

# 开放的无粒子数反转激光系统中原子响应的 时间演化和光放大机制\*

樊锡君<sup>1)</sup> 田淑芬<sup>2)</sup> 李 健<sup>1)</sup> 刘 杰<sup>1)</sup> 白成杰<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> 山东师范大学物理系, 济南 250014)

<sup>2)</sup> 山东师范大学传播学院, 济南 250014)

(2000 年 1 月 24 日收到, 2000 年 4 月 4 日收到修改稿)

研究了开放的  $\Delta$  型无粒子数反转激光系统中原子响应的时演化规律, 阐明了该系统产生无粒子数反转光放大的机制. 发现开放系统中原子响应的时演化特征与封闭系统有显著的差别. 认为时演化过程中振荡频率的改变和振荡的非谐性来源于系统中原子振子的随机相干性.

关键词: 开放, 无粒子数反转激光, 原子响应, 随机相干性

PACC: 4250

## 1 引 言

八十年代末 Kocharovskaya<sup>[1]</sup>, Harris<sup>[2]</sup> 和 Scully<sup>[3]</sup> 等相继独立地提出了无粒子数反转激光(Lasing Without Inversion, LWI) 的理论模型. 这是对传统激光理论的一个重大突破, 它开辟了激光物理研究的一个新领域. 理论分析表明: LWI 的产生是原子相干和量子干涉效应的结果, 不需要实现粒子数反转, 所以可通过无粒子数反转的工作介质把一个相干的低频输入转变成放大的相干高频输出, 即实现频率的上转换, 从而可以在应用传统激光理论和方法很难甚至不可能产生激光的高频光谱区(X 射线区甚至  $\gamma$  射线区) 产生激光. LWI 还具有减小自发辐射噪声的性质, 可以导致比 Shawlow-Townes 极限更窄的本征线宽, 而这在某些领域如光通讯网络中是大有益处的. 所以 LWI 的研究不仅有重要的理论价值而且有广阔的应用前景. 近年来人们一直对 LWI 的研究抱有极大的兴趣(可参见文献[4—10] 及其中的参考文献). 人们已对封闭系统中的 LWI 进行了比较广泛和深入的理论研究, 对开放系统中 LWI 的研究正在成为热点之一. 我们尚未见涉及开放系统中原子响应的时演化问题的报道, 而通过对这一问题的研究可以了解开放系统初始条件和其他参量

的选取与所产生的稳定状态之间的关联、原子相干和布居数分布时演化的基本规律以及探索产生无粒子数反转光放大的机制. Zhu 等提出了开放的  $\Delta$  型 LWI 系统的理论模型, 研究了此系统的定态非线性行为<sup>[11]</sup>. 我们分析了此系统在探测场和驱动场失谐情况下的增益规律<sup>[9]</sup>. 本文将讨论此系统原子响应的时演化并与相应的封闭系统中的情况相比较, 发现两者有明显的差别. 在此系统中, 被放大的探测激光频率高于驱动激光频率, 所以实现了频率的上转换.

## 2 原子响应的时演化分析

Zhu 等<sup>[11]</sup> 提出的开放的  $\Delta$  型三能级 LWI 系统(原子、驱动场和探测场)(见图 1) 的相互作用哈密顿(Hamiltonian) 为

$$H_I = -\Delta_0 \hbar |b\rangle\langle b| - \hbar \Delta |c\rangle\langle c| + \hbar \Omega |a\rangle\langle c| + \hbar \Omega^* |c\rangle\langle a| + \hbar \Omega_0 |a\rangle\langle b| + \hbar \Omega_0^* |b\rangle\langle a|, \quad (1)$$

其中  $\Omega$  和  $\Omega_0$  分别为相干驱动激光场(频率  $\omega$ ) 和探测激光场(频率  $\omega_0$ ) 的 Rabi 频率,  $\Delta_0 = \omega_{ab} - \omega_0$  和  $\Delta = \omega_{ac} - \omega$  分别是它们的失谐,  $\omega_{ab}$  和  $\omega_{ac}$  分别是从能级  $|a\rangle$  到能级  $|b\rangle$  和从能级  $|a\rangle$  到能级  $|c\rangle$  的跃迁频率. 原子密度算符的运动方程是

$$\dot{\rho}_{aa} = -i\Omega_0 \rho_{ba} - i\Omega \rho_{ca} + i\Omega_0^* \rho_{ab} + i\Omega^* \rho_{ac}$$

\* 国家自然科学基金(批准号 69978011) 资助的课题.

