

四能级双 V 型原子系统中考虑自发辐射相干的 无粒子数反转激光*

张冰^{1)2)†} 刘志学¹⁾ 徐万超¹⁾

1) (牡丹江师范学院理学院, 牡丹江 157012)

2) (黑龙江超硬材料重点实验室, 牡丹江 157012)

(2013年2月28日收到; 2013年5月10日收到修改稿)

提出了一个由两个弱探测场和两个强耦合场驱动的四能级双 V 型原子系统, 研究发现在四波混频共振条件下, 两探测场均可被放大而无须粒子数反转. 值得注意的是, 由于所选择的激发态为超精细结构的两个近能级, 这里必须考虑自发辐射相干效应的影响. 与不考虑自发辐射相干相比, 同样参数条件下探测场的增益得到大幅度提高. 而且, 探测场增益对相位非常敏感, 即增益 - 吸收线型受相位周期性调制, 同时也受两个偶极矩之间夹角 θ 制约. 此外还分析了相干抽运场 (强耦合场) 的失谐对增益谱线产生的影响.

关键词: 无粒子数反转激光, 四波混频, 自发辐射相干

PACS: 42.50.Gy, 42.70.Qs, 42.70.Hj

DOI: 10.7498/aps.62.164207

1 引言

自 20 世纪 80 年代末, 各种无粒子数反转激光 (lasing without inversion, LWI) 理论模型^[1-3] 被相继提出以来, 引起了国内外研究者的广泛兴趣^[4-8] 并进行了大量实验验证. LWT 的实质是由于量子干涉和原子相干效应^[9,10], 使得受激辐射和受激吸收的对称性被破坏, 在上能级粒子数少于下能级的情况下也能产生激光输出. 降低了对抽运功率的要求, 实现了频率上转换, 从而产生高频的激光 (紫外或 X- 射线光谱范围)^[11,12], 这是传统有粒子数反转激光理论和实验不可能实现的. 最早人们利用原子反冲效应来实现 LWI, 但是这一效应需要高频辐射场或轻原子, 不具有实际意义^[13,14]. 之后, Rautian 和 Sobel'man^[15] 提出了用强激光场驱动二能级原子来实现 LWI 的理论, 但无法得到新的频率激光. 直到 20 世纪 80 年代末, 利用强激光场驱动三能级原子才终于实现了具有实际应用价值的 LWI^[16]. 随后, 人们将目光聚焦到强激光场驱动的原系统,

并借助非相干抽运场的作用以及考虑自发辐射相干 (SGC)^[17-19] 效应来实现 LWI^[20,21]. 近年来, 一些相关的物理模型被提出和研究. Wu 等^[22,23] 分别在相干驱动的 Λ 模型和 V 模型原子系统中研究了两相干场相对相位和增益的关系并考虑了 SGC 效应. 他们发现两种模型中增益对相位非常敏感, 不同的是, 在 V 型系统只要存在 SGC 就会产生增益, 而 Λ 型系统必须要在非相干抽运的作用下才可以实现探测场增益.

以上所讨论的几种模型系统中, 利用非相干抽运场的作用并考虑 SGC 效应及相位调制实现 LWI 是对传统激光的一大突破, 但所得到的探测场增益幅度并不是很高, 却对耦合场强度要求很高. 本文在一个相干驱动的四能级双 V 型原子系统中, 利用四波混频 (FWM) 共振, 并考虑 SGC 效应, 在不存在非相干抽运场的情况下实现了 LWI. 通过数值分析, 发现两个自发辐射通道的相干效应大大提高了探测场增益幅度, 这样, 就可以降低耦合场强度. 也就是说, 我们能够实现在比较弱的耦合场作用下得

* 黑龙江省自然科学基金 (批准号: F200928) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: jwzhangbing@126.com

到较好的增益激光. 这也是激光领域的又一大进步. 同时, 我们还对相位调制作用及耦合场失谐的影响进行了细致分析, 从而为实验研究选择合理的参数实现高增益激光提供了依据.

