅盘铭

(中国科学院物理研究所)

1984 年 4 月 6 日收到

提 要

研究了简并二能级系统的受激光子回波效应。将密度矩阵以不可约球面张量展开,在三阶微扰理论的基础上得到对应于不同入射光偏振配置的受激光子回波信号,并讨论了其特性。以 $j_a = j_b = \frac{1}{2}$ 系统为例,讨论了在 $\sigma_+ \rightarrow \sigma_+ \rightarrow \sigma_-$ 的偏振配置下的弛豫感生的光子回波。

一、引 言

光子回波作为研究物质内部弛豫过程的重要手段,一直为人们所注意。其中,受激光子回波^[1]是物质中的一对能级在三个相同频率的共振激光脉冲作用下产生的回波现象。

目前已有的受激光子回波理论大都是建立在二能级模型上^[2]。Mims^[3]曾考虑准二能级系统中受激自旋回波的包络调制。Shinner 等人^[4]则采用相关函数分析了准二能级系统的受激光子回波。本文主要处理上、下能级均由简并态组成的二能级系统中的受激光子回波效应。考虑到碰撞及弛豫过程均是各向同性的,因此我们采用不可约表象中的密度矩阵方法。在三阶微扰理论的基础上^[5],我们研究了不同圆偏振光作用下光子回波效应的特性。还分析了一种新的回波现象——弛豫感生的受激光子回波。

二、一 般 理 论

1. 在不可约表象中密度矩阵的运动方程

考虑一个光波场作用下的简并二能级系统(见图 1)。光波电场为 $\mathbf{E} = \mathbf{e} e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}$ 。设能级 a 和 b 的角量子数分别为 j_a 和 j_b ; 能级间的共振频率为 $\omega_0 = (E_b - E_a)/\hbar$ 。原子的密度矩阵 ρ 包括 4 个子矩阵^[6],即

$$\rho = \begin{pmatrix} b\rho & ba\rho \\ ab\rho & a\rho \end{pmatrix}. \quad (1)$$

密度矩阵的运动方程为

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\mathbf{H}, \rho] + \left(\frac{d\rho}{dt} \right)_{\text{rel}} + \left(\frac{d\rho}{dt} \right)_{\text{sp}} \quad (2)$$

$$|j_b, m_b\rangle$$

$$|j_a, m_a\rangle$$

图 1

其中, $\mathbf{H}$ 是系统在光场作用下总的哈密顿量; $(d\rho/dt)_{\text{rel}}$ 是由于弛豫引起的密度矩阵的变化; $(d\rho/dt)_{\text{sp}}$ 是由于自发辐射产生的 $b\rho$ 与 $a\rho$ 间的耦合.

在不可约表象中, 密度矩阵应以不可约球面张量元 $T_q^{(k)}(j_a j_b)$ 展开^[7]. 亦即 $_{a\beta}\rho$ 及 $_{\beta\rho}$ 分别展开为(其中 $\alpha = a, b; \beta = a, b$)

$$_{a\beta}\rho = \sum_{k,q} _{a\beta}\rho_q^k \cdot T_q^{(k)}(j_a j_\beta), \quad (3a)$$

$$_{\beta\rho} = \sum_{k,q} _{\beta\rho}_q^k \cdot T_q^{(k)}(j_\beta j_\rho), \quad (3b)$$

而

$$T_q^{(k)}(j_a j_\beta) = \sum_{m_\alpha, m_\beta} (-1)^{j_\alpha - m_\alpha} (2k+1)^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} j_\alpha & k & j_\beta \\ -m_\alpha & q & m_\beta \end{pmatrix} |j_\alpha m_\alpha\rangle \langle j_\beta m_\beta|. \quad (4)$$

其中 $|j_\alpha m_\alpha\rangle$ 等是态矢量, $\begin{pmatrix} j_\alpha & k & j_\beta \\ -m_\alpha & q & m_\beta \end{pmatrix}$ 是 $3j$ 系数^[8]. (3a) 和 (3b) 式中的展开系数由

下式求得:

$$_{a\beta}\rho_q^k = \text{Tr}(_{a\beta}\rho \cdot T_q^{(k)}(j_a j_\beta)^+). \quad (5)$$

当 $\alpha = \beta$ 时即为 $_{\beta\rho}_q^k$. 上述诸式中 k 取整数, $q = k, k-1, \dots, -k$.

哈密顿量 $\mathbf{H}$ 由两部分组成:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + R(\mathbf{r}, t) \quad (6)$$

其中自由原子哈密顿量 $\mathbf{H}_0$ 在不可约表象中为

$$\mathbf{H}_0 = \sum_{\alpha=a,b} \hbar\omega_\alpha (2j_\alpha + 1)^{\frac{1}{2}} T_0^{(0)}(j_\alpha j_\alpha). \quad (7)$$

其中 $\hbar\omega_\alpha$ 是能级 α 的能值. 光场与原子的相互作用哈密顿为

$$R(\mathbf{r}, t) = - \sum_q (-1)^q \mathbf{P}_q E_{-q}, \quad (8)$$

其中, E_q 和 $\mathbf{P}_q$ 分别是光波电场 $\mathbf{E}$ 和原子电偶矩算符 $\mathbf{P}$ 的标准分量. 已知

$$\mathbf{P}_q = (p_{ab}/\sqrt{3}) [T_q^{(1)}(j_a j_b) + (-1)^{j_a - j_b} T_q^{(1)}(j_b j_a)]. \quad (9)$$

其中约化矩阵元 $p_{ab} = \langle j_a || \mathbf{P}_1 || j_b \rangle$ 取为实数.

对于各向同性的碰撞或其它弛豫过程, 有

$$\left(\frac{d}{dt} _{\beta\rho}_q^k \right)_{\text{rel}} = \Gamma_\beta(k) \cdot [_{\beta\rho}_q^k - {}^{(0)}_{\beta\rho}_q^k], \quad (10a)$$

$$\left(\frac{d}{dt} _{a\beta}\rho_q^k \right)_{\text{rel}} = \Gamma_\beta(k) \cdot _{a\beta}\rho_q^k. \quad (10b)$$

其中 $\Gamma_\beta(k)$ 和 $\Gamma_{\alpha\beta}(k)$ 分别为密度子矩阵 ${}_\beta\rho$ 和 ${}_{\alpha\beta}\rho$ 中的 $2k$ 极矩的弛豫速率^[9]. 它们均与 q 无关. ${}^{(0)}_\beta\rho_q^k$ 是 ${}_\beta\rho_q^k$ 的初始值. 假设初始时原子非相干地均匀布居在下能级的各态中, 于是^[7]

$${}^{(0)}_\beta\rho_q^k = \frac{\delta_{\beta a} \cdot \delta_{k0} \cdot \delta_{q0}}{(2j_a + 1)^{1/2}}. \quad (11)$$

原子由于自发辐射引起的能级 b 至 a 的转移是各向同性的, 它可用以下速率方程描述^[9]:

$$\left(\frac{d}{dt} {}_a\rho_q^k\right)_{sp} = \Theta(b, a, k) \cdot {}_b\rho_q^k, \quad (12)$$

其中 $\Theta(b, a, k)$ 用 $6j$ 系数^[8]表示为^[9]

$$\Theta(b, a, k) = (-1)^{j_a + j_b + k + 1} (2j_b + 1) \begin{Bmatrix} j_b & j_b & k \\ j_a & j_a & 1 \end{Bmatrix} A_{ba}. \quad (13)$$

A_{ba} 是自发跃迁几率.