$$-(\omega_{ac} + \omega_{ab} + r)\rho_{aa}, \quad (2a)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = i\Omega_0\rho_{ba} - i\Omega_0^*\rho_{ab} + \omega_{ab}\rho_{aa} - r\rho_{bb} + R_b, \quad (2b)$$

$$\dot{\rho}_{cc} = i\Omega_0\rho_{ca} - i\Omega_0^*\rho_{ac} + \omega_{ac}\rho_{aa} - r\rho_{cc} + R_c, \quad (2c)$$

$$\dot{\rho}_{ab} = -i\Omega_0\rho_{bb} - i\Omega_0\rho_{cb} + i\Omega_0\rho_{aa} - i\Delta_0\rho_{ab} - r_{ab}\rho_{ab}, \quad (2d)$$

$$\dot{\rho}_{ac} = -i\Omega_0\rho_{bc} - i\Omega_0\rho_{cc} + i\Omega_0\rho_{aa} - i\Delta_0\rho_{ac} - r_{ac}\rho_{ac}, \quad (2e)$$

$$\dot{\rho}_{bc} = -i\Omega_0^*\rho_{ac} + i\Delta_0\rho_{bc} + i\Omega_0\rho_{ba} - i\Delta_0\rho_{bc} - r_{bc}\rho_{bc} \quad (2f)$$

以及它们的复数共轭方程. 其中,  $\omega_{ab}$  ( $\omega_{ac}$ ) 是从能级  $|a\rangle$  到能级  $|b\rangle$  ( $|c\rangle$ ) 的自发衰减速率, 能级  $|b\rangle$  和  $|c\rangle$  之间的跃迁是禁戒的.  $r_{ij}$  是能级  $i$  和能级  $j$  之间的非对角衰减速率.  $R_b$  ( $R_c$ ) 是能级  $|b\rangle$  ( $|c\rangle$ ) 的原子注入速率,  $r$  为原子与驱动场和探测场相互作用后排出的速率. 与态  $|a\rangle$  到态  $|b\rangle$  的跃迁耦合的探测激光场的增益系数跟  $\text{Im}\rho_{ab}$  成正比. 在我们的记法中, 如果  $\text{Im}\rho_{ab} > 0$  则为增益, 探测激光场被放大. 如果  $\text{Im}\rho_{ab} < 0$  则为吸收, 探测激光场被削弱.  $\text{Re}\rho_{ab}$  表示原子对探测激光场的色散响应. 类似地,  $\text{Im}\rho_{ac}$  的正负反映了驱动场的增益和吸收,  $\text{Re}\rho_{ac}$  则表示原子对驱动场的色散响应.

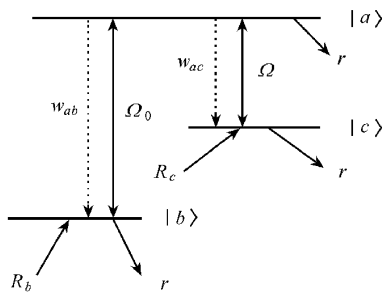


图 1 开放的  $\Delta$  型三能级系统

下面来考察当驱动场和探测场皆共振 ( $\Delta = \Delta_0 = 0$ ) 时运动方程组 (2) 与时间有关的数值解. 在数值计算中, 假设  $r = R_b + R_c$  (从而  $\rho_{aa} + \rho_{bb} + \rho_{cc} = 1$ ), 选择的参量满足定态激光的增益条件<sup>[11]</sup>. 计算结果表明:  $\Delta = \Delta_0 = 0$  时,  $\text{Re}\rho_{ab} = 0$ ,  $\text{Re}\rho_{ac} = 0$ ,  $\text{Im}\rho_{bc} = 0$ , 即原子对探测场和驱动场色散的响应为零, 双光子相干  $\rho_{bc}$  为实量.

### 2.1 原子初始态 $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 的概率各为 0.5 时原子响应的时演化

初始条件取为  $\rho_{bb}(0) = \rho_{cc}(0) = 0.5$  而其他  $\rho_{ij}(0) = \delta_{ij}$  ( $i, j = a, b, c$ ) 时, 原子响应的时演化如图 2 所示,  $\tau\omega_{ab}$  为归一化时间. 图 2(a) 表明当能级

