

# 修饰态布居的选择性激发对无反转激光的作用<sup>\*</sup>

王振华<sup>1) 2)</sup> 胡响明<sup>1)†</sup>

<sup>1)</sup> 华中师范大学物理系, 武汉 430079)

<sup>2)</sup> 南华大学数理学院, 衡阳 421001)

(2003 年 8 月 4 日收到, 2003 年 11 月 3 日收到修改稿)

以三能级 V 型系统为例研究修饰态布居的选择性激发对无反转激光增益的作用. 当非相干驱动场的频谱宽度远小于驱动场产生的修饰态能级的间距时, 非相干驱动场只将一个修饰态的布居抽运至激发态. 借助原子的衰减通道, 系统中形成单向布居转移通道, 从而建立修饰态布居的选择性激发. 利用修饰态布居的选择性激发, 可以摆脱裸态共振无反转激光的三个限制: (1) 不再要求辅助的低频驱动跃迁比高频激光跃迁具有更高的衰减速率; (2) 显著降低非相干激发速率的阈值; (3) 无反转激光的线性增益不再反比于相干驱动场的强度, 增益明显增强.

关键词: 修饰态布居的选择性激发, 无反转激光增益, 原子衰减速率, 非相干激发阈值速率

PACC: 4255, 4250

## 1. 引 言

无反转激光是一类最具代表性的量子干涉效应, 由于其在高频激光产生方面的前景而受到广泛关注<sup>[1-4]</sup>. 基于量子干涉对吸收的抑制作用, 激光增益不再简单地正比于激光能级之间的布居差. 即使在没有布居反转的条件下, 仍然能够产生激光增益<sup>[5-10]</sup>, 并且连续的激光振荡已在实验中得到了原理上的证实<sup>[11, 12]</sup>. 然而, 关于无反转激光, 仍有许多问题有待研究. 一般而言, 无反转激光具有两种类型, 一是在原子裸态表象时没有布居反转, 但在修饰态表象中却有反转. 二是在原子裸态表象和修饰态表象中均没有布居反转. 各种构形的三能级裸态共振无反转激光均受到三方面的限制<sup>[13-16]</sup>. 下面以如图 1(a) 所示的共振三能级 V 型系统<sup>[13]</sup> 为例来进行说明.

第一, 对原子衰减速率有特定的要求. 驱动跃迁的衰减速率  $\Gamma_1$  要大于激光跃迁的衰减速率  $\Gamma_2$ ,

$$\Gamma_1 > \Gamma_2. \quad (1)$$

原子的衰减速率除了依赖偶极矩以外, 与跃迁频率的三次方成正比. 一般而言, 对于产生高频激光(频率上转换)的系统, 激光跃迁的衰减速率明显高于驱

动跃迁的衰减速率. 因此, 限制性条件(1)对于无反转激光的应用前景是一个严重的制约.

第二, 为了建立原子相干和必要的布居差(尽管不必要建立布居反转), 对相干驱动场强度  $\Omega^2$  和非相干激发速率  $\Lambda$  的要求分别是

$$\Omega^2 > \frac{\Gamma_1 \Gamma_2 (\Gamma_1 + \Lambda) (\Gamma_2 + 2\Lambda)}{\Lambda (\Gamma_1 - \Gamma_2) - \Gamma_2^2}, \quad (2)$$
$$\Lambda > \frac{\Gamma_2^2}{\Gamma_1 - \Gamma_2}.$$

如果  $\Gamma_2 = 1.5\Gamma_1$ , 那么  $\Lambda > 2\Gamma_2$ .  $\Gamma_2$  越接近  $\Gamma_1$ , 非相干驱动速率的阈值就越高.

第三, 线性增益反比于相干驱动场强度  $\Omega^2$ ,

$$G = \frac{\Lambda (\Gamma_1 - \Gamma_2) - \Gamma_2^2}{\Omega^2 (3\Lambda + 2\Gamma_2)}. \quad (3)$$

由于产生无反转激光需要利用强相干驱动场, 因而激光增益  $G$  就很小. 这是因为在修饰态表象(图 1(b) 图中参数参见下节)中激光跃迁具有大失谐量  $-\Delta_1 = \Delta_2 = \Omega/2$  的缘故.

对于上述这些限制有没有办法克服呢? 回答是肯定的. 我们建议利用修饰态布居的选择性激发来克服这些限制. 文献 17 报告了三能级级联系统中修饰态布居的选择性激发产生的激光增益和激光振荡, 发现相干激发可以加强已有反转条件下的增益,

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10074018)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: xmhu@phy.ccnu.edu.cn