采用旋波近似, 经复杂的代数运算后得到

$$\begin{aligned} {}_a\dot{\rho}_q^k = & -\Gamma_a(k) \cdot \left[{}_a\rho_q^k - \frac{\delta_{k0} \cdot \delta_{q0}}{(2j_a + 1)^{1/2}} \right] + \Theta(b, a, k) {}_b\rho_q^k \\ & + i\mu \sum_{k', q', p} (-1)^{k+k'} \cdot {}_p G_{q'q}^{k'k} \\ & \cdot [\varepsilon_{-p} \cdot \varepsilon \cdot {}_ab\rho_{q'}^{k'} + (-1)^{k+k'+q} (\varepsilon_p)^* \cdot \varepsilon^* \cdot {}_ab\rho_{-q'}^{k'*}], \end{aligned} \quad (14a)$$

$$\begin{aligned} {}_b\dot{\rho}_q^k = & -\Gamma_b(k) \cdot {}_b\rho_q^k + i\mu \sum_{k', q', p} {}_p G_{q'q}^{k'k} [\varepsilon_{-p} \cdot \varepsilon \cdot {}_ab\rho_{q'}^{k'} \\ & + (-1)^{k+k'+q} (\varepsilon_p)^* \cdot \varepsilon^* \cdot {}_ab\rho_{-q'}^{k'*}] \end{aligned} \quad (14b)$$

$$\begin{aligned} {}_ab\dot{\rho}_q^k = & i\omega_0 \cdot {}_ab\rho_q^k - \Gamma_{ab}(k) \cdot {}_ab\rho_q^k + i\mu \sum_{k', q', p} \varepsilon^* \cdot (\varepsilon_{-p})^* \\ & \cdot [{}_p G_{q'q}^{k'k} \cdot {}_b\rho_{q'}^{k'} + (-1)^{k+k'} \cdot {}_p G_{q'q}^{k'k} \cdot {}_a\rho_{q'}^{k'}] \end{aligned} \quad (14c)$$

其中, p 可取 $0, -1, +1$; ε 是复数 E 的量值, 即

$$E = \varepsilon \hat{e} + \varepsilon^* \hat{e}^*. \quad (15)$$

而 $\varepsilon_0, \varepsilon_{-1}, \varepsilon_{+1}$ 是复单位矢量 $\hat{e}$ 的三个标准分量. 与 $\hat{e}$ 在直角坐标系的复分量 α, β, γ 间的关系为

$$\varepsilon_0 = \gamma; \quad \varepsilon_{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha \pm i\beta), \quad (16)$$

此外, ${}_\beta G_{q'q}^{k'k}$ 是由 $3j$ 和 $6j$ 系数表示的数值因子

$$\begin{aligned} {}_\beta G_{q'q}^{k'k} = & (-1)^{j_a + j_b + q'} \cdot \sqrt{(2k + 1)(2k' + 1)} \\ & \cdot \begin{pmatrix} k' & 1 & k \\ q' & p & -q \end{pmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} k' & 1 & k \\ j_\beta & j_\beta & j_a \end{Bmatrix}. \end{aligned} \quad (17)$$

2. 密度矩阵的三阶微扰解

如图 2 所示, 考虑二能级系统与三个频率相同的激光脉冲作用, 其光波电场分别为

$$E_i = \varepsilon_i(t) e^{-i(\omega t - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})}. \quad (18)$$

$\mathbf{k}_i$ 是第 i 个光脉冲的波矢. 假设脉冲的宽度远小于脉冲间的时间间隔, 而 ξ_{10} , ξ_{20} 和 ξ_{30} 分别是第 1, 2 和 3 脉冲峰值到达的时刻.

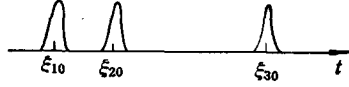


图 2

为了获得三个脉冲作用后原子系统的密度矩阵, 可以采用逐级近似法求解方程组 (14). 亦即认为初始状态就是密度矩阵的零级解 $^{(0)}\rho$; 经第 1 个脉冲作用后得到一级解 $^{(1)}\rho$, 经第 2 个脉冲作用后得二级解 $^{(2)}\rho$, 再经第 3 个脉冲作用后得三级解 $^{(3)}\rho$.

考虑多普勒加宽的气体原子系统. 在计算中忽略速度改变的碰撞, 因此速度为 $\mathbf{v}$ 的原子 ξ_i 时刻的位置 $\mathbf{r}(\xi_i)$ 与 t 时刻的位置 $\mathbf{r}(t)$ 之间的关系为

$$\mathbf{r}(\xi_i) = \mathbf{r}(t) - \mathbf{v}(t - \xi_i). \quad (19)$$

可以得到速度为 $\mathbf{v}$ 的原子在三个激光脉冲作用后的密度矩阵 $^{(3)}\rho_a^k$. 其中, 对光子回波输出有贡献的, 只有密度矩阵的偶极矩成分. 下面, 我们给出第 1, 2, 3 个人射光脉冲的偏振配置分别为 $\ell_{+1} \rightarrow \ell_{-1} \rightarrow \ell_{+1}$; $\ell_{+1} \rightarrow \ell_{-1} \rightarrow \ell_{-1}$; $\ell_{+1} \rightarrow \ell_{+1} \rightarrow \ell_{-1}$; $\ell_{+1} \rightarrow \ell_{+1} \rightarrow \ell_{+1}$ 的 $^{(3)}\rho_a^k$. ℓ_{+1} 和 ℓ_{-1} 分别指右旋及左旋圆偏振态.