$|c\rangle$  上没有粒子注入即  $R_c = 0$  从而  $C = 0$  ( $C = R_c/R_b$ ) 时粒子布居数分布的时间演化.  $\rho_{aa}$  和  $\rho_{cc}$  具有相同的振荡频率  $\Omega'$  和相反的位相, 它们的振荡幅度随时间的增加而减小并最终趋于稳态值:  $\rho_{aa} = \rho_{cc} \approx 0$ .  $\rho_{bb}$  随时间的增加而单调地增大并最终导致  $\rho_{bb} \approx 1$ . 图 2(b) 给出能级  $|c\rangle$  上有粒子注入 ( $C = 0.7$ ) 时粒子布居数分布的时间演化, 此时  $\rho_{aa}$  和  $\rho_{cc}$  与图 2(a) 中的振荡行为类似且振荡频率仍为  $\Omega'$ , 但最终达到一个非零的稳态值.  $\text{Im}\rho_{ab}$  的时间演化 (见图 2(c)) 具有两个明显的特点: 1) 有两个不同的振荡频率, 当  $\tau$  较小时频率为  $\Omega'$ , 在  $\text{Im}\rho_{ab}$  完成大约 2 个周期的振荡以后, 振荡频率减小为  $\Omega'/2$ . 2) 在振荡频率减小后的第一个周期内, 振荡行为具有明显的非谐性. 但在同样初始条件下, 封闭的  $\Delta$  型 LWI 系统中  $\text{Im}\rho_{ab}$  的时间演化并不具有以上特点, 其振荡频率在时间演化的整个过程中保持不变并与  $\rho_{aa}$ ,  $\rho_{cc}$  的相同, 且无非谐性振荡行为发生<sup>[12]</sup>.  $\text{Im}\rho_{ab}$  的振荡行为表明探测激光交替地增强和减弱. 当  $C = 0$  ( $R_c = 0$ ) 时,  $\text{Im}\rho_{ab}$  的稳态值为负, 即达到稳定状态时的探测激光因吸收而减弱; 当  $C = 0.7$  时,  $\text{Im}\rho_{ab}$  的稳态值为正, 即达到稳定状态时的探测激光因增益而加强. 由图 2(b) 知这属于无粒子数反转激光放大. 以上结论与文献 [11] 给出的结果相符合. 如果保持初始条件和其他参量数值不变,  $\text{Im}\rho_{ab}$  的振荡幅度和稳态值 (在一定的范围内) 将随  $C$  值的增大而增大. 在这里参量  $C$  的作用有点类似于封闭的  $\Delta$  型 LWI 系统中非相干抽运参量<sup>[12]</sup>.  $\text{Im}\rho_{ac}$  的时间演化由图 2(d) 给出, 其振荡频率 ( $\Omega'$ ) 与  $\rho_{aa}$  相同, 但两者位相相差  $\pi/2$ .  $\text{Im}\rho_{ac}$  的振荡行为表明驱动激光周期性地交替增强和减弱. 比较图 2(d) 与图 2(c) 可以看出,  $\text{Im}\rho_{ac}$  和  $\text{Im}\rho_{ab}$  有时同为正或负, 而有时则符号相反, 这说明有时探测场和驱动场同时增强或减弱, 有时在一个增强的同时另一个减弱. 在一定的时间内, 驱动激光和探测激光同时获得增益或吸收并不违反能量守恒. 因为时间演化的累积结果是: 若探测激光场因获得增益而增强则驱动激光场一定因吸收而减弱, 反之亦然. 与前面所述  $\text{Im}\rho_{ab}$  的情况相反, 当  $C = 0$  时,  $\text{Im}\rho_{ac}$  的稳态值为正, 即达到稳定状态时的驱动激光因增益而加强; 当  $C = 0.7$  时,  $\text{Im}\rho_{ac}$  的稳态值为负, 即达到稳定状态时的驱动激光因吸收而减弱. 这正是能量守恒的必然结果. 在封闭的  $\Delta$  型 LWI 系统中,  $\text{Im}\rho_{ac}$  和  $\text{Im}\rho_{ab}$  的时间演化行为从定性的角度看是相同的<sup>[12]</sup>.  $\text{Re}\rho_{bc}$  的时间演化行为 (图 2(e)) 类似

