

无多普勒双光子相干共振用于同位素选择激发

匡一中 匡黎平

(四川大学激光物理与激光化学所, 610064)

提要: 利用具有中间共振能级的无多普勒双光子相干选择激发来提高激光同位素分离的选择性和激发速率。求解了相应的 Bloch 方程组, 计算出能级布居数和激发分数以及选择性系数。

关键词: 无多普勒双光子激发, 激光同位素分离

Doppler-free two-photon coherent resonance for selective excitation of isotopes

Kuang Yizhong, Kuang Liping

(Institute of Laser Physics and Laser Chemistry, Sichuan University, Chengdu)

Abstract: Selectivity and excitation rate of laser isotope separation can be enhanced by using the coherent selective Doppler-free two-photon excitation with intermediate resonant level. Analytical solution of Bloch equations about this process has been derived. The results of level-population, excitation rate and selective coefficient have been obtained.

Key words: Doppler-free two-photon excitation, laser isotope separation

一、引言

文献[1]提出有中间能级共振增强的无多普勒双光子共振激发是一种获得高选择性的激光分离同位素方法, 但在这个模型中, 激发态布居数受饱和效应的限制, 不可能实现布居数反转, 因而还不是高激发速率、高产率的激光分离方法。文献[2]研究了均匀跃迁的三能级系统的双光子共振相干选择激发, 证明了在适当条件下, 可得到激发态布居数完全反转, 既有高的选择性, 又有高的激发速率。本文目的是将文献[2]的理论用于非均匀跃迁的三能级同位素系统, 使无多普勒双光子光谱具有的高分辨、高选择性与超短脉冲相干激发的高激发速率相结合, 以实现激光分离同位素的高选择性与高产率。

二、无多普勒双光子共振相干相互作用方程组及其解

设双光子共振同位素的能级如图1所示。两个沿相反方向传播的超短脉冲激光场为

$$E_1 = \varepsilon_1 \exp\{i(\Omega_{12}t - k_{12}z)\} + O.O.$$

$$E_2 = \varepsilon_2 \exp\{i(\Omega_{23}t + k_{23}z)\} + C, C.$$

式中, Ω_{12} 和 Ω_{23} 分别是两个激光场的频率, k_{12} , k_{23} 是相应的波矢。

设两个激光场相应的脉宽 τ_1 和 τ_2 远小于与介质相互作用过程的失相时间 T_1 和 T_2 , 这时, 两频激光场与三能级同位素系统双光子共振相

干相互作用。即

$$(\Omega_{12} - k_{12}v_s - \omega_{12}) + (\Omega_{23} + k_{23}v_s - \omega_{23}) = 0$$

$$\Omega_{12} - k_{12}v_s - \omega_{12} = -\Delta, \quad \Omega_{12} - \omega_{12} = \Delta\omega_{12}$$

$$\Omega_{23} + k_{23}v_s - \omega_{23} = \Delta, \quad \Omega_{23} - \omega_{23} = \Delta\omega_{23}$$

设 $\Delta k = k_2 - k_1 = (\omega_{23} - \omega_{12})/C \approx 0$, Δ 是失谐度。

双光子共振相干相互作用的密度矩阵方程为

$$i \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H, \rho] \quad (2.1)$$

设

$$\rho_{12} = \tilde{\rho}_{12} \exp[i(\Omega_{12}t - k_{12}z)],$$

$$\rho_{23} = \tilde{\rho}_{23} \exp[i(\Omega_{23}t + k_{23}z)],$$

$$u_{ij} = \tilde{\rho}_{ij} + \tilde{\rho}_{ji},$$

$$i v_{ij} = \tilde{\rho}_{ij} - \tilde{\rho}_{ji},$$

$$\omega_1 = \rho_{22} - \rho_{11}, \quad \omega_2 = (\rho_{22} + \rho_{11} - 2\rho_{33}) / -\frac{1}{\sqrt{3}},$$

方程(2.1)具有以下形式:

$$\dot{u}_{12} = \Delta \cdot v_{12} + \beta \cdot v_{13}$$

$$\dot{u}_{23} = -\Delta \cdot v_{23} - \alpha \cdot v_{13}$$

$$\dot{u}_{13} = \beta v_{12} - \alpha \cdot v_{23}$$

$$\dot{v}_{12} = -\Delta \cdot u_{12} - \beta \cdot u_{13} + 2\alpha \cdot \omega_1$$

$$\dot{v}_{23} = -\Delta \cdot u_{23} + \alpha \cdot u_{13} - \beta \cdot \omega_1 + \sqrt{3} \beta \cdot \omega_2$$

$$\dot{v}_{13} = -\beta \cdot u_{12} + \alpha u_{23}$$

$$\dot{w}_1 = -2\alpha \cdot v_{12} + \beta \cdot v_{23}$$

$$\dot{w}_2 = -\sqrt{3} \beta \cdot v_{23}$$

(2.2)