(I) $\ell_{+1} \rightarrow \ell_{-1} \rightarrow \ell_{+1}$ 情形

$$\begin{aligned} ^{(3)}\rho_{-1}^1(\mathbf{v}, t) = & (-1)^{j_b - i_a + 1} \frac{i\mu^3}{(2j_a + 1)^{1/2}} A_1^* A_2 A_3 e^{-i[\omega_0 t - (\mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) \cdot \mathbf{r}]} \\ & \cdot e^{-i\mathbf{v} \cdot [\mathbf{k}_1(t - \xi_{10}) + \mathbf{k}_2(t - \xi_{20}) + \mathbf{k}_3(t - \xi_{30})]} \cdot e^{-\Gamma_{ab}(1) \cdot [(t - \xi_{30}) + (\xi_{20} - \xi_{10})]} \\ & \cdot \left\{ \frac{1}{a_3} G_{-10}^{10} \cdot \frac{1}{a_2} G_{12}^{12} \cdot \frac{1}{a_1} G_{12}^{12} \cdot e^{-\Gamma_a(2) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} \right. \\ & + \frac{1}{a_3} G_{-10}^{10} \cdot \frac{1}{b_a} G_{12}^{12} \cdot \frac{1}{b_a} G_{12}^{12} \cdot e^{-\Gamma_b(2) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} - \frac{\Theta(b, a, 2)}{\Gamma_a(2) - \Gamma_b(2)} \\ & \left. \cdot \frac{1}{a_3} G_{-10}^{10} \cdot \frac{1}{b_a} G_{12}^{12} \cdot \frac{1}{a_1} G_{12}^{12} \cdot [e^{-\Gamma_b(2) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} - e^{-\Gamma_a(2) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})}] \right\}. \quad (20) \end{aligned}$$

其中

$$A_i = \int \varepsilon_i(\xi_i) e^{-i(\omega - \omega_0)\xi_i} d\xi_i \quad (i = 1, 2, 3). \quad (21)$$

$\varepsilon_i(\xi_i)$ 是第 i 个脉冲的振幅包络.

(II) $\ell_{+1} \rightarrow \ell_{-1} \rightarrow \ell_{-1}$ 情形

$$\begin{aligned} ^{(3)}\rho_{-1}^1(\mathbf{v}, t) = & (-1)^{j_b - i_a - 1} \frac{i\mu^3}{(2j_a + 1)^{1/2}} A_1 A_2^* A_3 e^{-i[\omega_0 t - (\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_1) \cdot \mathbf{r}]} \\ & \cdot e^{-i\mathbf{v} \cdot [\mathbf{k}_1(t - \xi_{10}) - \mathbf{k}_2(t - \xi_{20}) + \mathbf{k}_3(t - \xi_{30})]} \cdot e^{-\Gamma_{ab}(1) \cdot [(t - \xi_{30}) + (\xi_{20} - \xi_{10})]} \\ & \cdot \left\{ \frac{1}{a_3} G_{-1-2}^{12} \cdot \frac{1}{a_2} G_{-1-2}^{12} \cdot \frac{1}{a_1} G_{-10}^{10} \cdot e^{-\Gamma_a(2) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} \right. \\ & + \frac{1}{a_3} G_{-1-2}^{12} \cdot \frac{1}{b_a} G_{-1-2}^{12} \cdot \frac{1}{a_1} G_{-10}^{10} e^{-\Gamma_b(2) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} - \frac{\Theta(b, a, 2)}{\Gamma_a(2) - \Gamma_b(2)} \cdot \frac{1}{a_3} G_{-1-2}^{12} \end{aligned}$$

$$\cdot \frac{1}{i_a} G_{-1-2}^{12} \cdot \frac{1}{a_b} G_{-10}^{10} [e^{-\Gamma_b(2) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} - e^{-\Gamma_a(2) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})}] \Big\}. \quad (22)$$

(III) $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1}$ 情形

$$\begin{aligned} {}^{(3)}_{ia}\rho_{-1}^1(\mathbf{v}, t) = & (-1)^{i_b - i_a + 1} \frac{i\mu^3}{(2j_a + 1)^{1/2}} A_1 A_2^* A_3 e^{-i[\omega_0 t - (\mathbf{h}_1 - \mathbf{h}_2 + \mathbf{h}_3) \cdot \mathbf{r}]} \\ & \cdot e^{-i\mathbf{v} \cdot [\mathbf{h}_1(t - \xi_{10}) - \mathbf{h}_2(t - \xi_{20}) + \mathbf{h}_3(t - \xi_{30})]} \cdot e^{-\Gamma_{ab}(1) \cdot [(t - \xi_{30}) + (\xi_{20} - \xi_{10})]} \\ & \cdot \sum_{k=2,1,0} \left\{ \frac{1}{a_b} G_{-10}^{10} \cdot \frac{1}{i_a} G_{10}^{1k} \cdot \frac{1}{b_a} G_{-10}^{1k} \cdot e^{-\Gamma_b(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} + \frac{1}{a_b} G_{-10}^{10} \right. \\ & \cdot \frac{1}{ab} G_{10}^{1k} \cdot \frac{1}{ab} G_{-10}^{1k} \cdot e^{-\Gamma_a(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} - (-1)^k \cdot \frac{\Theta(b, a, k)}{\Gamma_a(k) - \Gamma_b(k)} \\ & \cdot \frac{1}{a_b} G_{-10}^{10} \cdot \frac{1}{ab} G_{10}^{1k} \cdot \frac{1}{ba} G_{-10}^{1k} \cdot [e^{-\Gamma_b(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} - e^{-\Gamma_a(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})}] \Big\} \\ & + (-1)^{i_b - i_a + 1} \frac{i\mu^3}{(2j_a + 1)^{1/2}} A_1^* A_2 A_3 e^{-i[\omega_0 t - (\mathbf{h}_3 + \mathbf{h}_2 - \mathbf{h}_1) \cdot \mathbf{r}]} \\ & \cdot e^{-i\mathbf{v} \cdot [-\mathbf{h}_1(t - \xi_{10}) + \mathbf{h}_2(t - \xi_{20}) + \mathbf{h}_3(t - \xi_{30})]} \cdot e^{-\Gamma_{ab}(1) \cdot [(t - \xi_{30}) + (\xi_{20} - \xi_{10})]} \\ & \cdot \sum_{k=2,1,0} \left\{ (-1)^k \cdot \frac{1}{a_b} G_{-10}^{10} \cdot \frac{1}{a_b} G_{10}^{1k} \cdot \frac{1}{ab} G_{10}^{1k} \cdot e^{-\Gamma_a(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} \right. \\ & + (-1)^k \cdot \frac{1}{a_b} G_{-10}^{10} \cdot \frac{1}{i_a} G_{10}^{1k} \cdot \frac{1}{i_a} G_{10}^{1k} \cdot e^{-\Gamma_b(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} \\ & - \frac{\Theta(b, a, k)}{\Gamma_a(k) - \Gamma_b(k)} \cdot \frac{1}{a_b} G_{-10}^{10} \cdot \frac{1}{ab} G_{10}^{1k} \cdot \frac{1}{i_a} G_{10}^{1k} \\ & \cdot [e^{-\Gamma_b(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} - e^{-\Gamma_a(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})}] \Big\}. \quad (23) \end{aligned}$$