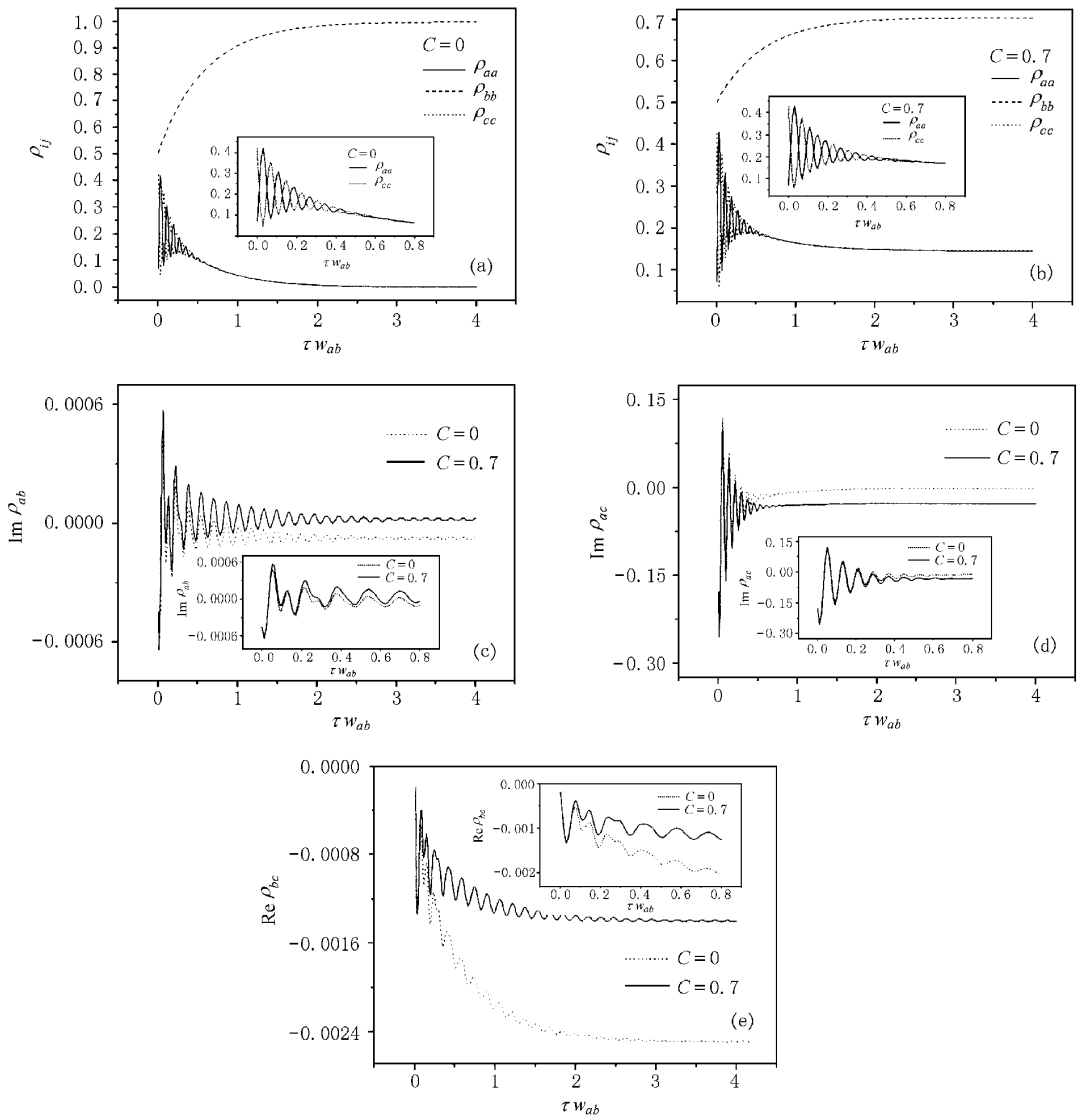


图2 初始条件取为  $\rho_{aa}(0)=\rho_{bb}(0)=0.5$  而其他  $\rho_{ij}(0)=0 (i, j=a, b, c)$  时,开放的  $\Lambda$  系统原子响应的时演化 (a)  $C=0$  时布居数分布 (b)  $C=0.7$  时布居数分布 (c)  $\text{Im}\rho_{ab}$  (正比于探测激光的增益和吸收系数) (d)  $\text{Im}\rho_{ac}$  (正比于驱动激光的增益和吸收系数) (e) 双光子原子相干  $\text{Re}\rho_{bc}$ . 其中  $\Omega=40w_{ab}$ ,  $\Omega_0=0.1w_{ab}$ ,  $r_{ac}=12w_{ab}$ ,  $r_{ab}=r_{ac}=1w_{ab}$ ,  $r=1.2w_{ab}$

于  $\text{Im}\rho_{ab}$ , 它们有相同的振荡频率和但存在约  $\pi/2$  的位相差. 而这种关系在封闭的  $\Lambda$  型 LWI 系统中是不存在的<sup>[12]</sup>.  $\text{Re}\rho_{bc}$  和  $\text{Im}\rho_{ab}$  之间的内在联系可从以下分析得到更好的理解. 当探测场共振时, 由方程 (2d) 可得定态  $\text{Im}\rho_{ab}$  为

$$\text{Im}\rho_{ab} = \frac{\Omega(\rho_{aa} - \rho_{bb}) - \Omega \text{Re}\rho_{bc}}{r_{ab}}, \quad (3)$$

即增益  $[\propto \text{Im}\rho_{ab}]$  由两项构成: 第一项与态  $|a\rangle$  和  $|b\rangle$  之间粒子数反转  $\rho_{aa} - \rho_{bb}$  成正比, 第二项为态  $|b\rangle$  和  $|c\rangle$  的相干项  $\text{Re}\rho_{bc}$ . 如果不存在粒子数反转 ( $\rho_{aa} - \rho_{bb} < 0$ ), 第一项对增益的贡献为负值, 表示吸收. 增益只来自于双光子相干项  $\text{Re}\rho_{bc}$ . 因而从 (3) 式

的角度也可以说, 前述  $\text{Im}\rho_{ab}$  时间演化的特点正是  $\text{Re}\rho_{bc}$  时间演化特点的反映. 从图 2 及更多的数值计算可知, 改变  $C$  值将不改变原子相干和布居数分布时间演化的基本规律 (包括是否有振荡频率的变化, 是否有非谐振子振荡行为以及有关量之间振荡频率、位相的相互关系), 但将影响时间演化的具体过程 (包括振荡幅度的大小、达到稳态值所用时间的长短、稳态值的正负和大小, 而正是稳定值的正负和大小决定了是否可以获得定态探测激光的无粒子数反转放大及放大的程度). 数值计算结果表明其他系统参量的改变也产生类似的作用.