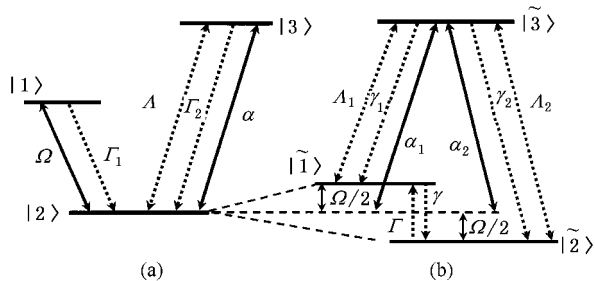


图 1 共振三能级 V 型原子能级和跃迁示意图 (a)裸态系统, (b)修饰态系统

并提出内禀不可逆的多光子过程<sup>[18]</sup>是修饰态选择性激发产生激光增益的物理原因. 然而, 他们所研究的系统还只是一个频率下转换系统, 其中激光跃迁的自发辐射速率远小于驱动跃迁的自发辐射速率. 对于涉及频率上转换的系统, 激光跃迁的自发辐射速率将大得多. 在这样的条件下, 激光增益能否产生? 其阈值条件如何? 作者尚未见文献报道. 本文以非共振三能级 V 型系统为例, 揭示了利用修饰态布居的选择性激发可以取消对原子衰减速率的苛刻要求, 显著降低非相干激发的阈值, 同时产生高得多的激光增益. 修饰态布居的选择性激发也是控制其他各种量子相干效应的重要手段. 利用它可以抑制共振荧光<sup>[19]</sup>、获得强场折射增强<sup>[20]</sup>、产生动态不可逆性<sup>[21]</sup>.

## 2. 模型与方程

非共振三能级 V 型激光系统的原子能级和跃迁如图 2(a) 所示, 其中跃迁 1—2 和 3—2 是电偶极跃迁, 1—3 跃迁是电偶极禁戒跃迁. 强相干场  $E$  驱动 1—2 跃迁, 产生显著的斯塔克分裂, 建立两个修饰态. 激光场  $E_p$  耦合到 3—2 跃迁. 与共振三能级 V 型系统<sup>[13]</sup> 的差别是相干驱动场、非相干驱动场中心谱和激光场均不与裸态原子跃迁共振. 这些差别构成目前系统的三个特点.

第一, 修饰态能级的间距同时依赖于驱动场的拉比频率和原子-场耦合的失谐量. 对于一定强度的驱动场, 增加失谐量将增加分裂能级的间距. 大的修饰态能级间距为建立修饰态布居的选择性激发提供了条件.

第二, 虽然非相干驱动场的频谱宽度远大于原子衰减速率, 但并不是无限宽, 而是远小于修饰态能级的间距. 这样, 非相干驱动场的频谱只能覆盖从

激发态到两个修饰态之一的跃迁. 另一个修饰态跃迁位于频谱之外, 可以忽略. 这样构成修饰态的选择性激发.

第三, 裸态表象的非共振激光跃迁在修饰态表象中一分为二, 适当选择激光频率使得其中之一是共振的, 起主要作用, 另一个具有大失谐, 可以忽略. 这样的修饰态共振激光跃迁具有低阈值和高增益.

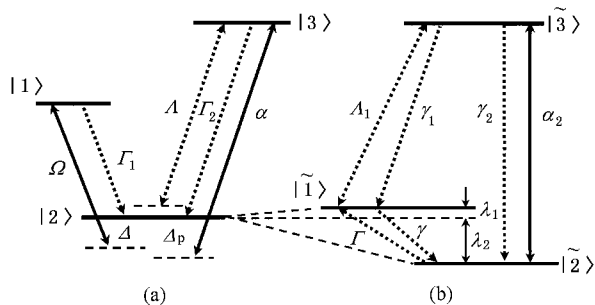


图 2 非共振三能级原子 V 型能级和跃迁示意图 (a)裸态系统 (b)修饰态系统

为了清楚地显示修饰态布居的选择性激发的含义和作用, 在下面推导的方程中暂时保留因上述后两个特征可以忽略的项. 遵循光和物质相互作用的半经典理论和库理论<sup>[22-23]</sup>, 相干驱动场和激光场以经典方式描述, 库场和非相干驱动场以量子方式来处理. 在原子与相干驱动场及激光场相互作用哈密顿与时间无关的旋转框架中, 系统的哈密顿写为

$$H = H_f + H_{\text{coh}} + H_{\text{las}} + H_{\text{inc}} + H_{\text{res}}, \quad (4)$$

其中,  $H_f$  是原子在旋转框架中的自由哈密顿,  $H_{\text{coh}}$  表示 1—2 跃迁与强相干场之间的相互作用,  $H_{\text{las}}$  代表激光场与 3—2 跃迁之间的相互作用,  $H_{\text{inc}}$  是 3—2 跃迁与非相干驱动场之间的耦合,  $H_{\text{res}}$  是两个偶极跃迁与库场之间的耦合. 它们的具体形式是

$$H_f = \hbar \Delta \sigma_{11} + \hbar \Delta_p \sigma_{33}, \quad (5)$$

$$H_{\text{coh}} = -\frac{\hbar}{2} \Omega (e^{-i\phi} \sigma_{12} + e^{i\phi} \sigma_{21}), \quad (6)$$

$$H_{\text{las}} = -\frac{\hbar}{2} (\alpha \sigma_{32} + \alpha^* \sigma_{23}), \quad (7)$$

$$H_{\text{inc}} = \hbar \sum_k (\mu_{32} \sigma_{32} a_k e^{i(\omega - \omega_{ak})t} + \mu_{32}^* \sigma_{23} a_k^+ e^{-i(\omega - \omega_{ak})t}), \quad (8)$$