其中 $\alpha = \frac{d_{12} \cdot \varepsilon_1}{\hbar}$, $\beta = \frac{d_{23} \cdot \varepsilon_2}{\hbar}$, 是相应的拉比(Rabi)频率, d_{12} , d_{23} 是相应跃迁的电偶极矩。

设两个激光场具有相同的波形^[2~5], 相应的拉比(Rabi)频率可以表示为

$$\alpha = \alpha_0 f(t), \quad \beta = \beta_0 f(t)$$

引入下列线性变换^[8]

$$U = \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} [\alpha u_{12} + \beta u_{23}],$$

$$V = \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} [-\alpha v_{12} + \beta v_{23}],$$

$$w = \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} [\beta u_{12} - \alpha u_{23}],$$

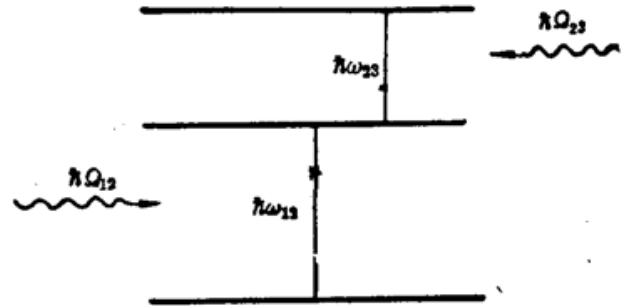


图1 有中间能级共振增强的双光子共振能级图

$$\begin{aligned}
 v &= \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} [\beta v_{12} + \alpha v_{23}], \\
 W &= \frac{1}{2(\alpha^2 + \beta^2)} \{ -(2\alpha^2 + \beta^2)w_1 + \sqrt{3} \beta^2 w_2 + 2\alpha\beta u_{13} \}, \\
 w &= \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \{ -\alpha\beta w_1 - \sqrt{3} \cdot \alpha \cdot \beta w_2 - (\alpha^2 - \beta^2)u_{13} \}, \\
 D &= \frac{1}{2(\alpha^2 + \beta^2)} \{ -\sqrt{3} \beta^2 \cdot w_1 + (2\alpha^2 - \beta^2)w_2 - 2\sqrt{3} \alpha\beta \cdot u_{13} \}.
 \end{aligned}$$

并定义脉冲面积变量:

$$\theta(z, t) = \int_{-\infty}^t \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} dt'$$

两脉冲的平均场为

$$\bar{\varepsilon}_1 = \frac{1}{\tau_1} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_1 dt; \quad \bar{\varepsilon}_2 = \frac{1}{\tau_2} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_2 dt$$

文献[2]证明, 采用平均场 $\bar{\varepsilon}_1$, $\bar{\varepsilon}_2$ 代替 ε_1 和 ε_2 是一个好的近似, 这时, 方程组(2.2)变为

$$\begin{aligned}
 \partial U / \partial \theta &= -\eta \cdot V \\
 \partial V / \partial \theta &= \eta U + 2W \\
 \partial W / \partial \theta &= -2V \\
 \partial u / \partial \theta &= \eta \cdot v + v_{13} \\
 \partial w / \partial \theta &= -\eta \cdot u - w \\
 \partial w / \partial \theta &= v \\
 \partial v_{13} / \partial \theta &= -u \\
 D^2 &= \text{const}
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

式中 $\eta = \frac{\Delta\omega + kv_z}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}$ 。选择初始条件($t = -\infty$) $\rho_{11} = 1$, $\rho_{22} = \rho_{33} = 0$ 。即, 使初始时刻同位素完全布居在基态, 这是激光分离同位素所希望实现的最佳条件之一。