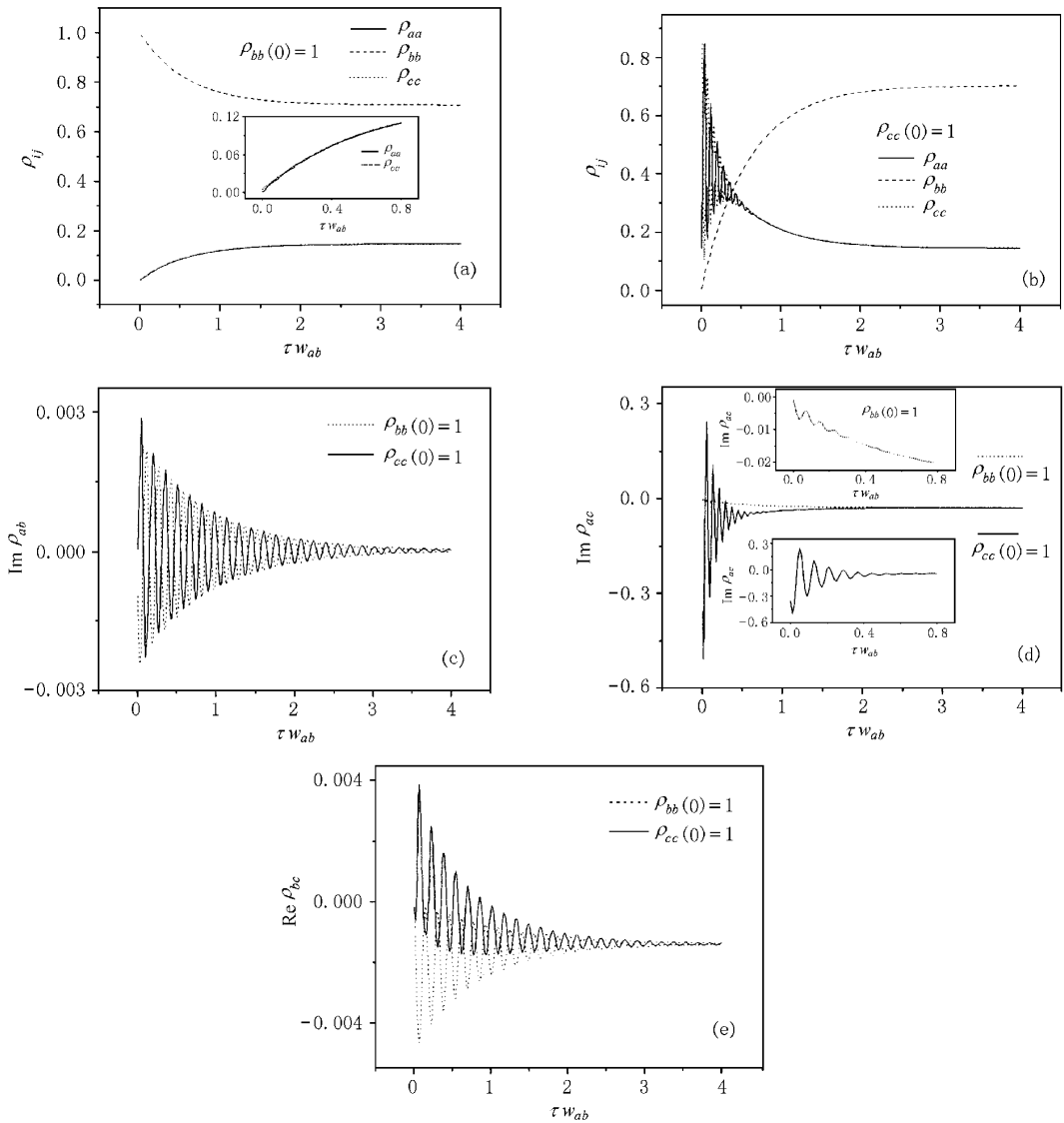


图 3 初始条件分别为  $\rho_{bb}(0)=1$  和  $\rho_{cc}(0)=1$ , 而其他  $\rho_{ij}(0)=0 (i, j = a, b, c)$  时开放的  $\Lambda$  系统中原子响应的时演化 (a)  $\rho_{bb}(0)=1$  时布居数分布 (b)  $\rho_{cc}(0)=1$  时布居数分布 (c)  $\text{Im}\rho_{ab}$  (正比于探测激光的增益和吸收系数) (d)  $\text{Im}\rho_{ac}$  (正比于驱动激光的增益和吸收系数) (e) 双光子原子相干  $\text{Re}\rho_{bc}$ .  $C=0.7$  而系统其他参量值同图 2

### 2.2 原子初始态分别为 $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 时原子响应的时演化

下面研究在能级  $|c\rangle$  上有粒子注入 ( $C=0.7$ ) 的情况下, 保持驱动场和探测场共振 ( $\Delta = \Delta_0 = 0$ ) 和系统其他参量取值不变, 而原子最初分别处于态  $|b\rangle$  ( $\rho_{bb}(0)=1$  其他  $\rho_{ij}(0)=0$ ) 和  $|c\rangle$  ( $\rho_{cc}(0)=1$  其他  $\rho_{ij}(0)=0$ ) 时开放的  $\Lambda$  系统原子响应的时演化, 数值计算结果由图 3 给出. 图 3(a) 表明, 当  $\rho_{bb}(0)=1$  时,  $\rho_{bb}$  单调地减小到它的稳定值, 而  $\rho_{bb}$  和  $\rho_{cc}$  却单调地增大到它们的稳定值, 尽管  $\tau$  较小时其增大速率的大小具有周期性 (频率为  $\Omega'$ ) 的变化. 图 3(b) 表

