

Doppler 展宽的封闭原子系统中无反转增益的 相位控制^{*}

马 慧 卜凡阁 乔红霞 仝殿民 樊锡君[†]

(山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

(2007 年 3 月 21 日收到, 2007 年 5 月 18 日收到修改稿)

研究了在具有自发辐射诱导相干性的 Doppler 展宽的封闭 Λ 型三能级系统中探测场和驱动场之间的相对位相对探测场无反转增益的控制作用. 研究表明: 1) 不管探测场和驱动场是同向传播还是反向传播, 驱动场是失谐还是共振, 无反转增益总是随相对位相的改变而作周期性变化, 周期为 2π . 2) 驱动场共振时, 无反转增益极大值随 Doppler 展宽值的增大而单调减小, 且反向传播时比同向传播时减小的速度更快; 驱动场失谐时, 无反转增益的极大值随 Doppler 展宽值的增大不再单调地减小或增大. 在以上两种情况下, 均可以通过调节相对相位的数值而得到最大的无反转增益. 3) 自发辐射诱导相干性对无反转增益的贡献远大于动力学相干性的贡献.

关键词: 自发辐射诱导相干, 相位控制, Doppler 展宽, 无反转增益

PACC: 4250

1. 引 言

原子相干和量子干涉可以引起许多新奇的光学现象, 如无粒子数反转激光(LWI)^[1-4]、折射率的增大^[5]、电磁感应透明(EIT)^[6-9]等. 产生原子相干和量子干涉的方法很多, 一般可通过相干驱动场或初始相干性注入来实现. 另外相干也可以通过自发辐射相互干涉产生, 这通常称为自发辐射诱导相干(SGC). SGC 可以由 2 个近简并的激发能级向同一个基态能级跃迁产生(V 形原子系统), 也可以由单个激发态向两个间隔较小的低能级跃迁产生(Λ 形原子系统), 还可以在间隔很小的原子能级间产生(Ladder 型原子系统). SGC 效应引起了人们很大的研究兴趣^[10-14]. 近年来, 人们已经对 SGC 对系统增益、色散、和粒子数差的影响做了广泛而深入地研究. 研究表明, 原子系统中 SGC 不仅可以改变系统吸收和色散的特性, 而且可以导致探测场的吸收和色散特性对外场相位的依赖^[15-21]. 但此前的这些研究涉及的都是静止的原子系统. 在光场作用下, 原子的运动将引起 Doppler 展宽. 有些文献已经讨

论了 Doppler 展宽的存在对原子系统 LWI 增益的影响^[22-30]. 我们分析了 SGC 对 Doppler 展宽的封闭 Λ 型三能级系统中探测场 LWI 增益的影响^[31]. 研究表明: 与不存在 SGC 效应时相比, 存在 SGC 效应时系统可获得的 LWI 增益值和增益谱区域明显增大. 本文研究探测场和驱动场之间的相对相位对具有 SGC 和 Doppler 展宽的封闭 Λ 型三能级原子系统中 LWI 增益的影响.

2. 系统模型与运动方程

考虑如图 1 所示的封闭 Λ 型无粒子反转激光系统, 具有高能级 |1>、两个低能级 |2> 和 |3>, |1> 和 |2> 能级之间施加频率为 ω_d 、拉比频率为 Ω_d 的强相干驱动场, 能级 |1> 和 |3> 之间施加频率为 ω_p 、拉比频率为 α_p 的弱相干探测场和抽运速率为 2Λ 的非相干抽运场. $2\gamma_1$ 和 $2\gamma_2$ 分别表示能级 |1> 到能级 |3> 和 |2> 的自发衰变速率.

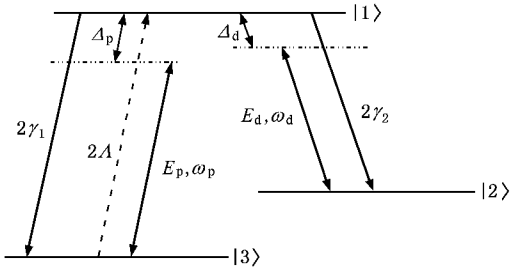
在相互作用表象中, 在旋转波近似下, 系统的相互作用 Hamilton 算符为

$$H_I = \Delta_p |1\rangle\langle 1| + (\Delta_p - \Delta_d) |2\rangle\langle 2|$$

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10675076)和山东省自然科学基金(批准号: 2006A21)资助的课题.