则方程组(2.3)的解析解为

$$\begin{aligned}
 U &= \frac{2\eta W(0)}{4 + \eta^2} [1 - \cos \sqrt{4 + \eta^2} \theta] \\
 V &= \frac{2W(0)}{\sqrt{4 + \eta^2}} \sin \sqrt{4 + \eta^2} \cdot \theta \\
 W &= W(0) - \frac{4W(0)}{4 + \eta^2} [1 - \cos \sqrt{4 + \eta^2} \theta], \\
 u &= \frac{w(0)}{2\xi\eta} \left\{ \left(\xi - \frac{\eta}{2} \right) \cos \left(\xi - \frac{\eta}{2} \right) \theta + \left(\xi + \frac{\eta}{2} \right) \cos \left(\xi + \frac{\eta}{2} \right) \theta \right. \\
 &\quad \left. - \frac{\cos \left(\xi - \frac{\eta}{2} \right) \theta}{\xi - \frac{\eta}{2}} - \frac{\cos \left(\xi + \frac{\eta}{2} \right) \theta}{\xi + \frac{\eta}{2}} \right\}, \\
 v &= -\frac{w(0)}{2\xi} \left\{ \sin \left(\xi - \frac{\eta}{2} \right) \theta + \sin \left(\xi + \frac{\eta}{2} \right) \theta \right\}
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

$$w = \frac{w(0)}{2\xi} \left\{ \frac{\cos\left(\xi - \frac{\eta}{2}\right)\theta}{\left(\xi - \frac{\eta}{2}\right)} + \frac{\cos\left(\xi + \frac{\eta}{2}\right)\theta}{\left(\xi + \frac{\eta}{2}\right)} \right\}$$

$$v_{13} = -\frac{w(0)}{2\xi\eta} \left\{ \sin\left(\xi - \frac{\eta}{2}\right)\theta + \sin\left(\xi + \frac{\eta}{2}\right)\theta + \frac{\sin\left(\xi - \frac{\eta}{2}\right)\theta}{\xi - \frac{\eta}{2}} + \frac{\sin\left(\xi + \frac{\eta}{2}\right)\theta}{\xi + \frac{\eta}{2}} \right\}$$

式中 $\xi = 1 + \frac{\eta^2}{4}$, $W(0) = \frac{\alpha_0^2}{\alpha_0^2 + \beta_0^2}$, $w(0) = \frac{2\alpha_0\beta_0}{\alpha_0^2 + \beta_0^2}$

从上述解容易求出双光子共振的能级布居数密度 ρ_{ii} ($i=1, 2, 3$) 和激发分数 R ,

$$R = \frac{1}{2} \left| \frac{\rho_{33} - \rho_{11}}{\rho_{33}^0 - \rho_{11}^0} - 1 \right|$$

$$\rho_{11} = 1 - \frac{w(0)}{2} - \frac{W(0)}{4 + \eta^2} [1 - \cos \sqrt{4 + \eta^2} \theta]$$

$$+ \frac{w(0)}{4\xi} \left[\frac{\cos\left(\xi - \frac{\eta}{2}\right)\theta}{\xi - \frac{\eta}{2}} + \frac{\cos\left(\xi + \frac{\eta}{2}\right)\theta}{\xi + \frac{\eta}{2}} \right]$$

$$\rho_{22} = \frac{2W(0)}{4 + \eta^2} [1 - \cos \sqrt{4 + \eta^2} \theta] \quad (2.5)$$

$$\rho_{33} = \frac{w(0)}{2} - \frac{W(0)}{4 + \eta^2} [1 - \cos \sqrt{4 + \eta^2} \theta]$$

$$- \frac{w(0)}{4\xi} \left[\frac{\cos\left(\xi - \frac{\eta}{2}\right)\theta}{\left(\xi - \frac{\eta}{2}\right)} + \frac{\cos\left(\xi + \frac{\eta}{2}\right)\theta}{\left(\xi + \frac{\eta}{2}\right)} \right]$$

$$R = \left| -\frac{w(0)}{2} + \frac{w(0)}{4\xi} \left[\frac{\cos\left(\xi - \frac{\eta}{2}\right)\theta}{\xi - \frac{\eta}{2}} + \frac{\cos\left(\xi + \frac{\eta}{2}\right)\theta}{\xi + \frac{\eta}{2}} \right] \right|$$

将上式对 Maxwell-Boltzman 速度分布积分:

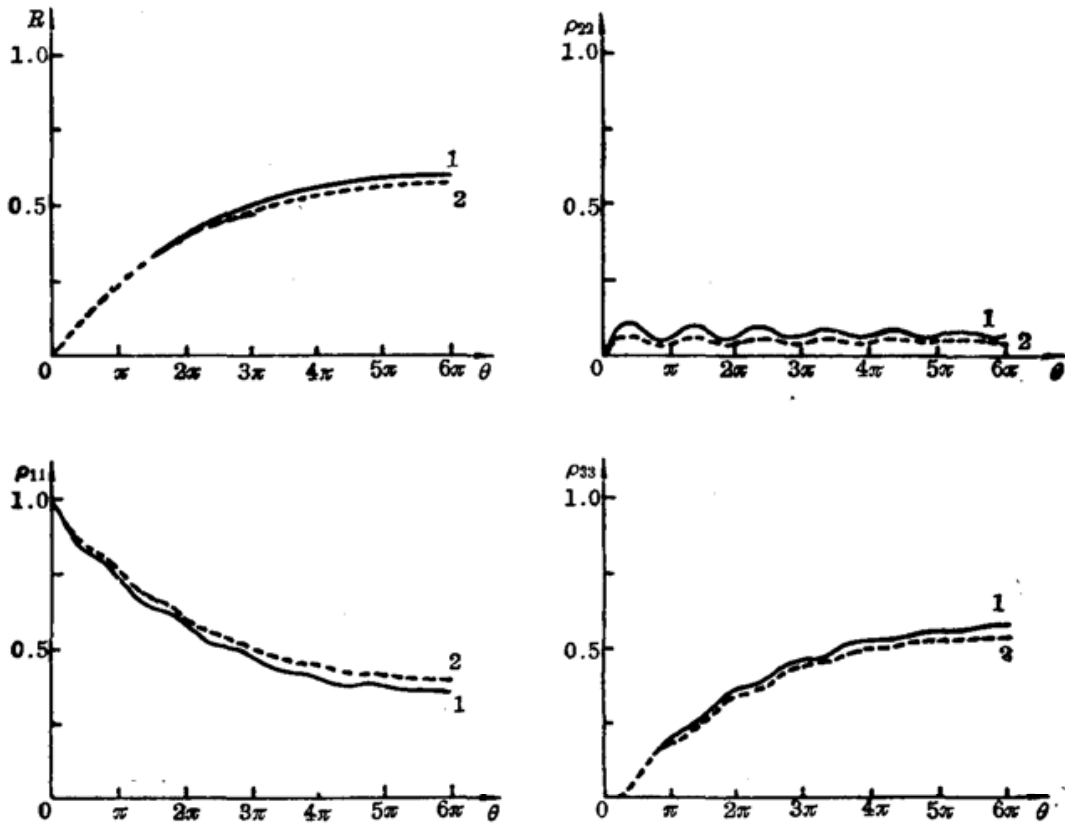
$$\rho_{ii} = \frac{1}{\sqrt{\pi} u} \int_{-\infty}^{\infty} dv_s \cdot \exp\left(-\frac{v_s^2}{u^2}\right) \cdot \rho_{ii}(v_s)$$

$$R = \frac{1}{\sqrt{\pi} u} \int_{-\infty}^{\infty} dv_s \cdot \exp\left(-\frac{v_s^2}{u^2}\right) \cdot R(v_s)$$

$$\eta = \frac{\Delta\omega}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} + \frac{kv_s}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} = \eta_d + \eta_v$$

取 $\eta_d = 0, 0.1$; $\frac{\alpha_0}{\beta_0} = 1, \sqrt{2}$ 两组参数, 作 ρ_{ii} ($i=1, 2, 3$) 及 R 与 θ 的函数依赖曲线, 如图 2 所示。

数值计算结果证明, $\eta_d = 0.1$ 与 $\eta_d = 0$ (严格共振) 的两组值完全重合, $\frac{\alpha_0}{\beta_0} = 1$ 的 R 值略

图2 ρ_{ij} 和 R 对 θ 的函数曲线曲线 1— $k=1, \eta=0, 0.1$, 曲线 2— $k=\sqrt{2}, \eta=0, 0.1$

比 $\frac{\alpha_0}{\beta_0} = \sqrt{2}$ 的大, 这再次证明 [1, 2] $\alpha = \beta$ 是最佳激发条件。值得特别注意的是, R 值随 θ 增加而增大, 对脉冲形状并无明显的依赖关系, 并且只能实现能级布居数的部分反转。与文献 [2] 对于均匀跃迁的双光子共振相干激发的情形迥然不同, 在那里可用 π 脉冲使能级布居数完全反转, 对脉冲形状有严格的要求。

三、双光子离共振相干相互作用方程组及其解

双光子离共振条件:

$$\{(\Omega_{12} - kv_z) - \omega_{12}^{(M)}\} + \{(\Omega_{23} + kv_z) - \omega_{23}^{(M)}\} = 2\Delta_M$$