明, 当  $\rho_{cc}(0)=1$  时,  $\rho_{bb}$  单调地增大到它的稳定值, 而  $\rho_{cc}$  和  $\rho_{aa}$  却在经历了一段时间的周期振荡之后才单调地减小到它们的稳定值, 其振荡频率为  $\Omega'$ . 从图 3(c) 可知,  $\text{Im}\rho_{ab}$  在两种不同初始条件下有相同的振荡频率  $\Omega'/2$ , 但存在约为  $\pi$  的位相差, 其时间演化行为皆类似于标准线性阻尼谐振子, 稳定值皆为正. 所以此两种初始条件均可导致探测激光的定态无粒子数反转放大.  $\text{Re}\rho_{bc}$  的时间演化行为 (图 3(e)) 与  $\text{Im}\rho_{ab}$  类似, 但相同初始条件下它们的位相差为  $\pi/2$ . 图 3(d) 表明, 两种不同的初始条件导致了  $\text{Im}\rho_{ac}$  的时间演化行为的明显差别:  $\text{Im}\rho_{ac}$  的振荡幅度在  $\rho_{bb}(0)=1$  时比  $\rho_{cc}(0)=1$  时小得多, 且始终为

负值.但两种初始条件下  $\text{Im}\rho_{ac}$  有近似相等的稳定负值.这表明定态情况下驱动场因吸收而减弱.在  $\rho_{bb}(0)=1$  时  $\text{Im}\rho_{ac}$  和  $\rho_{aa}$  有相同的振荡频率( $\Omega'$ )和约  $\pi/2$  的位相差.这个振荡频率正好是  $\text{Im}\rho_{ab}$  的振荡频率的 2 倍.以上所描述的原子响应的时问演化规律与封闭的  $\Lambda$  型系统在同样初始条件下的时问演化特征<sup>[12]</sup>是大不相同的.在封闭的  $\Lambda$  型系统中,在  $\rho_{cc}(0)=1$  的初始条件下  $\text{Re}\rho_{bc}$  的时问演化中出现了非谐振现象,作者把这种现象产生的原因归结为在相应时间内存在  $\rho_{cc} > \rho_{bb}$ .而在现在研究的开放的  $\Lambda$  型系统中,在  $\rho_{cc}(0)=1$  的初始条件下,虽然在  $\tau$  较小的一段时间内存在  $\rho_{cc} > \rho_{bb}$ ,但  $\text{Re}\rho_{bc}$  的时问演化中并没有非谐振现象发生.所以我们认为  $\rho_{cc} > \rho_{bb}$  只是可能产生非谐振现象的原因之一.

图 3 和图 2 中  $C=0.7$  的情况所使用的系统参量是完全相同的,差别只在于初始条件的不同,而这个不同导致了原子响应的时问演化规律的明显变化.另外,在相同初始条件下开放的  $\Lambda$  型三能级 LWI 系统与封闭的  $\Lambda$  型三能级 LWI 系统原子响应的时问演化规律也有很大的差别.所以可以说 LWI 系统原子响应时问演化规律的决定因素有两个,第一是系统相互作用的形式或原子密度算符运动方程的形式,第二是初始条件.

### 2.3 瞬态动力学及光放大机制分析

计算表明了被相干驱动激光场和探测激光场耦合的开放  $\Lambda$  型三能级系统丰富的瞬态动力学. STIRAP (stimulated Raman adiabatic passage) 技术<sup>[13-15]</sup>可以实现三能级原子系统中原子占有态之间的转换<sup>[16-18]</sup>.在实现这个转换时,若有 Rabi 频率分别为  $\Omega_1$  和  $\Omega_2$  的两个激光场同时与原子系统相互作用,则  $\Omega' = \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}$  给出相干激发过程的基本时问标度.在本文的讨论中, Rabi 频率为  $\Omega$  的强相干驱动激光场和 Rabi 频率为  $\Omega'$  的弱探测激光场同时与三能级原子系统发生相互作用,导致原子系统稳定态的各能级粒子数布居与初始态相比发生了明显的改变,这一点是与以上情况<sup>[16-18]</sup>完全类似的,从而可以认为原子响应时问演化的基本时问标度应为  $\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \Omega_0^2}$ .由于  $\Omega \gg \Omega_0$ ,所以  $\Omega' \approx \Omega$ ,即强相干驱动激光场的 Rabi 频率  $\Omega$  可以作为原子响应时问演化的基本时问标度.数值计算(图 2 和 3)给出的振荡周期  $T' = 0.157\omega_{ab}^{-1}$  (数值计算中步距取为 0.001),而  $T = 2\pi/\Omega = 2\pi/(40\omega_{ab}) \approx$