2 理论模型及方程

如图 1 所示, 考虑一个相干驱动的四能级双 V 型原子系统. 其中, 频率为 ω_{p1} (振幅为 E_{p1}) 和 ω_{p2} (振幅为 E_{p2}) 的两个弱的探测场分别作用在偶极允许的跃迁 $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 和 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 上. 同样, 两频率分别为 ω_{c1} (振幅为 E_{c1}) 和 ω_{c2} (振幅为 E_{c2}) 的强耦合场分别驱动 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 和 $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 偶极允许的跃迁. 相应的激光场拉比频率 $G_{p1} = E_{p1} \cdot d_{14}/(2\hbar)$, $G_{p2} = E_{p2} \cdot d_{23}/(2\hbar)$, $G_{c1} = E_{c1} \cdot d_{13}/(2\hbar)$, $G_{c2} = E_{c2} \cdot d_{24}/(2\hbar)$, 其中 d_{ij} 是 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 跃迁的电偶极矩. 同时, 定义了探测场和耦合场的单光子失谐 $\Delta_{p1} = \omega_{41} - \omega_{p1}$, $\Delta_{p2} = \omega_{32} - \omega_{p2}$, $\Delta_{c1} = \omega_{31} - \omega_{c1}$ 和 $\Delta_{c2} = \omega_{42} - \omega_{c2}$. 特别要注意的是, 所选择的四能级原子的两个激发态为超精细结构的近能级, 两基态为精细结构能级, 因此两个自发辐射跃迁通道 Γ_{31} (Γ_{32}) 和 Γ_{41} (Γ_{42}) 会产生相干也就是 SGC 效应.

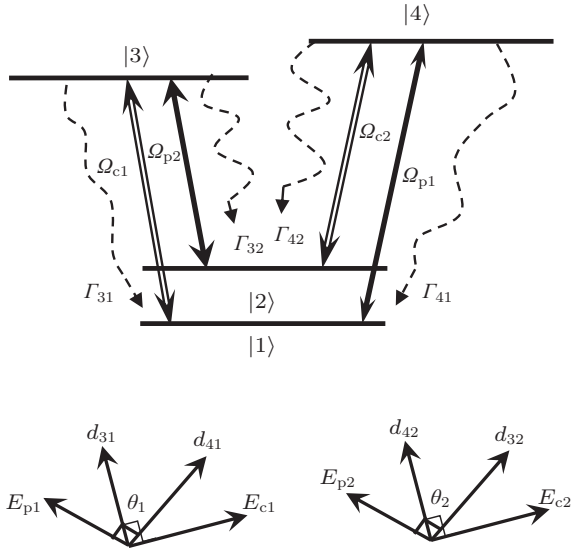


图 1 存在 SGC 的双 V 型四能级原子系统: Ω_{p1} 和 Ω_{p2} 是两个弱的探测场, Ω_{c1} 和 Ω_{c2} 是两个强的耦合场 (起到抽运的作用); 相应的相干场振幅与电偶极矩相互垂直, 且两个电偶极矩之间的夹角分别为 θ_1 和 θ_2

假定 $\hbar = 1$, 在旋转波近似和电偶极矩近似的条件下, 可以写出原子和激光场相互作用哈密顿量

$$H_1 = \hbar [(\Delta_{c1} - \Delta_{p2}) |2\rangle \langle 2| + \Delta_{c1} |3\rangle \langle 3| + \Delta_{c2} + \Delta_{c1} - \Delta_{p2} |4\rangle \langle 4|] - \hbar [G_{c1}^* |1\rangle \langle 3| + G_{p1}^* |1\rangle \langle 4|$$

$$+ G_{p2}^* |2\rangle \langle 3| + G_{c2}^* |2\rangle \langle 4| + \text{H.c.}], \quad (1)$$