Δ_M 是同位素位移,

$$(\Omega_{12} - kv_z) - \omega_{12}^{(M)} = \Delta_M - kv_z$$

$$(\Omega_{23} + kv_z) - \omega_{23}^{(M)} = \Delta_M + kv_z$$

因为我们只对双光子共振相干作用的最佳激发条件 ($\alpha = \beta$) 下计算其分离系数有兴趣, 所以对双光子离共振相干激发的情形, 也只需在 $\alpha = \beta$ 的条件下求方程组的解。引入第二节中类似的线性变换:

$$U_M = \frac{u_{12}^{(M)} + u_{23}^{(M)}}{\sqrt{2}}, \quad V_M = \frac{(-v_{12}^{(M)} + v_{23}^{(M)})}{\sqrt{2}}$$

$$W_M = \frac{1}{4} \{-3w_1^{(M)} + \sqrt{3} w_2^{(M)} + 2u_{13}^{(M)}\}$$

$$u_M = \frac{u_{12}^{(M)} - u_{23}^{(M)}}{\sqrt{2}}, \quad v_M = \frac{v_{12}^{(M)} + v_{23}^{(M)}}{\sqrt{2}}$$

$$w_M = \frac{1}{2} \{ -w_1^{(M)} - \sqrt{3} w_2^{(M)} \}$$

$$u_{13}^{(M)} = u_{13}^{(M)}, \quad v_{13}^{(M)} = v_{13}^{(M)}$$

并令

$$\eta_m = \frac{\Delta_m}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}, \quad \eta_v = \frac{k v_e}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}},$$

$$\theta = \int_{-\infty}^t \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} dt'$$

则双光子离共振相干相互作用的方程组为

$$\begin{aligned} \partial v_M / \partial \theta &= -\eta_v V_M - \eta_M \cdot v_M \\ \partial V_M / \partial \theta &= \eta_v \cdot U_M - \eta_M u_M + 2W_M \\ \partial W_M / \partial \theta &= -2V_M - \eta_M \cdot v_{13}^{(M)} \\ \partial u_M / \partial \theta &= \eta_M \cdot V_M + \eta_v \cdot v + v_{13} \\ \partial v_M / \partial \theta &= -\eta_v \cdot u_M + \eta_M U_M - w_M \\ \partial w_M / \partial \theta &= v_M \\ \partial u_{13}^{(M)} / \partial \theta &= -V_M - 2\eta_M \cdot v_{13}^{(M)} \\ \partial v_{13}^{(M)} / \partial \theta &= -u_M + 2\eta_M \cdot u_{13} \end{aligned} \quad (3.1)$$

这可以归结为解下列方程组

$$\begin{aligned} -\partial^2 V / \partial \theta^2 &= (4 + \eta_M^2 + \eta_v^2) V_M + 2\eta_M \eta_v \cdot v_M + 3\eta_M \cdot v_{13}^{(M)} \\ -\partial^2 v / \partial \theta^2 &= 2\eta_M \cdot \eta_v \cdot V_M + (1 + \eta_M^2 + \eta_v^2) \cdot v_M + \eta_v \cdot v_{13}^{(M)} \\ -\partial^2 v_{13}^{(M)} / \partial \theta^2 &= 3\eta_M \cdot V_M + \eta_v \cdot v_M + (1 + 4\eta_M^2) \cdot v_{13}^{(M)} \end{aligned} \quad (3.2)$$

(3.2) 与 $\rho_{11}^{(M)} = 1$, $\rho_{22}^{(M)} = \rho_{33}^{(M)} = 0$ 相应的初始条件为

$$V_M(0) = v(0) = v_{13}(0) = 0$$

$$\left. \frac{\partial V_M}{\partial \theta} \right|_{\theta=0} = 1, \quad \left. \frac{\partial v_M}{\partial \theta} \right|_{\theta=0} = -1, \quad \left. \frac{\partial v_{13}^{(M)}}{\partial \theta} \right|_{\theta=0} = 0$$

(3.2) 的解为

$$\begin{aligned} V_M &= \sum_{i=1}^3 A_i \sin \lambda_i \theta \\ v_M &= \sum_{i=1}^3 B_i \sin \lambda_i \theta \\ v_{13}^{(M)} &= \sum_{i=1}^3 C_i \sin \lambda_i \theta \end{aligned} \quad (3.3)$$

λ_i 是以下特征方程的根;

$$\begin{vmatrix} (4 + \eta_M^2 + \eta_v^2) - \lambda^2 & 2\eta_M \cdot \eta_v & 3\eta_M \\ 2\eta_M \cdot \eta_v & (1 + \eta_M^2 + \eta_v^2) - \lambda^2 & \eta_v \\ 3\eta_M & \eta_v & (1 + 4\eta_M^2) - \lambda^2 \end{vmatrix} = 0$$

或者是

$$(\lambda^2 - \zeta)^3 + 3\zeta(\lambda^2 - \zeta)^2 + 3\eta_v^2 A^2 = 0 \quad (3.4)$$