(IV) $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{+1}$ 情形

$$\begin{aligned} {}^{(3)}_{aa}\rho_{-1}^1(\mathbf{v}, t) = & (-1)^{i_b - i_a - 1} \frac{i\mu^3}{(2j_a + 1)^{1/2}} A_1 A_2^* A_3 e^{-i[\omega_0 t - (\mathbf{h}_3 - \mathbf{h}_2 + \mathbf{h}_1) \cdot \mathbf{r}]} \\ & \cdot e^{-i\mathbf{v} \cdot [\mathbf{h}_1(t - \xi_{10}) - \mathbf{h}_2(t - \xi_{20}) + \mathbf{h}_3(t - \xi_{30})]} \cdot e^{-\Gamma_{ab}(1) \cdot [(t - \xi_{30}) + (\xi_{20} - \xi_{10})]} \\ & \cdot \sum_{k=2,1,0} \left\{ \frac{1}{a_b} G_{-10}^{10} \cdot \frac{1}{i_a} G_{-10}^{1k} \cdot \frac{1}{ba} G_{-10}^{1k} \cdot e^{-\Gamma_b(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} + \frac{1}{a_b} G_{-10}^{10} \cdot \frac{1}{ab} G_{-10}^{1k} \right. \\ & \cdot \frac{1}{ab} G_{-10}^{1k} \cdot e^{-\Gamma_a(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} - (-1)^k \frac{\Theta(b, a, k)}{\Gamma_a(k) - \Gamma_b(k)} \frac{1}{a_b} G_{-10}^{10} \\ & \cdot \frac{1}{ab} G_{-10}^{1k} \cdot \frac{1}{ba} G_{-10}^{1k} \cdot [e^{-\Gamma_b(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} - e^{-\Gamma_a(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})}] \Big\} \\ & + (-1)^{i_b - i_a - 1} \frac{i\mu^3}{(2j_a + 1)^{1/2}} A_1^* A_2 A_3 e^{-i[\omega_0 t - (\mathbf{h}_3 - \mathbf{h}_1 + \mathbf{h}_2) \cdot \mathbf{r}]} \\ & \cdot e^{-i\mathbf{v} \cdot [-\mathbf{h}_1(t - \xi_{10}) + \mathbf{h}_2(t - \xi_{20}) + \mathbf{h}_3(t - \xi_{30})]} \cdot e^{-\Gamma_{ab}(1) \cdot [(t - \xi_{30}) + (\xi_{20} - \xi_{10})]} \\ & \cdot \sum_{k=2,1,0} \left\{ (-1)^k \cdot \frac{1}{a_b} G_{-10}^{10} \cdot \frac{1}{ba} G_{-10}^{1k} \cdot \frac{1}{i_a} G_{10}^{1k} \cdot e^{-\Gamma_b(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} \right. \\ & + (-1)^k \cdot \frac{1}{a_b} G_{-10}^{10} \cdot \frac{1}{ab} G_{-10}^{1k} \cdot \frac{1}{ab} G_{10}^{1k} \cdot e^{-\Gamma_a(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} - \frac{\Theta(b, a, k)}{\Gamma_a(k) - \Gamma_b(k)} \end{aligned}$$

$$\cdot \frac{1}{2} G_{-10}^{10} \cdot \frac{1}{2} G_{-10}^{1k} \cdot \frac{1}{2} G_{10}^{1k} \cdot \left[e^{-\Gamma_b(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} - e^{-\Gamma_a(k) \cdot (\xi_{30} - \xi_{20})} \right] \} \quad (24)$$

3. 系统的极化强度

利用电偶矩期望值公式

$$\mathbf{p} = \text{Tr}(\mathbf{P}\rho) \quad (25)$$

及有关不可约球面张量元的一些代数公式, 不难证明 (20), (22)–(24) 各式表示的 $\langle \rho_q^1(\mathbf{v}, t) \rangle$ 是比例于速度为 $\mathbf{v}$ 的原子在三个激光脉冲作用后所感生的振荡电偶矩的. 其振荡频率为 ω_0 , 偏振态由 q 决定. $q = +1$ 时偏振态为 $\hat{e}_{+1}$; $q = -1$ 时为 $\hat{e}_{-1}$.

原子系统的极化强度应比例于 $\langle \rho_q^1(\mathbf{v}, t) \rangle$ 的速度平均值

$$\langle \rho_q^1(t) \rangle = \int n(\mathbf{v}) \langle \rho_q^1(\mathbf{v}, t) \rangle d\mathbf{v}. \quad (26)$$

其中, $n(\mathbf{v})$ 为速度分布函数. 正是 $\langle \rho_q^1(t) \rangle$ 决定受激回波的发射.

三、受激光子回波的产生和特性

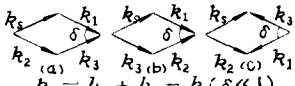
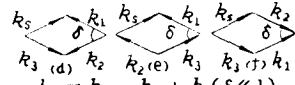
首先分析光子回波产生的条件. 由于 (26) 式的积分中出现含有速度 $\mathbf{v}$ 的位相因子 $e^{-i\theta(\mathbf{v}, t)}$, 因此只有当 $\theta(\mathbf{v}, t) = 0$ 时 $\langle \rho_q^1(t) \rangle$ 才会有不为零的数值. 若将满足 $\theta(\mathbf{v}, t) = 0$ 的时刻称为 t_c , 则当 $t_c \geq \xi_{30}$ 时便产生光子回波, 而回波脉冲产生的时刻便是 t_c . 此外, 由于 $\langle \rho_q^1(t) \rangle$ 中出现形如 $e^{-i[\omega_0 t - (\mathbf{k}_3 \pm \mathbf{k}_2 \mp \mathbf{k}_1) \cdot \mathbf{v}]}$ 的因子, 因而要使回波发射能产生还须同时满足一定的位相匹配条件. 根据上述讨论, 对四种入射偏振配置进行了分析, 得到受激光子回波产生的条件及其特征如表 1 所示.