把 H_1 带入到密度算符的运动方程 $\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H_1, \rho]$, 应用自发辐射 Weisskopf-Wigner 理论, 可以得到下面的密度矩阵方程:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{44} &= i\Omega_{p1}\rho_{14} - i\Omega_{p1}^*\rho_{41} + i\Omega_{c2}\rho_{24} - i\Omega_{c2}^*\rho_{42} \\ &\quad - (\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43})\rho_{44} + \Gamma_{43}\rho_{33} \\ &\quad - (\eta_1\sqrt{\Gamma_{41}\Gamma_{31}} + \eta_2\sqrt{\Gamma_{42}\Gamma_{32}}) \\ &\quad \times (\rho_{34}e^{-i\Phi} + \rho_{43}e^{i\Phi}), \\ \dot{\rho}_{33} &= i\Omega_{c1}\rho_{13} - i\Omega_{c1}^*\rho_{31} + i\Omega_{p2}\rho_{23} - i\Omega_{p2}^*\rho_{32} \\ &\quad - (\Gamma_{31} + \Gamma_{32} + \Gamma_{43})\rho_{33} + \Gamma_{43}\rho_{44} \\ &\quad - (\eta_1\sqrt{\Gamma_{41}\Gamma_{31}} + \eta_2\sqrt{\Gamma_{42}\Gamma_{32}}) \\ &\quad \times (\rho_{34}e^{-i\Phi} + \rho_{43}e^{+i\Phi}), \\ \dot{\rho}_{22} &= i\Omega_{p2}^*\rho_{32} - i\Omega_{p2}\rho_{23} + i\Omega_{c2}^*\rho_{42} \\ &\quad - i\Omega_{c2}\rho_{24} + \Gamma_{32}\rho_{33} + \Gamma_{42}\rho_{44} \\ &\quad + 2\eta_2\sqrt{\Gamma_{42}\Gamma_{32}}(\rho_{34}e^{-i\Phi} + \rho_{43}e^{+i\Phi}), \\ \dot{\rho}_{12} &= i(\Delta_{c1} - \Delta_{p2})\rho_{12} + i\Omega_{c1}^*\rho_{32} - i\Omega_{p2}\rho_{13} \\ &\quad + i\Omega_{p1}^*\rho_{42} - i\Omega_{c2}\rho_{14} - \gamma_{21}\rho_{12}, \\ \dot{\rho}_{13} &= -i\Omega_{c1}^*\rho_{11} - i\Omega_{p2}^*\rho_{12} + i\Omega_{c1}^*\rho_{33} \\ &\quad + i\Delta_{c1}\rho_{13} + i\Omega_{p1}^*\rho_{43} - \gamma_{31}\rho_{13} \\ &\quad - (\eta_1\sqrt{\Gamma_{41}\Gamma_{31}} + \eta_2\sqrt{\Gamma_{42}\Gamma_{32}})\rho_{14}e^{-i\Phi}, \\ \dot{\rho}_{14} &= -i\Omega_{p1}^*\rho_{11} - i\Omega_{c2}^*\rho_{12} + i\Omega_{c1}^*\rho_{34} + i\Omega_{p1}^*\rho_{44} \\ &\quad + i(\Delta_{c1} + \Delta_{c2} - \Delta_{p2})\rho_{14} - \gamma_{41}\rho_{14} \\ &\quad - (\eta_1\sqrt{\Gamma_{41}\Gamma_{31}} + \eta_2\sqrt{\Gamma_{42}\Gamma_{32}})\rho_{13}e^{i\Phi}, \\ \dot{\rho}_{23} &= -i\Omega_{c1}^*\rho_{21} + i\Delta_{p2}\rho_{23} - i\Omega_{p2}^*\rho_{22} + i\Omega_{p2}^*\rho_{33} \\ &\quad + i\Omega_{c2}^*\rho_{43} - \gamma_{32}\rho_{23} \\ &\quad - (\eta_1\sqrt{\Gamma_{41}\Gamma_{31}} + \eta_2\sqrt{\Gamma_{42}\Gamma_{32}})\rho_{24}e^{-i\Phi}, \\ \dot{\rho}_{24} &= -i\Omega_{p1}^*\rho_{21} + i\Delta_{c2}\rho_{24} - i\Omega_{c2}^*\rho_{22} \\ &\quad + i\Omega_{p2}^*\rho_{34} + i\Omega_{c2}^*\rho_{44} - \gamma_{42}\rho_{24} \\ &\quad - (\eta_1\sqrt{\Gamma_{41}\Gamma_{31}} + \eta_2\sqrt{\Gamma_{42}\Gamma_{32}})\rho_{23}e^{i\Phi}, \\ \dot{\rho}_{34} &= i\Omega_{c1}\rho_{14} - i\Omega_{p1}^*\rho_{31} + i\Omega_{p2}\rho_{24} - i\Omega_{c2}^*\rho_{32} \\ &\quad + i(\Delta_{c2} - \Delta_{p2})\rho_{34} - \gamma_{43}\rho_{34} \\ &\quad - (\eta_1\sqrt{\Gamma_{41}\Gamma_{31}} + \eta_2\sqrt{\Gamma_{42}\Gamma_{32}}) \\ &\quad \times (\rho_{33} + \rho_{44})e^{i\Phi}. \end{aligned} \quad (2)$$