的根, 式中 $\zeta = 1 + \eta_M^2 + \frac{\eta_v^2}{3}$, $A = 1 - 2\eta_M^2 + \frac{2\eta_v^2}{9}$ 。

而(3.4)的根为

$$\lambda_i^2 = 2\zeta \left[1 + \cos \frac{(\phi + (\dot{i}-1) \cdot 2\pi)}{3} \right], \quad \dot{i} = 1, 2, 3$$

$$\phi = \operatorname{arctg} \frac{3\eta_v^2 A^2 \left[\zeta^3 - \frac{3}{4} \eta_v^2 A^2 \right]}{[2\zeta^3 - 2\eta_v^2 A^2]}$$

式(3.3)中的诸系数具有如下形式:

$$\begin{aligned} A_i &= f_i D_i / \lambda_i D \\ B_i &= g_i D_i / \lambda_i D \quad \dot{i} = 1, 2, 3 \\ C_i &= D_i / \lambda_i D \\ f_i &= \frac{2\eta_M [(1 + 4\eta_M^2) - \lambda_i^2] - 3\eta_M}{[(4 + \eta_M^2 + \eta_v^2) - \lambda_i^2] - 6\eta_M^2} \\ g_i &= \frac{\frac{2}{3} \eta_v [(1 + 4\eta_M^2) - \lambda_i^2] - \eta_v}{[(1 + \eta_M^2 + \eta_v^2) - \lambda_i^2] - \frac{2}{3} \eta_v^2} \\ D_1 &= (f_2 - f_3) + (g_2 - g_3) \\ D_2 &= (f_3 - f_1) + (g_3 - g_1) \\ D_3 &= (f_1 - f_2) + (g_1 - g_2) \\ D &= (f_1 - f_3)(g_2 - g_3) - (f_2 - f_3)(g_1 - g_3) \end{aligned} \quad (3.5)$$

从(3.3)容易求出双光子离共振的能级布居数密度 $\rho_{ii}^{(M)}$ ($\dot{i} = 1, 2, 3$) 及激发分数 $R^{(M)}$, 即

$$\begin{aligned} \rho_{11}^{(M)} &= 1 - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \frac{[1 - \cos \lambda_i \theta]}{\lambda_i} (A_i - B_i) \\ \rho_{22}^{(M)} &= \sum_{i=1}^3 A_i \cdot \frac{(1 - \cos \lambda_i \theta)}{\lambda_i} \\ \rho_{33}^{(M)} &= - \sum_{i=1}^3 \frac{[1 - \cos \lambda_i \theta]}{2\lambda_i} \cdot (A_i + B_i) \\ R^{(M)} &= \frac{1}{2} \left| \sum_{i=1}^3 B_i \frac{[1 - \cos \lambda_i \theta]}{\lambda_i} \right| \end{aligned} \quad (3.6)$$

将 $\rho_{ii}^{(M)}$ 和 $R^{(M)}$ 对 Maxwell-Boltzman 速度分布积分

$$\begin{aligned} \rho_{ii}^{(M)} &= \frac{a}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\eta_v \cdot \exp(-a^2 \eta_v^2) \rho_{ii}^{(M)}(\eta_v, \theta, \eta_M) \\ R^{(M)} &= \frac{a}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\eta_v \exp(-a^2 \eta_v^2) R^{(M)}(\eta_v, \theta, \eta_M) \\ a^2 &= \frac{\bar{\alpha}^2 + \bar{\beta}^2}{(ku)^2} \end{aligned} \quad (3.7)$$

(3.7)经数值积分,作出 $\rho_{ii}^{(M)}$ ($\dot{i} = 1, 2, 3$) 及 $R^{(M)}$ 对 θ 的函数依赖关系如图3所示。

在以后的讨论中, Δ_M 实际上是视作两种同位素的光谱位移, 双光子共振的同位素对应于需要分离提取的同位素, 双光子离共振的同位素是不需要分离提取的, 如要获得高的同位素分离系数, 同位素位移 Δ_M 应远大于双光子共振激发的失谐度 $\Delta\omega$, 很明显, Δ_M 亦应远大于激光谱线宽度, 采用窄线宽的调谐激光器对需要的同位素双光子共振激发, 前述两个条件均能满足。对图3看出, 当 $\Delta_M = \sqrt{\bar{\alpha}^2 + \bar{\beta}^2}$, η_M 大时 $R^{(M)}$ 的值可以很小, 这表明离共振同位素只有很少部份被激发, 大部份仍布居在基态上。