$0.1571\omega_{ab}^{-1}$ ,这一结果与刚才的分析完全一致.原子布居  $\rho_{aa}$ ,  $\rho_{cc}$  和原子相干  $\rho_{ac}$  时问演化的振荡频率与初始条件无关,取值总为  $\Omega$ .原子相干  $\rho_{ab}$  和  $\rho_{bc}$  时问演化的振荡频率则因初始条件的不同而取值为  $\Omega/2$  (图 3(c) 和 (e)) 或  $\Omega$  与  $\Omega/2$  的组合(图 3(c) 和 (e)).密度矩阵提供了原子系统的一个统计描述,它的解提供了一个原子响应的概率分析,即许多全同原子的统计行为.数值计算结果表明,不管如何改变其他参量的取值,在其他初始条件下,  $\text{Im}\rho_{ab}$  时问演化的振荡行为皆类似于一个线性阻尼谐振子,只有在  $\rho_{bb}(0) = \rho_{cc}(0) = 0.5$  (其余  $\rho_{ij}(0) = 0$  ( $i, j = a, b, c$ )) 的初始条件下才会出现前面叙述的  $\text{Im}\rho_{ab}$  时问演化的两个特点,即 1) 它的振荡有两个不同的频率,当  $\tau$  较小时频率为  $\Omega$ ,在  $\text{Im}\rho_{ab}$  完成大约 2 个周期的振荡以后,振荡频率减小为  $\Omega/2$ ; 2) 在它的振荡频率减小后的第一个周期内,振荡行为具有明显的非谐性.我们认为这一现象产生的物理根源在于只有这个特殊的初始条件才能导致系统中原子振子的随机相干性,而这个相干性可以引起振荡频率的改变和振荡幅度的畸变<sup>[19]</sup>.

对激光增益做出贡献的双光子相干  $\rho_{bc}$  是通过几个非线性过程产生的,不同的初始条件可能有利于或抑制某一过程.由图 3(c) 和 (d) 可以看出,  $\tau$  较小时  $\text{Im}\rho_{ab}$  和  $\text{Im}\rho_{ac}$  有相同的位相,当原子处于态  $|a\rangle$  时驱动激光和探测激光可以同时被放大.由图 3(c) 和 (d) 可看出,当  $\rho_{bb}(0)=1$ ,  $\tau$  接近 0 时,  $\text{Im}\rho_{ac} > 0$  而  $\text{Im}\rho_{ab} < 0$ ,这表示双光子 Raman 过程:  $|c\rangle \rightarrow |a\rangle \rightarrow |b\rangle$ ; 当  $\rho_{cc}(0)=1$ ,  $\tau$  接近 0 时,  $\text{Im}\rho_{ab} > 0$  而  $\text{Im}\rho_{ac} < 0$ ,这表示双光子 Raman 过程:  $|b\rangle \rightarrow |a\rangle \rightarrow |c\rangle$ .在以后的时问,  $\text{Im}\rho_{ab}$  和  $\text{Im}\rho_{ac}$  可能有相同的或相反的符号.从解密度矩阵方程导出的统计分析并不能分离出不同的非线性光学过程.现在我们还不清楚一个基本上决定无粒子数反转探测激光增益的非线性过程如何能在这里表现的数值计算方法求出.如果每一个单独的非线性光子散射过程能够被分离和解释,那么一定可以得到原子响应的更好的理解. Sellin 等<sup>[20]</sup>讨论了在封闭的  $\Xi$  型三能级系统中的无粒子数反转激光增益.他们提出包含自发辐射的不可逆非线性过程可以对此增益做出贡献.在现在的开放的  $\Lambda$  型三能级系统中,定态无粒子数反转激光增益要求  $\omega_{ac} > 3\omega_{ab}$ <sup>[11]</sup>.所以我们认为,开放的  $\Lambda$  型系统中无粒子数反转探测激光放大也来自于一个类似的不可逆多光子散射过程.在此过程

中,紧跟 $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ 的自发发射而发生的是 $|c\rangle \rightarrow |a\rangle$ 的驱动激光光子的受激吸收,最后 $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ 的探测激光光子的受激发射导致无粒子数反转增益.由于 $\omega_{ac} > 3\omega_{ab}$ ,逆过程首先是 $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ 的自发辐射,然后是 $|b\rangle \rightarrow |a\rangle$ 的探测激光光子的吸收,最后是 $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ 的驱动激光光子的发射,而此逆过程相对于前一过程来说是较弱的.由于自发发射触发的过程并不要求粒子数反转,这两个非线性过程的净效应可能产生探测跃迁 $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ 的无粒子数反转激光增益.