$$H_{\text{res}} = \hbar \sum_k (\mu_{21} \sigma_{12} b_k e^{i(\omega - \omega_{bk})t} + \mu_{21}^* \sigma_{21} b_k^+ e^{-i(\omega - \omega_{bk})t}) + \hbar \sum_k (\mu_{32} \sigma_{32} b_k e^{i(\omega_p - \omega_{bk})t}$$

$$+ \mu_{32}^* \sigma_{23} b_k^+ e^{-i(\omega_p - \omega_{bk})t}. \quad (9)$$

这里  $\Delta = \omega_{12} - \omega$  和  $\Delta_p = \omega_{32} - \omega_p$  分别是相干驱动场和激光场与所耦合跃迁之间的失谐量;  $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$  在  $i \neq j$  时表示原子极化算符, 在  $i = j$  时表示原子布居算符;  $i\omega_{mn}$  和  $\mu_{mn}$  分别是原子跃迁  $m \rightarrow n$  的共振频率和偶极矩阵元;  $\Omega e^{-i\phi} = \mu_{12} E/\hbar$  ( $\Omega$  是实振幅,  $\phi$  是相位) 和  $\alpha = \mu_{32} E_p/\hbar$  是驱动场和激光场与原子发生共振耦合时的拉比频率;  $a_k$  和  $b_k$  ( $a_k^+$  和  $b_k^+$ ) 分别是非相干驱动场和库场的湮没(产生)算符;  $\omega$ ,  $\omega_p$ ,  $\omega_{ak}$  和  $\omega_{bk}$  分别是相干驱动场  $E$ 、激光场  $E_p$ 、非相干驱动场  $a_k$  和库场  $b_k$  的频率.

假定所产生的激光场与相干驱动场相比弱得多, 我们可以转换到以相互作用哈密顿

$$H_0 = \hbar\Delta\sigma_{11} - \frac{\hbar}{2}\Omega(e^{-i\phi}\sigma_{12} + e^{i\phi}\sigma_{21}) \quad (10)$$

修饰的修饰态表象<sup>[24]</sup>中, 即定义修饰态为  $H_0$  的能量本征态, 分别以  $|\tilde{1}\rangle$ ,  $|\tilde{2}\rangle$  和  $|\tilde{3}\rangle$  表示

$$|\tilde{1}\rangle = \cos\theta|1\rangle - \sin\theta e^{-i\phi}|2\rangle, \quad (11)$$

$$|\tilde{2}\rangle = \sin\theta e^{i\phi}|1\rangle + \cos\theta|2\rangle, \quad (12)$$

$$|\tilde{3}\rangle = |3\rangle, \quad (13)$$

式中

$$\cos\theta = \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{\delta}{2\sqrt{\delta^2 + 1}}}, \quad (14)$$

$$\sin\theta = \sqrt{\frac{1}{2} - \frac{\delta}{2\sqrt{\delta^2 + 1}}},$$

其中  $\delta = \Delta/\Omega$  是归一化失谐量. 在修饰态表象中系统的自由哈密顿为

$$H_1 = \hbar(\lambda_1\tilde{\sigma}_{11} + \lambda_2\tilde{\sigma}_{22} + \Delta_p\tilde{\sigma}_{33}), \quad (15)$$

式中

$$\tilde{\sigma}_{ij} = |\tilde{i}\rangle\langle\tilde{j}|,$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{\Delta \pm \bar{\Omega}}{2}, \quad (16)$$

$$\bar{\Omega} = \sqrt{\Delta^2 + \Omega^2}.$$

这里  $\hbar\lambda_{1,2}$  是修饰态  $|\tilde{1}\rangle$  和  $|\tilde{2}\rangle$  的本征能量,  $\bar{\Omega}$  是在旋转框架中修饰态  $|\tilde{1}\rangle$  和  $|\tilde{2}\rangle$  之间的能级间距. 这个间距同时依赖于驱动场拉比频率  $\Omega$  和失谐量  $\Delta$ . 增加失谐量  $\Delta$  将增加修饰态能级的间距  $\bar{\Omega}$ . 假定这个间距  $\bar{\Omega}$  远大于原子的衰减速率  $\Gamma_1$  和  $\Gamma_2$ , 即

$$\bar{\Omega} \gg \Gamma_1, \Gamma_2, \quad (17)$$

于是, 可以忽略以  $\bar{\Omega}$  和  $2\bar{\Omega}$  为频率的快振荡项. 假定热光子数很小以致可以忽略, 于是得到系统约化密度矩阵主方程

$$\frac{d}{dt}\rho = -\frac{i}{\hbar}[\tilde{H}, \rho] + L\rho. \quad (18)$$

这里哈密顿为

$$\begin{aligned} \tilde{H} = & \hbar\lambda_1\tilde{\sigma}_{11} + \hbar\lambda_2\tilde{\sigma}_{22} + \hbar\Delta_p\tilde{\sigma}_{33} \\ & - \frac{\hbar}{2}(\alpha_1\tilde{\sigma}_{31} + \alpha_1^*\tilde{\sigma}_{13}) \\ & - \frac{\hbar}{2}(\alpha_2\tilde{\sigma}_{32} + \alpha_2^*\tilde{\sigma}_{23}), \end{aligned} \quad (19)$$