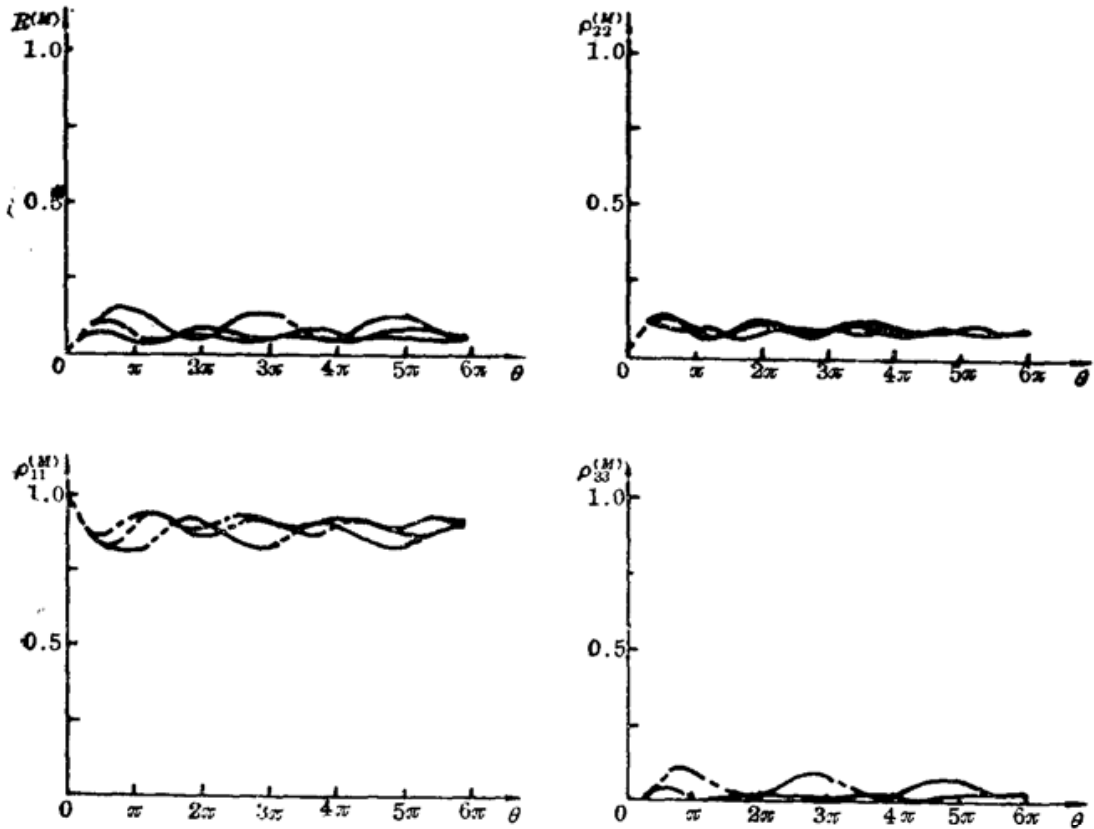


图3 $\rho_{ij}^{(M)}$ 和 $R^{(M)}$ 对 θ 的函数曲线 ($K=1$)
 曲线 1— $\eta_m=0.5$; 曲线 2— $\eta_m=1$; 曲线 3— $\eta_m=4$