以上的方程满足粒子数守恒和共轭条件, 即 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1$ 和 $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$. 由于考虑了激光场的相位, 所以拉比频率为复数, 需从新定义为 $G_{pi} = \Omega_{pi}^{-i\Phi_{pi}}$ ($\Omega_{pi} = \Omega_{pi0} \sin \theta_i$) 和 $G_{ci} = \Omega_{ci} e^{-i\Phi_{ci}}$ ($\Omega_{ci} = \Omega_{ci0} \sin \theta_i$), 其中 Ω_{pi0} 和 Ω_{ci0} 为实常数, 且

$\Phi_1 = \Phi_{p1} - \Phi_{c2}$, $\Phi_2 = \Phi_{p2} - \Phi_{c1}$, 为了方便这里令 $\Phi_1 = \Phi_2$. 由于考虑了 SGC 效应, 所以要求电偶极矩阵元 d_{13} (d_{23}) 和 d_{14} (d_{24}) 是非正交的. 也就是说只有当 $\eta_i = 1$ 时, 两个近激发态能级的自发辐射跃迁才会产生相干效应, 相干项为 $\eta_0 \cos \theta_1 \sqrt{\Gamma_{41}\Gamma_{31}} e^{i\Phi_1}$ 和 $\eta_0 \cos \theta_2 \sqrt{\Gamma_{42}\Gamma_{32}} e^{i\Phi_2}$, 其中 θ_i 为两偶极矩的夹角 (如图 1 所示, 为了方便我们令 $\theta_1 = \theta_2 = \theta$). Γ_{31} (Γ_{41}) 和 Γ_{32} (Γ_{42}) 为激发态能级 |3> (|4>) 向两基态能级 |1> 和 |2> 的自发辐射弛豫速率, 相应的退相干弛豫速率表示为 $\gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2$, 其中 $\Gamma_i = \sum_m \Gamma_{im}$, $\Gamma_j = \sum_n \Gamma_{jn}$.

3 数值结果及分析

由方程 (1), (2) 可以得到稳态时双 V 模型系统的光学效应. 在满足共振的 FWM 条件下, 即 $\Delta_{p2} = \Delta_{c2} + \Delta_{c1} - \Delta_{p1}$, 且耦合场失谐为零. 暂时先不考虑 SGC 效应, 两个弱探测场被同时放大同时伴随着陡峭的色散 (如图 2(b) 所示), 并且粒子主要分布在能级 |1> 和 |2> 上, 而 |3> 和 |4> 上只有少量的粒子数布居. 也就是说, 在本文的系统中由于 FWM 共振而无须考虑 SGC 效应就可实现无反转的增益. 相应的参数设置为 $\Omega_{ci0} = 3.0$ MHz, $\Omega_{pi0} = 1.0$ kHz, $\Delta_{ci} = 0$ MHz, $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = \Gamma_{41} = \Gamma_{42} = 6.0$ MHz, $\gamma_{34}^d = \gamma_{43}^d = 1$ kHz (若无特殊说明全文所有参数都以此为基准, 需强调的是在 $\Delta_{ci} = 0$ MHz 时, 两探测场同时被放大, 此时只要研究一个探测场的增益 - 吸收特性即可). 但若考虑 SGC 效应将会对激光增益带来哪些影响, 须做具体分析.

我们发现相同参数下, 在考虑 SGC 之后两探测场的增益幅度被提高了一千多倍, 增益最大位置对应 $\Delta_{p1} = \pm 3.6$ MHz, 如图 3(a) 的黑色实线所示. 这里激光增益之所以得到大幅度加强, 是由于两个自发辐射通道的相干对暗态有破坏作用, 且使增益谱线由原来的单峰劈裂成了双峰, 此时相对相位 $\Phi = 0$, 两偶极矩之间的夹角 $\theta = \pi/4$. 为了进一步研究 θ 对增益的影响, 保持 Φ 不变, 对比图 3(a) 中的实线、虚点线和点线很清楚地看出探测增益随着 θ 角的减小而增大, 且两个增益峰之间的谱线也随之变窄. 另外还可以发现, 随着耦合场强度的降低, 谱线的宽度也会变窄, 但相应的增益幅值也在降低, 对应图 3(b) 中的三条谱线. 值得强调的是, 虽然耦合场的拉比频率降低了 1/10 ($\Omega_{ci} = 0.3$ MHz), 使得增益的幅度也大大减小, 但此时探测场被放大的倍数仍远大于不考虑 SGC 效应的情况. 由此可

见, 不需要太强的耦合场就可以得到比较高的探测场增益.