光子回波信号受原子本身弛豫过程的影响. 从 (20), (22), (23), (24) 式可以看出, 改变三个激光脉冲到达的时间间隔, 回波强度将发生变化. 其变化规律与原子的弛豫速率 $\Gamma_\beta(k)$, $\Gamma_{ab}(1)$ 有关 ($\beta = a, b$; $k = 1, 2, 3$). 值得注意的是, 对于普通的二能级系统, 弛豫过程只需纵向和横向弛豫速率这两个参数来描述. 而对于上、下能级是由简并态组成的二能级系统, 影响回波信号的除了上、下能级间的弛豫过程外, 还包括同一能级的各个简并态中由于碰撞引起的塞曼相干的弛豫以及简并态之间的碰撞转移.

其次, $\Gamma_a(k)$, $\Gamma_b(k)$ 分别是基态及激发态的 $2k$ 极矩的弛豫速率. 对于激发态而言, 弛豫速率有两个来源: 即由原子的自发辐射产生的弛豫及由碰撞产生的弛豫. 在自发辐射弛豫速率远大于碰撞弛豫速率时, 可以假设 $\Gamma_b(k) \gg \Gamma_a(k)$. 考虑 $\Gamma_b(k)(\xi_{30} - \xi_{20}) \gg 1$ 情形, 即第 2, 3 两个脉冲的时间间隔远大于激发态的自发辐射弛豫时间. 这时, 在第 3 个脉冲到达时, 所有原子都已通过自发辐射返回基态. 在这种情况下, 由 (20), (22)–(24) 式得到, 只要 $\Gamma_a(k)(\xi_{30} - \xi_{20}) \lesssim 1$, 仍然能得到有效的光子回波信号. 这是因为在第 1, 2 两个脉冲作用后, 原子的相位信息是分别存在于基态和激发态的简并态中. 因此, 当激发态通过自发辐射返回基态后, 存在于基态的简并态中的信息仍然可以通过与第 3 个脉冲作用而产生回波现象. 从而在这个时间范围内, 我们可以得到单纯由基态产生的受激光子回波^[10]. 这种效应在非简并的二能级系统中是不存在的.

下面讨论四种不同偏振配置所产生的回波的物理意义. 为简单起见, 设 $j_a = 0$, $j_b =$

表 1

入射光偏振态	回波偏振态	位相匹配条件	回波产生时刻及条件
$\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1} \rightarrow \hat{e}_{+1}$	$\hat{e}_{-1}$	 $k_s = k_3 + k_2 - k_1 (\delta \ll 1)$	$t_e = \frac{k_e}{k_s^2} \cdot (k_3 \xi_{30} + k_2 \xi_{20} - k_1 \xi_{10})$ 只有 (a), (b) 满足 $t_e \geq \xi_{30}$
$\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1} \rightarrow \hat{e}_{-1}$	$\hat{e}_{+1}$	 $k_s = k_3 - k_2 + k_1 (\delta \ll 1)$	$t_e = \frac{k_e}{k_s^2} \cdot (k_3 \xi_{30} - k_2 \xi_{20} + k_1 \xi_{10})$ 只有 (e), (f) 满足 $t_e \geq \xi_{30}$
$\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1}$	$\hat{e}_{-1}$	与 $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1} \rightarrow \hat{e}_{+1}$ 情形相同	与 $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1} \rightarrow \hat{e}_{+1}$ 情形相同
		与 $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1} \rightarrow \hat{e}_{-1}$ 情形相同	与 $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1} \rightarrow \hat{e}_{-1}$ 情形相同
$\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{+1}$	$\hat{e}_{+1}$	与 $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1} \rightarrow \hat{e}_{+1}$ 情形相同	与 $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1} \rightarrow \hat{e}_{+1}$ 情形相同
		与 $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1} \rightarrow \hat{e}_{-1}$ 情形相同	与 $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1} \rightarrow \hat{e}_{-1}$ 情形相同

1. 在此系统中, $\hat{e}_{+1}$ 偏振的入射光将引起 $|j_a = 0, m_a = 0\rangle$ 至 $|j_b = 1, m_b = 1\rangle$ 之间的跃迁; 而 $\hat{e}_{-1}$ 偏振的入射光将引起 $|j_a = 0, m_a = 0\rangle$ 至 $|j_b = 1, m_b = -1\rangle$ 之间的跃迁 (见图 3)。对于 $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{+1}$ 及 $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1}$ 两种偏振配置, 在 1, 2 两个 $\hat{e}_{+1}$ 偏

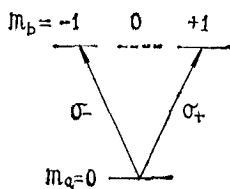


图 3

振的激光脉冲作用下, 原子在 $|j_a = 0, m_a = 0\rangle$ 及 $|j_b = 1, m_b = 1\rangle$ 的布居是随原子速度的不同而调制。此调制信息通过与第 3 个脉冲作用而产生光子回波^[2]。第 3 个脉冲可以连接原来的跃迁能级, 也可以连接不同的跃迁能级。对于 $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{+1}$, 所有脉冲均与相同的能级作用, 此即为一般的受激光子回波; 对于 $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1}$, 第 3 个脉冲产生 $|j_a = 0, m_a = 0\rangle$ 至 $|j_b = 1, m_b = -1\rangle$ 的跃迁, 此即为修正受激光子回波 (modified stimulated photon Echo)。

接着讨论 $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1} \rightarrow \hat{e}_{+1}$ 及 $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1} \rightarrow \hat{e}_{-1}$ 两种偏振配置。这时, 原子在第 1, 2 两个脉冲作用下产生上能级 $|j_b = 1, m_b = 1\rangle$ 及 $|j_b = 1, m_b = -1\rangle$ 两简并态间的塞曼相干。光子回波是通过第 3 个脉冲与塞曼相干作用后产生的。这与倒差频三能级光子回波 (inverted difference-frequency trilevel echo)^[2] 类似。与之不同的是, 对于后者, 第 1, 2 两个脉冲的频率不同, 分别连接两个能量不同的能级 (见图 4)。而我们的情况是, 第 1, 2 两个脉冲的频率相同, 但由于其偏振不同, 因此分别连接同一能级中的两个不同的塞曼子

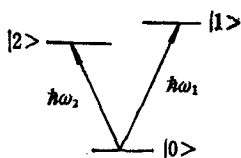


图 4

能级.

考虑一般的原子系统. 这时, 由于简并态数目增多而使问题更复杂, 但基本物理意义则与 $j_a = 0$, $j_b = 1$ 系统无本质的不同. 即对于 $\ell_{+1} \rightarrow \ell_{+1} \rightarrow \ell_{+1}$ 及 $\ell_{+1} \rightarrow \ell_{+1} \rightarrow \ell_{-1}$ 两种配置, 第 1, 2 两个脉冲的作用在系统中产生随原子速度而调制的布居, 此效应对应于一般的受激光子回波. 对于 $\ell_{+1} \rightarrow \ell_{-1} \rightarrow \ell_{+1}$ 及 $\ell_{+1} \rightarrow \ell_{-1} \rightarrow \ell_{-1}$ 两种配置, 第 1, 2 两个脉冲的作用在系统中产生同一能级中不同简并态之间的相干, 此效应对应于广义的三能级光子回波.