式中  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  分别是修饰态跃迁  $|\tilde{1}\rangle \rightarrow |\tilde{3}\rangle$  和  $|\tilde{2}\rangle \rightarrow |\tilde{3}\rangle$  对应的拉比频率,

$$\begin{aligned} \alpha_1 = & -\alpha \sin\theta e^{i\phi}, \\ \alpha_2 = & \alpha \cos\theta. \end{aligned} \quad (20)$$

方程(18)中的原子衰减项为

$$\begin{aligned} L\rho = & \Lambda_1 L_{31}\rho + \Lambda_2 L_{32}\rho + (\Lambda_1 + \gamma_1)L_{13}\rho \\ & + (\Lambda_2 + \gamma_2)L_{23}\rho + \Gamma L_{12}\rho + \gamma L_{21}\rho \\ & + \gamma_{ph}L_{ph}\rho, \end{aligned} \quad (21)$$

式中

$$L_{ij}\tilde{\rho} = \frac{1}{2}(2\tilde{\sigma}_{ij}\rho\tilde{\sigma}_{ji} - \tilde{\sigma}_{ji}\tilde{\sigma}_{ij}\rho - \rho\tilde{\sigma}_{ji}\tilde{\sigma}_{ij}) \quad (22)$$

表示从能级  $\tilde{j}$  到  $\tilde{i}$  的布居转移,

$$L_{ph}\tilde{\rho} = \frac{1}{2}(2\tilde{\sigma}_p\rho\tilde{\sigma}_p - \tilde{\sigma}_p\tilde{\sigma}_p\rho - \rho\tilde{\sigma}_p\tilde{\sigma}_p) \quad (23)$$

表示相位衰减,  $\tilde{\sigma}_p = \tilde{\sigma}_{11} - \tilde{\sigma}_{22}$ . 上述方程中的参数为

$$\begin{aligned} \Lambda_1 = & 2\pi|\mu_{32}|^2 \sin^2\theta F(\omega_p - \lambda_1) \bar{n}(\omega_p - \lambda_1), \\ \Lambda_2 = & 2\pi|\mu_{32}|^2 \cos^2\theta F(\omega_p - \lambda_2) \bar{n}(\omega_p - \lambda_2), \\ \gamma_1 = & \sin^2\theta \Gamma_2(\omega_p - \lambda_1), \\ \gamma_2 = & \cos^2\theta \Gamma_2(\omega_p - \lambda_2), \\ \Gamma = & \sin^4\theta \Gamma_1(\omega - \bar{\Omega}), \\ \gamma = & \cos^4\theta \Gamma_1(\omega + \bar{\Omega}), \\ \gamma_{ph} = & \cos^2\theta \sin^2\theta \Gamma_1(\omega). \end{aligned} \quad (24)$$

(24)式中,  $\Gamma_n(\nu) = 4\nu^3|\mu_{3n}|^2/3\hbar c^3$  是自发辐射的爱因斯坦系数( $\nu = \omega \pm \bar{\Omega}$ ,  $\omega$ ),  $c_0$  是光在真空中的速度;  $\bar{n}$  是非相干场的平均光子数,  $F(\nu)$  是非相干场在跃迁频率  $\nu$  处的态密度;  $\Lambda_1$  和  $\Lambda_2$  分别是能级  $|\tilde{1}\rangle$  和  $|\tilde{2}\rangle$  到  $|\tilde{3}\rangle$  的非相干激发速率;  $\gamma_1$  和  $\gamma_2$  是从能级  $|\tilde{3}\rangle$  分别到  $|\tilde{1}\rangle$  和  $|\tilde{2}\rangle$  的衰减速率;  $\Gamma$  和  $\gamma$  表示能级  $|\tilde{1}\rangle$  和  $|\tilde{2}\rangle$

之间的布居转移速率. 在修饰态表象中上述相干过程和相干过程如图 2(b) 所示.

### 3. 修饰态布居选择性激发的作用

在上述修饰态表象中, 两个修饰态跃迁均有非相干抽运 ( $\Lambda_1$  和  $\Lambda_2$ ) 和激光耦合 ( $\alpha_1$  和  $\alpha_2$ ). 由于系统的第二和第三个特点, 两个非相干激发通道和两个激光跃迁中均只有一个起主要作用, 另一个可以忽略, 原因如下. 假定非相干场的线宽  $D$  远大于原子的衰减速率 ( $\Gamma_1, \Gamma_2$ ), 同时远小于修饰态能级间距  $\bar{\Omega}$ , 即

$$\bar{\Omega} \gg D \gg \Gamma_1, \Gamma_2. \quad (25)$$

注意修饰态能级间距  $\bar{\Omega}$  同时依赖于驱动场的拉比频率和失谐量  $\Delta$ . 由于增大失谐量  $\Delta$  等效地增大  $\bar{\Omega}$ , 因此条件 (25) 并不要求驱动场的拉比频率  $\Omega$  远大于非相干场线宽  $D$ . 如下面我们将看到的, 正是利用大失谐来避免原子衰减速率的苛刻要求和降低非相干激发速率的阈值. 条件 (25) 式导致以下两个重要的结果.