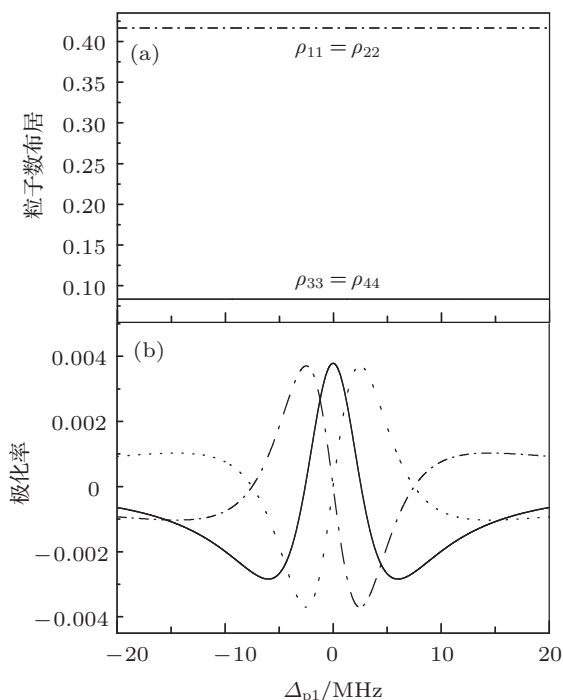


图 2 不考虑 SGC 时, (a) 粒子数布居随着探测场失谐 Δ_{p1} 的变化; (b) 两探测场极化率的虚部 (增益谱线)、实部 (色散谱线) 随 Δ_{p1} 的变化: 实线: $\text{Im } \chi_{p1}$ ($\text{Im } \chi_{p2}$), 虚点线: $\text{Re } \chi_{p1}$, 点线: $\text{Re } \chi_{p2}$

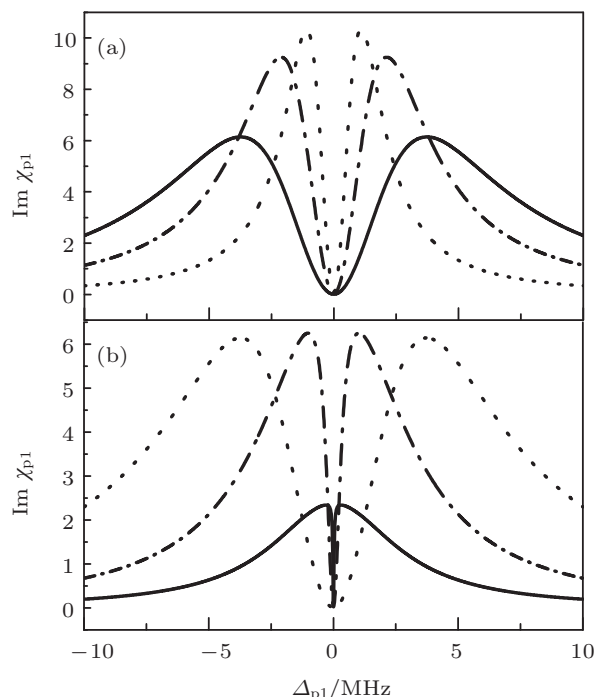


图 3 两探测场的增益谱线随失谐 Δ_{p1} 的变化 (a) θ 取不同值的情况下, 实线: $\theta = \pi/4$, 虚点线: $\theta = \pi/8$, 点线: $\theta = \pi/16$; (b) 改变耦合场强度, 点线: $\Omega_{ci} = 3$ MHz, 虚点线: $\Omega_{ci} = 1$ MHz, 实线: $\Omega_{ci} = 0.3$ MHz