四、弛豫感生的受激光子回波

产生受激光子回波的重要条件之一, 是相继作用于样品的三个激光脉冲必须同时满足能量和动量守恒条件^[1,5]. 如果二能级系统的上、下能级是简并的, 则还要满足角动量守恒条件. 例如, 当频率等于共振频率 ω_0 的三束光脉冲先后作用于非简并的二能级系统, 则在三束光的波矢满足位相匹配条件 $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3$ 时(见图 5), 就会在 $\mathbf{k}_s$ 方向发射频率为 $\omega_s = \omega_0 - \omega_0 + \omega_0 = \omega_0$ 的回波脉冲. 对于简并的二能级系统, 如果三束光都是圆偏振的, 则若要产生受激回波, 三个入射脉冲及回波脉冲的偏振配置还必须是这样: (1) $\ell_{+1} \rightarrow \ell_{+1} \rightarrow \ell_{+1} \rightarrow \ell_{+1}$, (2) $\ell_{+1} \rightarrow \ell_{+1} \rightarrow \ell_{-1} \rightarrow \ell_{-1}$, (3) $\ell_{+1} \rightarrow \ell_{-1} \rightarrow \ell_{-1} \rightarrow \ell_{+1}$. 其中, 第 (1) 种情形是系统从第 1 和第 3 个脉冲各吸收一个正单位的角动量, 而向第 2 个脉冲及回波脉冲各发射一个正单位的角动量. 这无疑能满足角动量守恒. 同理, 对第 (2) 和第 (3) 种情形, 角动量也都能守恒. 与此同时, 偏振配置 $\ell_{+1} \rightarrow \ell_{-1} \rightarrow \ell_{+1} \rightarrow$ 在图 5 的方向配置下是不会产生回波的. 原因是这时系统从第 1, 3 两个脉冲各吸收一个正单位角动量, 又向第 2 个脉冲发射一个负单位角动量, 因此, 在三个脉冲过后, 原子得到三个正单位角动量. 另一方面, 光子回波可看做是一种参量过程. 为了满足角动量守恒, 原子必须向回波脉冲放出三个正单位角动量. 由于光子只具有一个单位角动量, 因此在上述偏

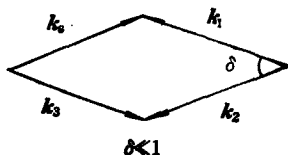


图 5

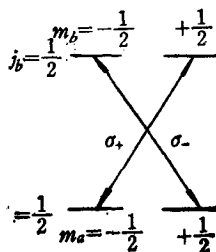


图 6

振配置下,光子回波显然无法产生. 这与表 1 的结论是一致的.

这里需要强调指出的是: 在实现角动量守恒的过程中, 还有一个是否违背原子状态跃迁的选择定则的问题. 例如, 当某个脉冲来到时, 入射光的配置要求原子吸收一个正单位角动量的光子. 但如果这种跃迁是原子的选择定则所不允许的, 则这种配置还是不能产生回波脉冲. 这一节中, 我们要论证当考虑了弛豫过程后, 由于态与态之间的弛豫转移改变了原子本身的角动量, 这些原来由于选择定则限制而不能出现的受激光子回波有可能得以产生. 我们称这样产生的回波为弛豫感生的受激光子回波. 这里所说的弛豫过程, 既包括由激发态自发跃迁而回到基态的过程, 也包括同一简并能级中各态之间的碰撞转移过程.

作为例子, 考虑 $j_a = 1/2$, $j_b = 1/2$ 系统 (见图 6). 在入射光脉冲的偏振配置为 $\hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{+1} \rightarrow \hat{e}_{-1}$ 时, 由 (23) 式可以得到对应于位相匹配条件 $\mathbf{k}_r = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3$ 的 ${}^{(3)}\rho_{ba}^{\perp-1}(t)$ 为

$${}^{(3)}\rho_{ba}^{\perp-1}(t) = [{}^{(3)}\rho_{ba}^{\perp-1}(t)]_I + [{}^{(3)}\rho_{ba}^{\perp-1}(t)]_{II} \quad (27)$$

其中

$$[{}^{(3)}\rho_{ba}^{\perp-1}(t)]_I \propto A_1 A_2^* A_3 e^{-\Gamma_{ab}(1)[(t-\xi_{30})+(\xi_{20}-\xi_{10})]} \cdot \frac{1}{6\sqrt{6}} \cdot \{ [e^{-\Gamma_b(0) \cdot (\xi_{30}-\xi_{20})} - e^{-\Gamma_b(1) \cdot (\xi_{30}-\xi_{20})}] + [e^{-\Gamma_a(0) \cdot (\xi_{30}-\xi_{20})} - e^{-\Gamma_a(1) \cdot (\xi_{30}-\xi_{20})}] \}, \quad (28a)$$

$$[{}^{(3)}\rho_{ba}^{\perp-1}(t)]_{II} \propto A_1 A_2^* A_3 e^{-\Gamma_{ab}(1)[(t-\xi_{30})+(\xi_{20}-\xi_{10})]} \cdot \frac{1}{6\sqrt{6}} \cdot \left\{ \frac{A_{ba}}{3[\Gamma_a(1) - \Gamma_b(1)]} [e^{-\Gamma_b(1) \cdot (\xi_{30}-\xi_{20})} - e^{-\Gamma_a(1) \cdot (\xi_{30}-\xi_{20})}] - \frac{A_{ba}}{\Gamma_a(0) - \Gamma_b(0)} [e^{-\Gamma_b(0) \cdot (\xi_{30}-\xi_{20})} - e^{-\Gamma_a(0) \cdot (\xi_{30}-\xi_{20})}] \right\}. \quad (28b)$$

首先, 在不考虑自发辐射及其它弛豫过程时, 亦即当弛豫参数 $\Gamma_a(1) = \Gamma_a(0) = \Gamma_b(1) = \Gamma_b(0) = 0$ 且自发跃迁几率 $A_{ba} = 0$ 时, 有 ${}^{(3)}\rho_{ba}^{\perp-1} = 0$. 也就是说, 在这种情况下不会有光子回波产生. 这是因为在 $j_a = j_b = \frac{1}{2}$ 系统中, $\hat{e}_{+1}$ 偏振的光将引起 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = -\frac{1}{2}\rangle$ 至 $|j_b = \frac{1}{2}, m_b = \frac{1}{2}\rangle$ 之间的跃迁, 而 $\hat{e}_{-1}$ 偏振的光将引起 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = \frac{1}{2}\rangle$ 至 $|j_b = \frac{1}{2}, m_b = -\frac{1}{2}\rangle$ 之间的跃迁. 在第 1, 2 两个 $\hat{e}_{+1}$ 偏振的光脉冲作用下, 原子产生 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = -\frac{1}{2}\rangle$ 及 $|j_b = \frac{1}{2}, m_b = \frac{1}{2}\rangle$ 的布居. 此布居随原子速度而变化, 亦即受到原子速度的调制^[2]. 由于跃迁的选择定则, 在 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = -\frac{1}{2}\rangle$ 及 $|j_b = \frac{1}{2}, m_b = \frac{1}{2}\rangle$ 的原子均无法与 $\hat{e}_{-1}$ 偏振的第 3 个脉冲作用而产生回波.