(1) 由于修饰态能级之间的大间距和有限的非相干场线宽, 目前的系统呈现修饰态的选择性激发. 既然非相干激发速率依赖于所在共振跃迁频率处非相干场的态密度  $F(\omega_p - \lambda_1)$  和  $F(\omega_p - \lambda_2)$ , 并且  $D \ll \bar{\Omega}$ , 如果选择非相干场的中心频率为  $\omega_k^c = \omega_p - \lambda_1$ , 那么, 只有修饰态跃迁  $\tilde{1}-\tilde{3}$  位于非相干场频谱之内, 而修饰态跃迁  $\tilde{2}-\tilde{3}$  就位于频谱范围之外,  $D_2(\omega_p) \approx 0$ , 我们有

$$\Lambda_2 \approx 0. \quad (26)$$

因此, 非相干驱动场只驱动  $\tilde{1}-\tilde{3}$  跃迁, 而不驱动  $\tilde{2}-\tilde{3}$  跃迁, 从而选择性地使修饰态  $\tilde{1}$  的布居激发到能级  $\tilde{3}$ .

(2) 通过选择激光频率, 两个修饰态激光跃迁中, 只有其中一个跃迁是共振的, 起主要作用的, 另一个远离共振, 可以忽略. 具体而言, 裸态激光跃迁  $3-2$  在修饰态表象中分裂为两个, 其一是  $\tilde{1}-\tilde{3}$  跃迁, 其二是  $\tilde{2}-\tilde{3}$  跃迁, 对应的拉比频率分别为  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ . 两个激光跃迁的失谐量分别是

$$\Delta_1 = \Delta_p - \lambda_1,$$

$$\Delta_2 = \Delta_p - \lambda_2. \quad (27)$$

选择探测场频率使得  $\Delta_p = \lambda_2$ , 激光场与修饰态跃迁  $\tilde{2}-\tilde{3}$  发生共振耦合, 起主要作用. 而  $\tilde{1}-\tilde{3}$  跃迁耦合的失谐量为一个很大的值 ( $-\bar{\Omega}$ ), 因而这个跃迁可以忽略.

考虑了上述两个因素后, 系统转换到修饰态表象的等效能级和跃迁如图 2(b) 所示. 这里, 两步过程 ( $\Gamma, \Lambda_1$ ) 把原子从低能级  $\tilde{2}$  经过  $\tilde{1}$  转移到高能级  $\tilde{3}$  起着抽运的作用. 如果上述两个跃迁的功能互换, 我们可以实现另一个修饰态的选择性激发. 基于这些考虑, 应用上述激光系统约化密度主方程, 我们可以研究激光的阈值条件. 从方程 (18) 得到系统的约化密度矩阵元方程为

$$\dot{\rho}_{11} = -\gamma\rho_{11} + \Gamma\rho_{22} + \gamma_1\rho_{33} - \Lambda_1(\rho_{11} - \rho_{33}), \quad (28)$$

$$\dot{\rho}_{33} = -(\Lambda_1 + \gamma_1 + \gamma_2)\rho_{33} + \Lambda_1\rho_{11} + \frac{i}{2}(\alpha_2\rho_{23} - \alpha_2^*\rho_{32}), \quad (29)$$

$$\dot{\rho}_{32} = -\gamma_{32}\rho_{32} + \frac{i}{2}\alpha_2(\rho_{22} - \rho_{33}), \quad (30)$$

其中  $\gamma_{32} = \frac{1}{2}(\Lambda_1 + \gamma_1 + \gamma_2 + \Gamma + \gamma_{ph})$ , 同时系统的封闭性要求  $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$ . 考虑产生激光的阈值条件<sup>[20, 21]</sup>时, 我们只需计算布居对  $\alpha$  的零阶解  $\rho_{ii}^{(0)}$  ( $i = 1, 2, 3$ ) 和非对角元对  $\alpha$  的一阶解  $\rho_{32}^{(1)}$ . 布居分布  $\rho_{ii}^{(0)}$  为

$$\rho_{11}^{(0)} = \frac{(\Lambda_1 + \gamma_1 + \gamma_2)\Gamma}{(\Gamma + \gamma)(\Lambda_1 + \gamma_1 + \gamma_2) + \Lambda_1(\Gamma + \gamma_2)}, \quad (31)$$

$$\rho_{22}^{(0)} = \frac{\Lambda_1\gamma_2 + \gamma(\Lambda_1 + \gamma_1 + \gamma_2)}{(\Gamma + \gamma)(\Lambda_1 + \gamma_1 + \gamma_2) + \Lambda_1(\Gamma + \gamma_2)}, \quad (32)$$

$$\rho_{33}^{(0)} = \frac{\Lambda_1\Gamma}{(\Gamma + \gamma)(\Lambda_1 + \gamma_1 + \gamma_2) + \Lambda_1(\Gamma + \gamma_2)}, \quad (33)$$

以及非对角元  $\rho_{32}^{(1)}$  的解为

$$\rho_{32}^{(1)} = \frac{-i\alpha\cos\theta}{2\gamma_{32}}(\rho_{33}^{(0)} - \rho_{22}^{(0)}). \quad (34)$$

于是, 对应激光增益  $G$  为<sup>[22, 23]</sup>

$$G = \frac{\pi|\mu_{32}|^2 N \cos^2\theta}{\gamma_{32}}(\rho_{33}^{(0)} - \rho_{22}^{(0)}), \quad (35)$$