### 3 结 论

本文利用数值计算给出了开放的 $\Lambda$ 型三能级无粒子数反转激光系统原子响应随时间变化的规律,分析了这个系统从瞬态无粒子数反转激光到定态无粒子数反转激光的演化过程,从原子相干和布居数分布的时间演化角度阐明了系统产生无粒子数反转激光放大的机制.初始条件对于原子响应的演化规律具有决定性的影响.在原子响应的演化过程中,强相干驱动激光场的 Rabi 频率  $\Omega$  成为基本的时间标度.我们发现开放系统中原子响应的演化与相应的封闭系统中的情况有很大的不同,主要差别为:1)在  $\rho_{bb}(0) = \rho_{cc}(0) = 0.5$  的初始条件下,封闭系统中  $\text{Im}\rho_{ab}$  的时间演化的振荡频率在整个过程中保持不变并与  $\rho_{aa}$ 、 $\rho_{cc}$  的相同,其振荡行为类似于一个标准线性阻尼谐振子,而开放系统中  $\text{Im}\rho_{ab}$  的时间演化有两个不同的振荡频率,当  $\tau$  较小时频率为  $\Omega$  (与  $\rho_{aa}$ 、 $\rho_{cc}$  的相同),但在  $\text{Im}\rho_{ab}$  完成大约 2 个周期的振荡以后,振荡频率减小为  $\Omega/2$ ,在振荡频率减小后的第一个周期内,振荡行为具有明显的非谐性.2)在  $\rho_{cc}(0) = 1$  的初始条件下,封闭系统中  $\text{Re}\rho_{bc}$  的时间演化在  $\rho_{cc} > \rho_{bb}$  的相应时间内出现了非谐振现象,而在开放系统中,虽然在  $\tau$  较小的一段时间内存在  $\rho_{cc} > \rho_{bb}$ ,但  $\text{Re}\rho_{bc}$  的时间演化

并没有非谐振现象发生.我们认为时间演化过程中振荡频率的改变和振荡的非谐性来源于系统中原子振子的随机相干性.

- [1] O. Kocharovskaya, Ya. I. Khanin, *JEP T Lett.* **48** (1988) 630.
- [2] S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 1033.
- [3] M. O. Scully, S. Y. Zhu, A. Gavridiles, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 2813.
- [4] V. Ahufinger, J. Monmpart, R. Corbalan, *Phys. Rev.* **A60** (1999) 614.
- [5] V. Kitching, L. Hollberg, *Phys. Rev.* **A59** (1999) 4685.
- [6] V. Kozlov, O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev, M. O. Scully, *Phys. Rev.* **A60** (1999) 1598.
- [7] D. E. Nikonov, A. Imamoglu, M. O. Scully, *Phys. Rev.* **B59** (1999) 12212.
- [8] Xi-jun Fan, Shu-fen Tian, Yong-lin Zhang, *Chin. J. Laser* **26** (1999) 609 (in Chinese) [樊锡君等,中国激光, **26**(1999), 609].
- [9] Shu-fen Tian, Tian-ping Li, Xi-jun Fan, *J. Optoelectronics · Laser* **10** (1999) 165 (in Chinese) [田淑芬等,光电子·激光, **10**(1999), 165].
- [10] Xi-jun Fan, Shu-fen Tian, Lo-ping Yu, 1999 OSA Annual Meeting/ILS-XV, ThCC4 (Santa Clara, USA).
- [11] S. Y. Zhu, D. Z. Wang, J. Y. Gao, *Phys. Rev.* **A55** (1997) 1339.
- [12] Yi-fu Zhu, *Phys. Rev.* **A55** (1997) 4568.
- [13] J. R. Kuklinski, U. Gaubatz, F. T. Hioe, K. Bergmann, *Phys. Rev.* **A40** (1989) 6741.
- [14] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schieman, K. Bergmann, *J. Chem. Phys.* **92** (1990) 5363.
- [15] K. Bergmann, B. W. Shore, *Molecular Dynamics and Spectroscopy by Stimulated Emission Pumping*, Eds. H. L. Dai, R. W. Field (World Science, Singapore, 1995).
- [16] N. V. Vitanov, S. Stenholm, *Phys. Rev.* **A55** (1997) 648.
- [17] R. G. Unanyan, L. P. Yatsesenko, K. Bergmann, B. W. Shore, *Opt. Commun.* **139** (1997) 43.
- [18] R. G. Unanyan, L. P. Yatsesenko, K. Bergmann, B. W. Shore, *Opt. Commun.* **139** (1997) 48.
- [19] M. Havukainen, S. Stenholm, *Phys. Rev.* **A60** (1999) 621.
- [20] P. B. Sellin, G. A. Wilson, K. K. Meduri, T. W. Mossberg, *Phys. Rev.* **A54** (1996) 2402.

# TIME EVOLUTION OF ATOMIC RESPONSE AND LIGHT AMPLIFICATION MECHANISM IN AN OPEN INVERSIONLESS LASING SYSTEM<sup>\*</sup>

FAN XI-JUN<sup>1)</sup> TIAN SHU-FEN<sup>2)</sup> LI JIAN<sup>1)</sup> LIU JIE<sup>1)</sup> BAI CHENG-JIE<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> *Department of Physics, Shandong Normal University, Jinan 250014, China*

<sup>2)</sup> *Communication College, Shandong Normal University, Jinan 250014, China*

(Received 24 January 2000; revised manuscript received 4 April 2000)

## ABSTRACT

We study the law of time evolution of atomic response in an open  $\Lambda$ -type inversionless lasing system, elucidate the light amplification mechanism without inversion, and find that the character of the time evolution of atomic response in an open system is obviously different from that in a corresponding closed system. We consider that the variation of the oscillation frequency and anharmonic oscillation in the process of time evolution originate from the stochastic coherence property of atom oscillators in the system.

**Keywords** : opening lasing without inversion, atomic response, stochastic coherence property

**PACC** : 4250

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (No. 69978011).