下面讨论弛豫过程对光子回波的影响. 先讨论 $[{}^{(3)}\rho_{ba}^{\perp-1}(t)]_I$ 部分. 当 $\Gamma_a(0) = \Gamma_a(1)$, $\Gamma_b(0) = \Gamma_b(1)$ 时, 由 (28) 式得知 $[{}^{(3)}\rho_{ba}^{\perp-1}(t)]_I = 0$. 换言之, $[{}^{(3)}\rho_{ba}^{\perp-1}(t)]_I$ 部分对光子回

波没有贡献。为了进一步进行探讨,我们必须先了解 $\Gamma_a(0) = \Gamma_a(1)$, $\Gamma_b(0) = \Gamma_b(1)$ 的物理意义。令 ${}^a\rho_{m_a m'_a}$ 代表 ${}^a\rho$ 在以 $\{|j_a m_a\rangle\}$ 为基的矩阵元,则有^[9]

$${}^a\rho_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} ({}^a\rho_0^0 + {}^a\rho_0^1), \quad (29a)$$

$${}^a\rho_{-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} ({}^a\rho_0^0 - {}^a\rho_0^1). \quad (29b)$$

已知 $\Gamma_a(k)$ 为 ${}^a\rho_a^k$ 的弛豫速率。因此, $\Gamma_a(0) = \Gamma_a(1)$ 意味着 ${}^a\rho_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}$ 和 ${}^a\rho_{-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}$ 具有相同的弛豫速率。 ${}^a\rho_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}$ 和 ${}^a\rho_{-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}$ 分别是能级 a 中态 $|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$ 和 $|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$ 上的布居数。它们具有相同的弛豫速率就意味着在弛豫过程中不存在态 $|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$ 和态 $|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$ 之间布居数的转移。同样结论也适合于 b 能级。在这种情况下,如果不考虑自发辐射,则显然不会产生光子回波。因为这时,当第 3 个脉冲到达时,原子仍处于 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = -\frac{1}{2}\rangle$ 及 $|j_b = \frac{1}{2}, m_b = \frac{1}{2}\rangle$ 态,仍然无法与 $\mathcal{E}_{-1}$ 偏振的第 3 个脉冲作用而产生回波。

其次,当 $\Gamma_a(0) \neq \Gamma_a(1)$ 或(和) $\Gamma_b(0) \neq \Gamma_b(1)$ 时, $[{}^3_{ba}\rho_{-1}^1(t)]_I$ 不为零。因此,这一部分将对受激光子回波有贡献。这是弛豫感生的光子回波中的一种。

先讨论 $\Gamma_a(0) \neq \Gamma_a(1)$ 的物理意义。首先它表示 ${}^a\rho_0^0$ 和 ${}^a\rho_0^1$ 具有不同的弛豫速率。从 (29a) 和 (29b) 式又可推断这时存在由 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = -\frac{1}{2}\rangle$ 态至 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = \frac{1}{2}\rangle$ 态的弛豫转移。例如,在前述的偏振配置下,当第 2 个脉冲刚结束时,有 ${}^{(2)}_a\rho_0^0 = -{}^{(2)}_a\rho_0^1$, 由 (29a) 式得到这时 ${}^a\rho_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} = 0$, 即原子处于 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = -\frac{1}{2}\rangle$ 态。由于 ${}^a\rho_0^0$ 和 ${}^a\rho_0^1$ 随时间的衰变速率不同,由 (29a) 式得知随着时间的推移, ${}^a\rho_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}$ 将不再为零。换言之,原子将弛豫到 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = \frac{1}{2}\rangle$ 态。正是这种发生在 a 能级中的简并态之间的弛豫转移,使得当第 3 个脉冲到达时,处于 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = \frac{1}{2}\rangle$ 态的原子能够与 $\mathcal{E}_{-1}$ 偏振的脉冲作用而产生光子回波。

上一段的讨论也完全适用于 $\Gamma_b(0) \neq \Gamma_b(1)$ 。不过此时弛豫引起的态的转移发生在能级 b 的简并态之间。亦即,是由 $|j_b = \frac{1}{2}, m_b = \frac{1}{2}\rangle$ 弛豫至 $|j_b = \frac{1}{2}, m_b = -\frac{1}{2}\rangle$ 的原子与 $\mathcal{E}_{-1}$ 偏振的第 3 个脉冲作用产生光子回波。

弛豫感生的光子回波的关键过程,在于第 2 个与第 3 个脉冲的时间间隔内由弛豫引起的态与态之间的转移。因此,回波信号的强度应与第 2, 3 两个脉冲间间隔的长短有密切关系。由 (28a) 式, $[{}^3_{ba}\rho_{-1}^1]_I$ 中的两项与脉冲间隔 $(\xi_{30} - \xi_{20})$ 的关系均为 $[e^{-\Gamma_\beta(0)(\xi_{30} - \xi_{20})} - e^{-\Gamma_\beta(1)(\xi_{30} - \xi_{20})}]$, 其中 β 为 a 或 b 。在图 7 中,给出了函数, $F(\xi_{30} - \xi_{20}) = [e^{-\Gamma_\beta(0)(\xi_{30} - \xi_{20})} - e^{-\Gamma_\beta(1)(\xi_{30} - \xi_{20})}]$ 与 $(\xi_{30} - \xi_{20})$ 的关系。从图 7 看出,在 $\xi_{30} - \xi_{20} = 0$ 时, $F = 0$ 。随着 $\xi_{30} - \xi_{20}$ 的增大, F 的绝对值也随之增大。其最大值出现在 $\xi_{30} - \xi_{20} = \ln(\Gamma_\beta(0)/\Gamma_\beta(1))/(\Gamma_\beta(0) - \Gamma_\beta(1))$ 处。当 $\xi_{30} - \xi_{20}$ 继续增加时, $|F|$ 开始减小直到零。从物理上看,上述