式中  $N$  为粒子数密度. 为了获得激光增益, 要求  $\rho_{33}^{(0)} > \rho_{22}^{(0)}$ , 即

$$\Lambda_1 > \frac{\gamma(\gamma_1 + \gamma_2)}{\Gamma - \gamma - \gamma_2}, \quad \Gamma > \gamma + \gamma_2. \quad (36)$$

因为  $\omega, \omega_p \gg \bar{\Omega}$ , 可以忽略原子衰减速率和非相干激发速率对修饰态能级间距  $\bar{\Omega}$  的依赖,

$$\begin{aligned} \Gamma_1(\omega) &\approx \Gamma_1(\omega \pm \bar{\Omega}) \approx \Gamma_1(\omega_{12}), \\ \Gamma_2(\omega_p - \lambda_1) &\approx \Gamma_2(\omega_p - \lambda_2) \approx \Gamma_2(\omega_{32}), \end{aligned}$$

根据裸态与修饰态之间的关系,

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= \Gamma_1(\omega_{12}), \\ \Gamma_2 &= \Gamma_2(\omega_{32}) \end{aligned}$$

分别是裸态能级 1 和 3 到能级 2 的自发辐射速率. 从不等式 (36) 我们可以得到非相干激发速率应该满足的阈值条件是

$$\Lambda_1 > \Lambda_1^{\text{thr}} = \frac{\Gamma_2 \cos^4 \theta}{1 - \left(2 + \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1}\right) \cos^2 \theta}, \quad (37)$$

$$\cos^2 \theta < \frac{\Gamma_1}{2\Gamma_1 + \Gamma_2}.$$

值得注意的是, 与共振无反转激光方案<sup>[13]</sup>不同, 目前的方案不要求辅助跃迁的自发衰减速率  $\Gamma_1$  大于激光跃迁的自发衰减速率  $\Gamma_2$ . 无论两个衰减速率 ( $\Gamma_1, \Gamma_2$ ) 哪一个大哪一个小, 只要通过选择归一化失谐量  $\delta$ , 使之满足条件 (37) 中的第二式即可. 同时, 减少  $\cos^2 \theta$  就意味着降低非相干激发阈值  $\Lambda_1^{\text{thr}}$ . 尤其注意  $\delta = -1, -2, -3$  对应  $\cos^4 \theta = 2.1447 \times 10^{-2}, 2.7864 \times 10^{-3}, 6.5835 \times 10^{-4}$ ,  $-\Delta \geq \Omega$  就可以认为是一个大失谐量, 因此当

$$-\Delta \geq \Omega \quad (\delta \leq -1), \quad (38)$$

我们有

$$\Lambda_1^{\text{thr}} \approx \Gamma_2 \cos^4 \theta \rightarrow 0. \quad (39)$$

显然, 对于上述这些失谐量的值, 非相干激发速率的阈值可以降低到非常低的程度.

虽然在修饰态表象中系统运行于反转状态, 然而, 在裸态表象中系统是在无反转状态. 由于能级  $\tilde{1}$  和  $\tilde{2}$  之间没有相干性, 我们可以得到裸态布居和修饰态布居之间的关系为

$$\begin{aligned} z_{11}^{(0)} &= \cos^2 \theta \rho_{11}^{(0)} + \sin^2 \theta \rho_{22}^{(0)}, \\ z_{22}^{(0)} &= \sin^2 \theta \rho_{11}^{(0)} + \cos^2 \theta \rho_{22}^{(0)}, \\ z_{33}^{(0)} &= \rho_{33}^{(0)}. \end{aligned} \quad (40)$$

在下面的数值计算中以  $\Gamma_1$  作为原子衰减速率和非相干激发速率的单位. 对于  $\Gamma_2 = 2$  和  $\Gamma_2 = 4$ , 图 3 中我们给出了修饰态布居差  $\rho_{33}^{(0)} - \rho_{22}^{(0)}$ 、裸态布居差

$z_{33}^{(0)} - z_{11}^{(0)}$  和激光增益  $G$  与归一化失谐量  $\delta$  之间的关系, 同时标出了裸态布居差  $z_{33}^{(0)} - z_{22}^{(0)}$  的取值范围. 非相干激发速率均为  $\Lambda_1 = 0.1$ . 在图 3(a) 中, 当  $-2.3 < \delta < -1.0$ , 修饰态布居差为正 ( $\rho_{33}^{(0)} - \rho_{22}^{(0)} > 0$ ) 对应激光增益为正 ( $G > 0$ ), 同时, 裸态布居差为负 ( $z_{33}^{(0)} - z_{11}^{(0)} < 0, z_{33}^{(0)} - z_{22}^{(0)} < -0.467$ ). 随着  $\Gamma_2$  的进一步增大, 无反转区域进一步扩大, 如图 3(b) 所示. 图中  $\Gamma_2 = 4$ , 产生无反转增益的区域变为  $-3.3 < \delta < -1.3$ . 注意原子的衰减速率满足  $\Gamma_1 < \Gamma_2$  (图 3(a)), 甚至  $\Gamma_1 \ll \Gamma_2$  (图 3(b)), 我们仍然获得明显的无反转增益. 这与裸态共振的无反转激光<sup>[13]</sup>形成鲜明的对照. 同时, 如上所述,  $-\delta \geq 1$  对应的阈值很低, 因此, 即使  $\Lambda_1 \ll \Gamma_2$ , 我们能够获得显著的激光增益. 另外, 虽然激光增益正比于  $\rho_{33}^{(0)} - \rho_{22}^{(0)}$ , 但并不是大布居差就对应大增益, 这是因为在修饰态表象中激光跃迁的偶极矩为  $\mu_{32} \cos \phi$ . 激光增益不仅通过  $\rho_{33}^{(0)} - \rho_{22}^{(0)}$  依赖于  $\delta$ , 同时还通过  $|\mu_{32} \cos \theta|^2$  依赖于  $\delta$ .