[†] 通讯作者, E-mail: xjfan108@yahoo.com.cn

$$-[\Omega_d |1 \ 2\rangle + \alpha_p |1 \ 3\rangle + \text{c.c.}]. \quad (1)$$

图 1 封闭的 Δ 形三能级系统

在电偶极近似和旋转波近似下,具有 SGC 的封闭 Δ 型三能级系统的半经典密度矩阵运动方程组可写为^[31]

$$\dot{\rho}_{11} = -\chi(\gamma_1 + \gamma_2)\rho_{11} + i\alpha_p\rho_{31} - i\alpha_p^*\rho_{13} + 2\Lambda\rho_{33} + i\Omega_d\rho_{21} - i\Omega_d^*\rho_{12}, \quad (2a)$$

$$\dot{\rho}_{22} = 2\gamma_2\rho_{11} + i\Omega_d^*\rho_{12} - i\Omega_d\rho_{21}, \quad (2b)$$

$$\dot{\rho}_{12} = -(\gamma_1 + \gamma_2 + i\Delta_d)\rho_{12} + i\alpha_p\rho_{32} - i\Omega_d(\rho_{11} - \rho_{22}), \quad (2c)$$

$$\dot{\rho}_{13} = -(\gamma_1 + \gamma_2 + \Lambda + i\Delta_p)\rho_{13} + i\Omega_d\rho_{23} - i\alpha_p(\rho_{11} - \rho_{33}), \quad (2d)$$

$$\dot{\rho}_{23} = -(\Lambda + i\Delta_p - i\Delta_d)\rho_{23} + 2\sqrt{\gamma_1\gamma_2}\cos\theta\eta\rho_{11} + i\Omega_d^*\rho_{13} - i\alpha_p\rho_{21}, \quad (2e)$$

以及它们的复共轭方程,其中 $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$ 和 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$. $\Delta_p = \omega_{13} - \omega_p$ 和 $\Delta_d = \omega_{12} - \omega_d$ 分别是探测场和驱动场的失谐. $\alpha_p (= \boldsymbol{\mu}_{13} \cdot \boldsymbol{E}_p / \hbar = \alpha_0 \sin\theta)$ 和 $\Omega_d (= \boldsymbol{\mu}_{12} \cdot \boldsymbol{E}_d / \hbar = \Omega_0 \sin\theta)$ 分别是探测场和驱动场的

Rabi 频率; $2\sqrt{\gamma_1\gamma_2}\cos\theta\eta\rho_{11}$ 表示量子干涉效应,即 SGC 效应,它是由态 |1> 与态 |2> 之间的自发辐射和态 |1> 与态 |3> 之间的自发辐射交叉耦合引起的. θ 为电偶极矩 $\boldsymbol{\mu}_{12}$ 和 $\boldsymbol{\mu}_{13}$ 之间的夹角,若 $\boldsymbol{\mu}_{12}$ 和 $\boldsymbol{\mu}_{13}$ 不垂直,则 SGC 效应存在, $\eta = 1$; 反之,则 SGC 效应不存在, $\eta = 0$. 由于 SGC 效应的存在,也就是 $2\sqrt{\gamma_1\gamma_2}\cos\theta\eta\rho_{11}$ 项的存在,封闭系统的性质不再只是依赖于探测场和驱动场的振幅和失谐,还依赖于探测场和驱动场之间的相对位相,因此我们不能再将 Rabi 频率看作实数. 如果我们定义 ϕ_p 和 ϕ_d 分别为探测场和驱动场的位相,那么, Rabi 频率 α_p 和 Ω_d 需要分别改写为 $\alpha_p = \alpha \exp(-i\phi_p)$ 和 $\Omega_d = \Omega \exp(-i\phi_d)$, 其中 α 和 Ω 为实数. 为此,我们重新定义方程组(2)中系统的变量为 $\tilde{\rho}_{ii} = \rho_{ii}$, $\tilde{\rho}_{12} = \rho_{12} \exp(i\phi_d)$, $\tilde{\rho}_{13} =$

$\rho_{13} \exp(i\phi_p)$, 以及 $\tilde{\rho}_{23} = \rho_{23} e^{i\phi}$, 其中 $\phi = \phi_p - \phi_d$. 这样我们可以得到重新定义了的密度矩阵 $\tilde{\rho}_{ij}$ 的运动方程组,除了 η , α_p 和 Ω_d 分别用 $\eta_\phi = \eta e^{i\phi}$, α 和 Ω 来代替外,形式上与方程组(2)相同.