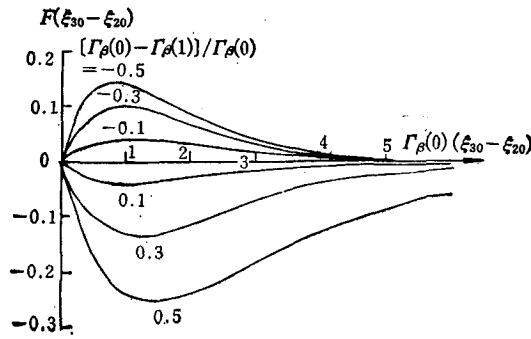


图 7

过程是容易理解的。还是以能级 a 中由 $|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$ 到 $|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$ 的弛豫转移而感生的光子回波为例。当第 2 个脉冲刚结束时, 原子处在 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = -\frac{1}{2}\rangle$ 态, 这时如果马上加入 $\mathcal{E}_{-1}$ 偏振的第 3 个脉冲, 将没有回波出现。随着 $\xi_{30} - \xi_{20}$ 时间的增加, 原子由 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = -\frac{1}{2}\rangle$ 转移到 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = \frac{1}{2}\rangle$, 使得后者的布居增加, 光子回波亦随着出现并增强。以后, $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = \frac{1}{2}\rangle$ 态由于自身的弛豫而衰变, 使得当 $\xi_{30} - \xi_{20}$ 继续增加时回波信号亦随之而衰减。其次, 从图 7 可看出, 在同一时间间隔 $\xi_{30} - \xi_{20}$ 下, 回波信号随 $|(\Gamma_\beta(0) - \Gamma_\beta(1))/\Gamma_\beta(0)|$ 的增大而增强。这是由于当 $|(\Gamma_\beta(0) - \Gamma_\beta(1))/\Gamma_\beta(0)|$ 增大时, $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = -\frac{1}{2}\rangle$ 至 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = \frac{1}{2}\rangle$ 的转移速率增大, 致使 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = \frac{1}{2}\rangle$ 的布居增加的缘故。

下面, 我们讨论 $[\rho_{ab}^{(1)}(t)]_{II}$ 部分。这部分对光子回波的贡献来源于自发辐射引起的原子上、下能级间的转移。这是又一种弛豫感生的光子回波。具体的物理过程是这样的。当第 2 个脉冲刚结束时, 处于原子能级 b 中的 $|j_b = \frac{1}{2}, m_b = \frac{1}{2}\rangle$ 态, 由于存在自发辐射, 可以跃迁到能级 a 中的态 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = \frac{1}{2}\rangle$ 或 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = -\frac{1}{2}\rangle$ 。其中, 跃迁到 $|j_a = \frac{1}{2}, m_a = \frac{1}{2}\rangle$ 的原子可以进一步与 $\mathcal{E}_{-1}$ 偏振的第 3 个脉冲作用而产生光子回波。其次, 这部分光子回波的信号强度与第 2, 3 两个脉冲的时间间隔的关系与 $[\rho_{ab}^{(1)}]_{II}$ 部分的光子回波类似。也就是说, 开始时随 $\xi_{30} - \xi_{20}$ 的增加, 光子回波信号有一个建立过程。然后, 随着 $\xi_{30} - \xi_{20}$ 的继续增加, 回波信号亦随之而衰减。

五、结 论

本文研究了简并二能级系统的受激光子回波效应。着重讨论了不同偏振配置下受激光子回波的特性。对于 $\mathcal{E}_{+1} \rightarrow \mathcal{E}_{+1} \rightarrow \mathcal{E}_{+1}$ 及 $\mathcal{E}_{+1} \rightarrow \mathcal{E}_{+1} \rightarrow \mathcal{E}_{-1}$ 两种配置, 第 1, 2 两个脉

冲的作用是在系统中产生随原子速度调制的布居,此时对应于一般的受激光子回波。对于 $\varrho_{+1} \rightarrow \varrho_{-1} \rightarrow \varrho_{+1}$ 及 $\varrho_{+1} \rightarrow \varrho_{-1} \rightarrow \varrho_{-1}$ 两种配置,第 1,2 两个脉冲的作用是在系统中产生简并态之间的塞曼相干,此时对应于广义的三能级光子回波。我们还研究了原子的弛豫对受激光子回波的影响,并以 $j_a = j_b = \frac{1}{2}$ 系统为例,讨论了在 $\varrho_{+1} \rightarrow \varrho_{+1} \rightarrow \varrho_{-1}$ 的偏振配置下的弛豫感生的受激光子回波的特性。这种光子回波是原子通过自发辐射或碰撞转移后改变了原子本身的角动量,使得原来由于选择定则限制而不能出现的一些受激光子回波得以产生。

参 考 文 献

- [1] M. Fujita, H. Nakatsuka, H. Nakanishi and M. Matsuoka, *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 974.
- [2] T. M. Mossberg, R. Kachru, S. R. Hartmann and A. M. Flusberg, *Phys. Rev.*, **A20**(1979), 1976.
- [3] W. B. Mims, *Phys. Rev.*, **B5**(1972), 2409.
- [4] J. L. Shinner, H. C. Andersen and M. D. Fayer, *Phys. Rev.*, **A24**(1981), 1994.
- [5] Ye Peixian and Y. R. Shen, *Phys. Rev.*, **A25**(1982), 2183.
- [6] M. Ducloy, *Phys. Rev.*, **A8**(1973), 1844.
- [7] T. Baer, *Phys. Rev.*, **A18**(1978), 2570.
- [8] A. R. Edmonds, Angular momentum in quantum mechanics (Princeton University Press, 1957).
- [9] A. Omont, *Prog. Quantum Electronics*, **5**(1977), 69.
- [10] T. Mossberg, A. Flusberg, R. Kachru and S. R. Hartmann, *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 1665.

STUDY OF STIMULATED PHOTON ECHO IN DEGENERATE TWO-LEVEL SYSTEM

GENERAL THEORY AND RELAXATION INDUCED STIMULATED PHOTON ECHO

YE PEI-XIAN FU PAN-MING

(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The stimulated photon echo in degenerate two-level system has been studied. The stimulated photon echo signal for different polarization arrangement of incident lights was obtained basing on the third-order perturbation theory, where, the density matrix was expanded in an irreducible spherical-tensor operator. The characteristics of stimulated photon echo were discussed. Taking $j_a = j_b = 1/2$ system as example, we have also studied the relaxation induced stimulated photon echo, where, the polarization arrangement of the three incident pulses is $\sigma_+ \rightarrow \sigma_+ \rightarrow \sigma_-$.