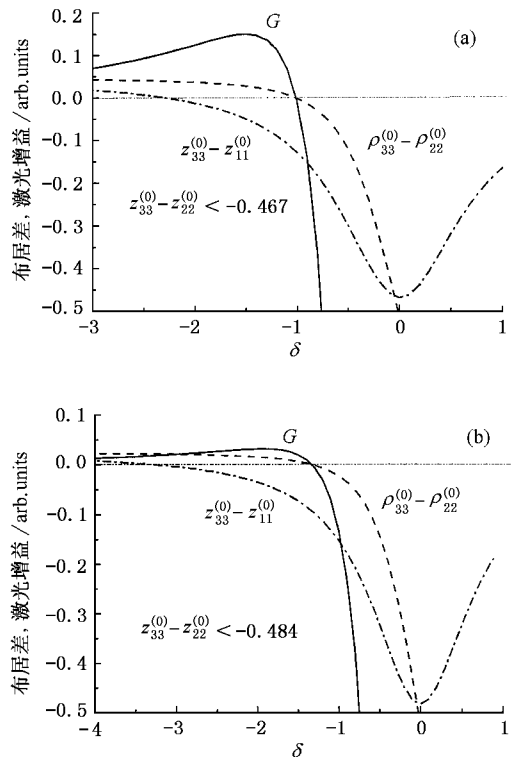


图 3 修饰态布居差、裸态布居差和激光增益与归一化失谐量  $\delta$  之间的关系 (a)  $\Gamma_2 = 2$  (b)  $\Gamma_2 = 4$

与共振无反转激光系统<sup>[13]</sup>相比, 除了不再受原子衰减速率的限制和具有低阈值激发速率两个方面

的优势以外,本文系统的第三个优势是,增益不再反比于驱动场的强度  $\Omega^2$ . 对于共振无反转激光系统<sup>[13]</sup>,由于需要利用强驱动场 ( $\Omega \gg \Gamma_1, \Gamma_2$ ),在修饰态表象中的两个激光跃迁具有很大的失谐  $\pm \Omega/2$ . 同时,两个修饰态跃迁均有非相干激发,因而没有一个单向的布居转移通道,不容易建立修饰态反转,只能依靠量子干涉才能获得增益,增益反比于  $\Omega^2$ . 显然,增益很小. 对于本文的系统,修饰态能级的间距为  $\bar{\Omega} = \sqrt{\Delta^2 + \Omega^2}$ . 为了获得较大的能级间距 ( $\bar{\Omega} \gg \Gamma_1, \Gamma_2$ ) 来实现修饰态布居的选择性激发,不必利用强驱动场,只需通过增加失谐量  $\Delta$  即可实现. 即使利用强驱动场,当  $\Delta_p = \lambda_1$  或者  $\Delta_p = \lambda_2$  时,激光跃迁为共振的修饰态跃迁. 对增益起主要作用的项除了以  $\cos\theta$  和  $\sin\theta$  的形式依赖于修饰态能级间距  $\bar{\Omega}$  外,不可能呈现反比于  $\Omega^2$  形式. 因此,本文系统的增益明显高得多.

应该注意,本文的系统与三能级 V 型拉曼激光系统相比,虽然能级结构相同,但是它们的增益机制具有本质的区别. 在拉曼系统中,虽然裸态 3 和 2 之间没有布居反转,但在 3 和 1 之间必须具有布居反转,即  $z_{33}^{(0)} < z_{22}^{(0)}, z_{33}^{(0)} > z_{11}^{(0)}$ . 拉曼激光增益正是具有布居反转的能级 3 和 1 之间的双光子过程所产生的. 对于目前的系统,在上述无反转区域内,裸态 3 和 2 之间以及 3 和 1 之间均没有布居反转. 激光增益是由修饰态之间的布居反转 (如 (35) 式所示) 产生的,产生增益的物理过程可以解释为自发辐射和强相干驱动场介入的内禀不可逆多光子过程<sup>[18]</sup>. 显然,这样两类系统的增益机制是完全不同的. 此外,

对于本文的系统,给定原子衰减速率和非相干激发速率,当  $|\delta|$  进一步增大时,在能级 3 和 1 之间将逐步形成布居反转. 此时驱动场和激光场在裸态表象中的失谐量接近相等,本文的系统逐步过渡到拉曼型系统. 即使这样,抽运过程仍然是修饰态的选择性激发,用很低的非相干激发速率就能够产生激光增益 (如阈值条件 (39) 式所示).