将 θ 的值固定, 改变相对相位 Φ 来讨论其对探测场增益-吸收特性的影响. 由图 4(a) 可见, 当 $\theta = \pi/4$ 时, $\Phi = 0$ 和 $\pi/2$ 可得到两条完全相同的增益谱线, 而 $\Phi = \pi$ 和 $3\pi/2$ 是没有增益出现; 当 $\theta = 3\pi/4$ 时, $\Phi = \pi$ 和 $3\pi/2$ 对应着增益谱线, 而 $\Phi = 0$ 和 $\pi/2$ 在任何频率范围内探测场都没有被放大. 为了更深刻地研究相位和增益之间的关系, 在图 4(b) 中画出了 $\Delta_{p1} = \pm 3.6$ MHz 时 $\text{Im} \chi_{p1}$ 随 Φ 变化的曲线, 且 θ 取了两个不同的值 (与图 4(a) 对应). 很明显, 探测场增益谱线是相对相位 Φ 的周期函数, 调谐周期为 2π . 另外, 相位对增益的调制除了取决于探测场失谐外还受 θ 的调制, 不难看出, 当 $\theta = \pi/4$ 时, 增益的最大位置对应 $\Phi = 2k\pi + \pi/2$, 当 $\theta = 3\pi/4$ 时, 增益的最大位置对应 $\Phi = (2k-1)\pi + \pi/2$.

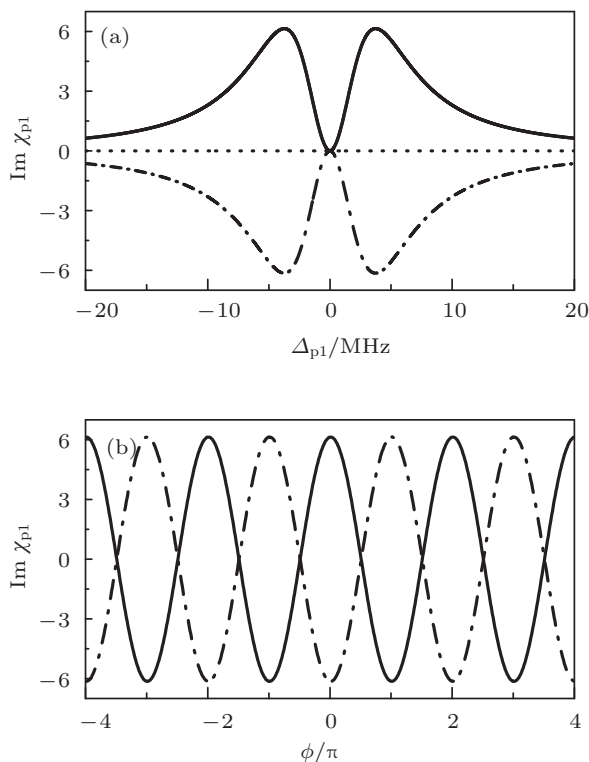


图 4 (a) 两探测场增益随失谐 Δ_{p1} 的变化, 在 θ 确定时取不同的 Φ 值: $\theta = \pi/4$ ($\theta = 3\pi/4$) 时, 实线: $\Phi = 0$ 和 $\pi/2$ ($\Phi = \pi$ 和 $\pi/2$), 虚点线: $\Phi = \pi$ 和 $3\pi/2$ ($\Phi = 0$ 和 $\pi/2$); (b) 两探测场增益随 Φ 的变化, $\Delta_{p1} = \pm 3.6$ MHz, 实线: $\theta = \pi/4$, 虚点线: $\theta = 3\pi/4$

以上都是在 $\Delta_{ci} = 0$ 的条件下进行分析的. 当耦合场失谐不为零时, 发现探测场的增益线型发生了明显变化. 首先, 当两个耦合场失谐发生相同变化时, 从图 5 可以看出, 两探测场的增益谱线相对于共振点是对称的而不再重合, 每条谱线增益双峰的一支发生了猝灭并平移至共振点, 并且在共振处

的增益峰远小于非共振处的增益峰. 随着 Δ_{ci} 的增加, 非共振处的峰值降低而共振处峰值增加, 这也是能量守恒的结果. 然而, 当两个耦合场失谐变化不同时, 如图 6 所示, 由于满足 $\Delta_{c1} + \Delta_{c2} = 0$, 因此曲线的双峰依然存在, 不会出现增益峰淬灭的情况. 对比图 6(a) 和 (b), 可以发现, 谱线的对称性也可以被强场的失谐调制. 随着探测场失谐的增加, 增益峰值降低, 且逐渐远离共振点.