四、同位素相干选择激发及选择性系数的计算

假定需要提取的同位 I 与激光场双光子共振(如图 4(a), 与不需要提取的同位素双光子离共振(见图 4(b)), Δ_M 是同位素光谱位移。

同位素选择性系数定义为

$$S \left(\frac{I}{M} \right) = \frac{R}{R^{(M)}} \tag{4.1}$$

将(2.5)中的 R 及(3.7)中的 $R^{(M)}$ 代入(4.1), 其数值计算结果如图 5 所示。

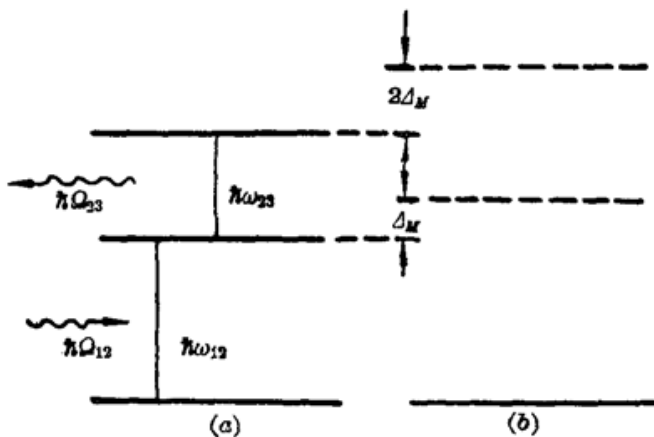


图 4

- (a) 同位素 I 双光子共振相干激发;
- (c) 同位素 M 双光子离共振激发

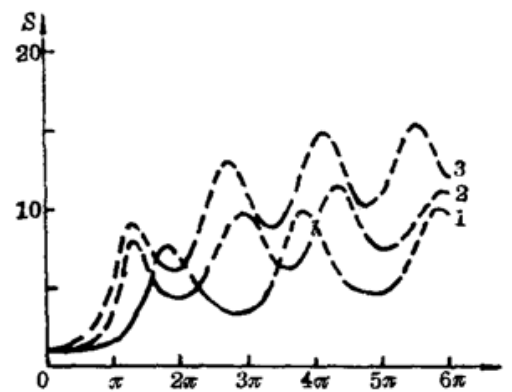


图 5 S 对 θ 的函数

曲线 1— $\frac{R(\eta=0.1)}{R^{(M)}(\eta_M=0.5)}$; 曲线 2— $\frac{R(\eta=0.1)}{R^{(M)}(\eta_M=1)}$;
 曲线 3— $\frac{R(\eta=0.1)}{R^{(M)}(\eta_M=4)}$

(下转第 216 页)

形成的输出,也包含有由布里渊共轭镜形成的谐振腔的 Stokes 辐射输出。在这种情况下,普通激光振荡的作用是引发 SBS,当第一 Stokes 脉冲尖峰出现后,由于 SBS 脉宽的压缩效应以及 Stokes 脉冲在激光激活介质中的放大,其功率迅速上升最后达到远大于初始激光振荡的水平(见图 3(b)中第二尖峰),当第一 Stokes 脉冲返回到达布里渊共轭镜时,形成第二 Stokes 脉冲尖峰(如图 3(b)中之第三尖峰),继而再产生更高阶的 Stokes 辐射,直至充满激光整个增益带宽。由此可见,具有腔内布里渊镜的激光器的输出主要为各级 Stokes 脉冲,由普通谐振腔产生的振荡输出仅占很少的一部分,这一点从图 3(b)中容易看出。也正是基于此,当加入位相畸变板后,具有腔内布里渊共轭镜的激光器输出能量才下降很少,光束质量也基本不变(如图 5(b)所示)。

当然,随着腔内 SBS 效应的出现,输出光束频谱将不再是单一的频率,而将受布里渊散射效应调制,输出频谱为一系列等频差间距(布里渊频移)的多频成份;输出脉冲成为受腔长($2L/C$)调制的多峰结构,这些都是 SBS 效应的固有特点。对需要单一脉冲、单一频率的输出来说,有所不利,但可采取适当的措施进行选频和选单脉冲(已被压缩至 ns 量级)。

具有腔内 SBS 共轭镜的激光器,输出效率高,光束质量好是其主要优点。

参 考 文 献

- 1 B. Ya. Zel'dovich *et al.*, *JETP. Lett.*, **15**, 109 (1972)
- 2 R. W. Hellwarth, *J. O. S. A.*, **68**, 1050 (1978)
- 3 I. G. Zubarev *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.*, **10**, 1179 (1980)
- 4 G. Giuliani *et al.*, *Appl. Opt.*, **21**, 3719 (1982)
- 5 R. W. Herman *et al.*, *Phys. Rev.*, **19**, 824 (1967)
- 6 杨径国 *et al.*, *中国激光*, **13**, 456 (1986)



(上接第 211 页)

从图 5 可以看出, S 对 θ 的函数曲线出现一系列相对极大值,而且随 θ 增大其峰值也增大,这就是说,适当选择激光场的振幅、形状、脉宽,可以获得比较大的选择系数,同时,在最佳激发场的条件下,同位素位移与共振激发的失谐量之比(即 $\Delta_M/\Delta\omega$)愈大,可获得的选择系数也越大,上述理论结果,对于激光分离同位素的重要参数如激光频率、线宽、脉冲形状、振幅、脉宽等的最佳选择提供了理论依据。

参 考 文 献

- 1 Koichi Shimeda, *Appl. Phys.*, **9**(3), 239(1976)
- 2 匡一中, *光学学报*, **5**(9), 769(1985)
- 3 F. T. Hioe *et al.*, *Phys. Rev.*, (A), **25**(4), 2168(1982)
- 4 R. J. Cook *et al.*, *Phys. Rev.*, (A), **20**(2), 539(1979)
- 5 J. H. Ekerly *et al.*, *Phys. Rev.*, (A), **16**(5), 2038(1977)