## 4. 结 论

我们研究了三能级 V 型系统中修饰态布居的选择性激发对无反转激光增益的作用. 与裸态共振系统不同的是,相干驱动场、非相干驱动场中心谱和激光场均不与裸态原子跃迁共振. 强相干驱动场产生显著的斯塔克分裂,建立修饰态. 修饰态之间的能级间距同时依赖于拉比频率和失谐,增加失谐量有利于增加修饰态能级之间的间距. 当修饰态能级的间距能够远大于非相干驱动场的频谱宽度时,非相干驱动场只能将两个修饰态之一上的布居抽运至激发态. 这样建立修饰态布居的选择性激发. 这个选择性激发通道与现有的自发辐射通道构成单向布居转移通道,从而建立修饰态布居反转. 利用修饰态布居的选择性激发,修饰态表象中的共振激光跃迁呈现新的特性. 第一,不再要求辅助的低频驱动跃迁具有比高频激光跃迁更高的衰减速率,取而代之的是只要调整使用驱动场的频率;第二,明显降低非相干激发速率的阈值;第三,激光增益不再反比于驱动场的强度,因而增益明显增强.

- [1] Kocharovskaya O 1992 *Phys. Rep.* **219** 175
- [2] Scully M O 1992 *Phys. Rev.* **219** 191
- [3] Mandel P 1993 *Compt. Phys.* **34** 235
- [4] Mompert J, Corbalan R 2000 *J. Opt. B* **2** R7
- [5] Gao J Y, Guo C, Guo X Z et al 1992 *Opt. Commun.* **93** 323
- [6] Gao J Y, Zhang H Z, Cui H F et al 1994 *Opt. Commun.* **110** 590
- [7] Nottelmann A, Peters C, Lange W 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1783
- [8] Fry E S, Li X, Nikonov D et al 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 3235
- [9] van der Veer W E, van Diest R J J, Donszelmann A et al 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 3243
- [10] Kleindeld J A, Streater A D 1994 *Phys. Rev. A* **49** R4301; Kleindeld J A, Streater A D 1996 *Phys. Rev. A* **53** 1839
- [11] Zibrov A S, Lukin M D, Nikonov D E et al 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1499
- [12] Padmabandu G G, Welch G R, Shubin I N et al 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 2053
- [13] Zhu Y 1992 *Phys. Rev. A* **45** R6149
- [14] Imamoglu A, Field J E, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1154; Agarwal G S 1991 *Phys. Rev. A* **44** 28
- [15] Luo Z F, Xu Z Z 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8292; Zhu Y 1994 *Opt. Commun.* **105** 253
- [16] Popov A K, Myslivets S A, Gao J Y et al 2000 *Chin. Phys.* **9** 124; Fan X J, Li P, Tian S F et al 2001 *Chin. Phys.* **10** 613
- [17] Sellin P B, Wilson G A, Meduri K K et al 1996 *Phys. Rev. A* **54** 2402
- [18] Sellin P B, Yu C C, Bochinski J R et al 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1432
- [19] Keitel C H, Zhu S Y, Knight P 1999 *Laser Phys.* **9** 826

- [ 20 ] Hu X M , Zhang J P , Xu Z Z 2002 *Phys. Rev. A* **65** 63812
- [ 21 ] Hu X M , Xu Z Z 2002 *J. Phys. B* **35** 4527
- [ 22 ] Louisell W H 1973 *Quantum Statistical Properties of Radiation* ( New York : Wiley )
- [ 23 ] Sargent M III , Scully M O , Lamb W E Jr 1974 *Laser Physics* ( Reading , Massachusetts : Addison-Wesley )
- [ 24 ] Cohen-Tannoudji C , Dupont-Roc J , Grynberg G 1992 *Atom-Photon Interactions* ( New York : Wiley-Interscience ) p 460

## Role of selective excitation of dressed populations in lasing without inversion \*

Wang Zhen-Hua<sup>1)2)</sup> Hu Xiang-Ming<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> ( Department of Physics , Huazhong Normal University , Wuhan 430079 , China )

<sup>2)</sup> ( School of Mathematics and Physics , Nanhua University , Hengyang 421001 , China )

( Received 4 August 2003 ; revised manuscript received 3 November 2003 )

### Abstract

Exemplifying the three-level systems in the V configuration , we investigate the role of selective excitation of dressed populations in lasing without inversion. Incoherent driving field transfers population from either of the dressed states to excited state when the level spacing between dressed states produced by the coherent field is much larger than the spectral width of the incoherent driving field. With atomic decay pathways , unidirectional channel of population transfer is formed and selective excitation of dressed populations is established. Employing selective excitation of dressed populations , three severe limits are relaxed. First it is no longer required that the decay rate of the low-frequency driving transition is larger than that of high-frequency laser transition. Second , the threshold for incoherent driving rate is remarkably lowered. Third , linear gain of the laser without inversion is no longer inversely proportional to the coherent driving field intensity , and the gain is significantly enhanced.

**Keywords** : incoherent dressed population selective transfer , laser gain without inversion , atomic decay rates , threshold rate of incoherent excitation

**PACC** : 4255 , 4250

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10074018 ).