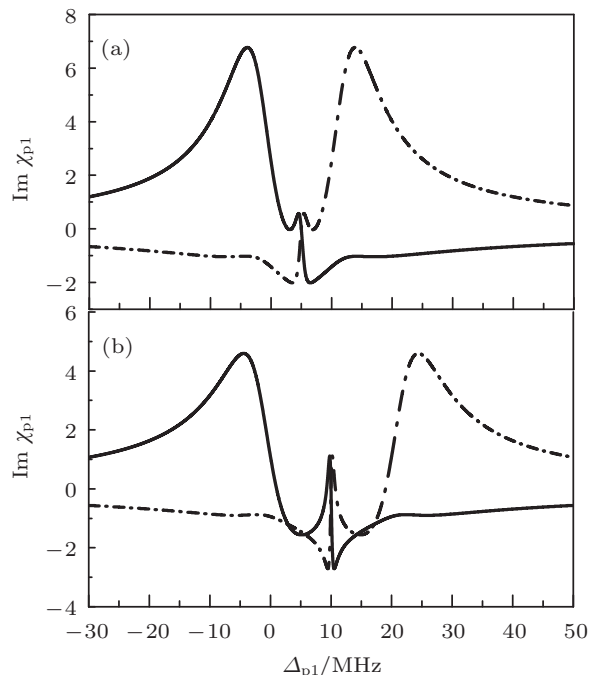


图 5 同时调整两耦合场失谐, 两探测场增益随 Δ_{p1} 的变化, 相应的实线: $\text{Im} \chi_{p1}$, 虚点线: $\text{Im} \chi_{p2}$ (a) $\Delta_{ci} = 5$ MHz; (b) $\Delta_{ci} = 10$ MHz

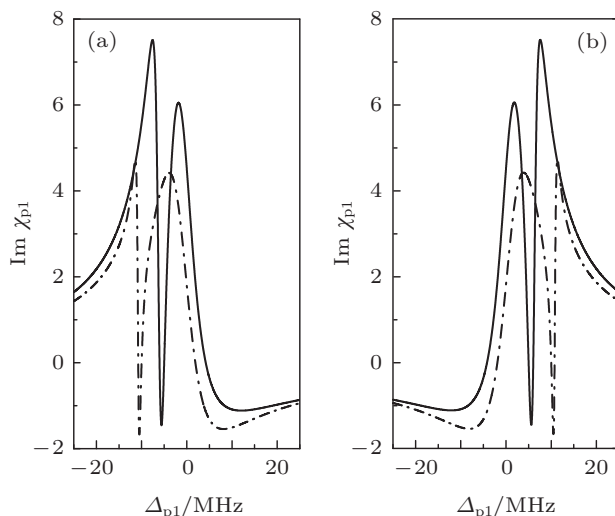


图 6 两耦合场失谐取不同值, 两探测场增益随 Δ_{p1} 的变化 (a) 实线: $\Delta_{c1} = 5$ MHz, $\Delta_{c2} = -5$ MHz; 虚点线: $\Delta_{c1} = 10$ MHz, $\Delta_{c2} = -10$ MHz; (b) 实线: $\Delta_{c1} = -5$ MHz, $\Delta_{c2} = 5$ MHz; 虚点线: $\Delta_{c1} = -10$ MHz, $\Delta_{c2} = 10$ MHz

4 结论

本文利用数值计算给出了基于 FWM 共振并存在 SGC 效应的四能级双 V 模型原子系统的稳态光学响应. 相对于以前借助非相干抽运实现 LWI 以及考虑 SGC 效应的增益模型系统, 本系统存在两个优点. 首先, 探测场增益是由 FWM 共振产生的, 这在技术和方法上是一个创新性的进步; 其次, 在考虑 SGC 效应之后, 探测场增益得到大幅提高, 从

而降低了对耦合场强度的要求 (即相干抽运的功率可以大大降低), 既可以得到较窄的谱线, 还便于实验操控, 对于测量及探测具有重要的应用价值; 此外, 在耦合场失谐为零时, 两个探测激光可以被同时放大. 本文还详细分析了两偶极矩之间的夹角对增益线型的影响、相对相位对增益幅度的周期性调制, 以及耦合场失谐和两探测场增益 - 吸收特性关系, 掌握了其中的规律, 为实验研究中选择合理的参数、得到更好的激光输出提供理论依据.

- [1] Harris S E 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1033
- [2] Kocharovskaya O, Khanin Ya I 1988 *J. Exp. Theor. Phys. Lett.* **48** 630
- [3] Scully M O, Zhu S Y, Gavridiles A 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2813
- [4] Fry E S, Li X F, Nikonov D, Padmabandu G G, Scully M O, Smith A V, Tittel F K, Wang C, Wikinson S R, Zhu S Y 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 3235
- [5] Zibrow A S, Lukin M D, Nikonov D E, Hollbery L, Scully M O, Velichansky V L, Robinson H G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1499
- [6] Padmabandu G G, Welch G R, Shubin I N, Fry E S, Nikonov D E, Lukin M D, Scully M O 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 2053
- [7] Fan X J, Tian S F, Li J, Liu J, Bai C J 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1719 (in Chinese) [樊锡军, 田淑芬, 李健, 刘杰, 白成杰 2000 物理学报 **49** 1719]
- [8] Chang Z G, Liu J C, Yan K Z 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4927 (in Chinese) [常增光, 刘建成, 闫珂柱 2008 物理学报 **57** 4927]
- [9] Sun J, Zuo Z C, Mi X, Yu Z H, Wu L A, Fu P M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 149 (in Chinese) [孙江, 左占春, 米辛, 俞祖和, 吴令安, 傅盘铭 2005 物理学报 **54** 149]
- [10] Li A J, Gao J Y 2008 *Physics* **37** 144 (in Chinese) [李爱军, 高锦岳 2008 物理 **37** 144]
- [11] Scully M O, Fleischhauer M 1994 *Science* **263** 337
- [12] Taubes G 1995 *Science* **270** 737
- [13] Marcuse D 1963 *Proc. IEEE* **51** 849
- [14] Holt H 1977 *Phys. Rev. A* **16** 1136
- [15] Rautian S G, Sobel'man I I 1961 *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **41** 328
- [16] Scully M O, Zhu S Y, Gavrielides A 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2813
- [17] Zhu S Y 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 388
- [18] Wu J H, Li A J, Ding Y, Zhao Y C, Gao J Y 2005 *Phys. Rev. A* **72** 023802
- [19] Gao J W, Bao Q Q, Wan R G, Cui C L, Wu J H 2011 *Phys. Rev. A* **83** 053815
- [20] Wu J H, Zhang H F, Gao J Y 2003 *Opt. Lett.* **28** 654
- [21] Bai Y F, Guo H, Sun H, Han D G, Liu C, Chen X Z 2004 *Phys. Rev. A* **69** 043814
- [22] Wu J H, Yu Z L, Gao J Y 2002 *Opt. Commun.* **211** 257
- [23] Wu J H, Xu W H, Zhang H F, Gao J Y 2002 *Opt. Commun.* **206** 135

Lasing without inversion with considering spontaneously generated coherence*

Zhang Bing^{1)2)†} Liu Zhi-Xue¹⁾ Xu Wan-Chao¹⁾

1) (*College of Physics and Electronic Engineering, Mudanjiang Normal University, Mudanjiang 157012, China*)

2) (*Key Laboratory of Heilongjiang Super-Hard Materials, Mudanjiang 157012, China*)

(Received 28 February 2013; revised manuscript received 10 May 2013)

Abstract

We provide a four-level double-V type atomic system driven by two weak probe fields and two strong coupling laser beams. In the condition of resonant four-wave mixing, the two probe fields can be amplified without population inversion. Due to the fact that the two excited states are close-lying upper levels of hyperfine structure, the spontaneously generated coherence (SGC) effect must be considered. Interestingly, the amplitude of gain is sufficiently enhanced with the same parameters as those in the case without considering SGC. In addition, we find that the probe gain is sensitive to the phase of two laser fields which interact with the same lower level. To be more specific, the amplitude of gain is modulated by the phase periodically but restricted by θ (the angle between two induced dipole moments). At the same time, we also analyze the influence of the coherence pumping (strong coupling fields) detuning.

Keywords: lasing without inversion, four-wave mixing, spontaneously generated coherence

PACS: 42.50.Gy, 42.70.Qs, 42.70.Hj

DOI: 10.7498/aps.62.164207

* Project supported by the Natural Science Foundation of Heilongjiang Province, China (Grant No. F200928).

† Corresponding author. E-mail: jwzhangbing@126.com