对于定态情况,关于 $\tilde{\rho}_{ij}$ 的运动方程组(2)变为一组代数方程,使用 Mathematica 或 Maple 程序包可以求得 $\text{Im}\tilde{\rho}_{31}$, $\tilde{\rho}_{11}$, $\tilde{\rho}_{22}$, $\tilde{\rho}_{33}$ 的精确非线性解析解,它们是 Ω , α , Δ_p , Δ_d 和其他系统参量的十分复杂的函数,故此处不给出它们的具体表达式.

探测场的增益系数与 $\text{Im}\tilde{\rho}_{31}$ 成正比. 如果 $\text{Im}\tilde{\rho}_{31} > 0$ 则为增益,探测场被放大;如果 $\text{Im}\tilde{\rho}_{31} < 0$, 则为吸收,探测场被削弱. $\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{33} > 0$ 和 $\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{33} < 0$ 分别对应着能级 |1> 和能级 |3> 之间粒子数的反转和无反转. 当考虑 Doppler 展宽时,利用上面得到的 $\text{Im}\tilde{\rho}_{31}$ 和 $\tilde{\rho}_{ij}$ 解析解可将增益和各能级粒子数布居改写为

$$G = \frac{2N\mu_{13}}{\hbar\alpha} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Im}\tilde{\rho}_{31}(\delta_p) \alpha(\delta_p) d\delta_p, \quad (3)$$

$$\tilde{\rho}_{ii} = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\rho}_{ii} \alpha(\delta_p) d\delta_p, \quad (4)$$

式中 N 是原子数密度, \hbar 是普朗克常数, μ_{13} 是能级 |1> 和 |3> 之间的偶极矩元,

$$\alpha(\delta_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D^2}} e^{-(\delta_p - \Delta_p)^2 / 2D^2} \quad (5)$$

为速度的 Maxwell-Boltzmann 分布, $\delta_p(v)$ 表示原子运动时探测激光场与耦合的能级跃迁的失谐,

$$\delta_p(v) = \Delta_p \mp \omega_p v/c. \quad (6)$$

式中的 v 为原子运动的速度,其中负号(正号)表示光场的传播方向和原子的运动方向是同向(反向), ω_p 表示原子静止时激光探测场的频率. 为了简化分析,我们已假设原子静止时相干驱动场的频率 ω_d 与 ω_p 相等,且原子运动时相干驱动场与对应能级跃迁的失谐 $\delta_d(v)$ 已用 $\delta_p(v)$ 的函数来表示.

3. 数值计算结果与讨论

下面我们将使用由(3)式和(4)式得到的数值计算结果来研究探测场和驱动场之间的相对位相对 Doppler 展宽的封闭 Δ 型三能级系统中探测场无反转增益的影响. 需要指出的是在以下的讨论中,条

件 $\bar{\rho}_{11} - \bar{\rho}_{33} < 0$ 总是被满足的, 因此得到的增益均为无反转增益. 我们首先讨论驱动场共振时的情况.

图 2 给出了探测场和驱动场传播方向相同时, 不同 ϕ 值情况下探测场的增益随探测场失谐 Δ_p 变化的函数曲线. 从图中可以看出: 对不同的 Doppler 展宽值, 存在 SGC 效应 ($\eta = 1$) 时增益的极大值皆比不存在 SGC 效应 ($\eta = 0$) 时大, 尤其 $\phi = \pi/2$ 时的极大值总远大于 $\phi = 0$ 时的极大值; 当存在 SGC 效应时, 探测场的增益对 ϕ 取值的变化很敏感. 当

Doppler 展宽值 $D = 0$ 时, 与 $\phi = 0$ 的情况相比, $\phi = \pi/2$ 和 $\phi = 3\pi/2$ 时增益曲线不再关于 $\Delta_p = 0$ 对称; 增益最大值明显增大, 但能获得 LWI 增益的探测场失谐的范围(即增益谱区域)明显减小. 当 Doppler 展宽值 $D \neq 0$ 时, 对应不同 ϕ 值的增益极大值皆随 Doppler 展宽值的增加而减小; 相对而言, $\phi = 3\pi/2$ 时增益极大值减小的速度最快, 且变得与 $\phi = 0$ 时的极大值基本相等; 但 $\phi = \pi/2$ 时的极大值仍远大于 $\phi = 0$ 时的极大值.

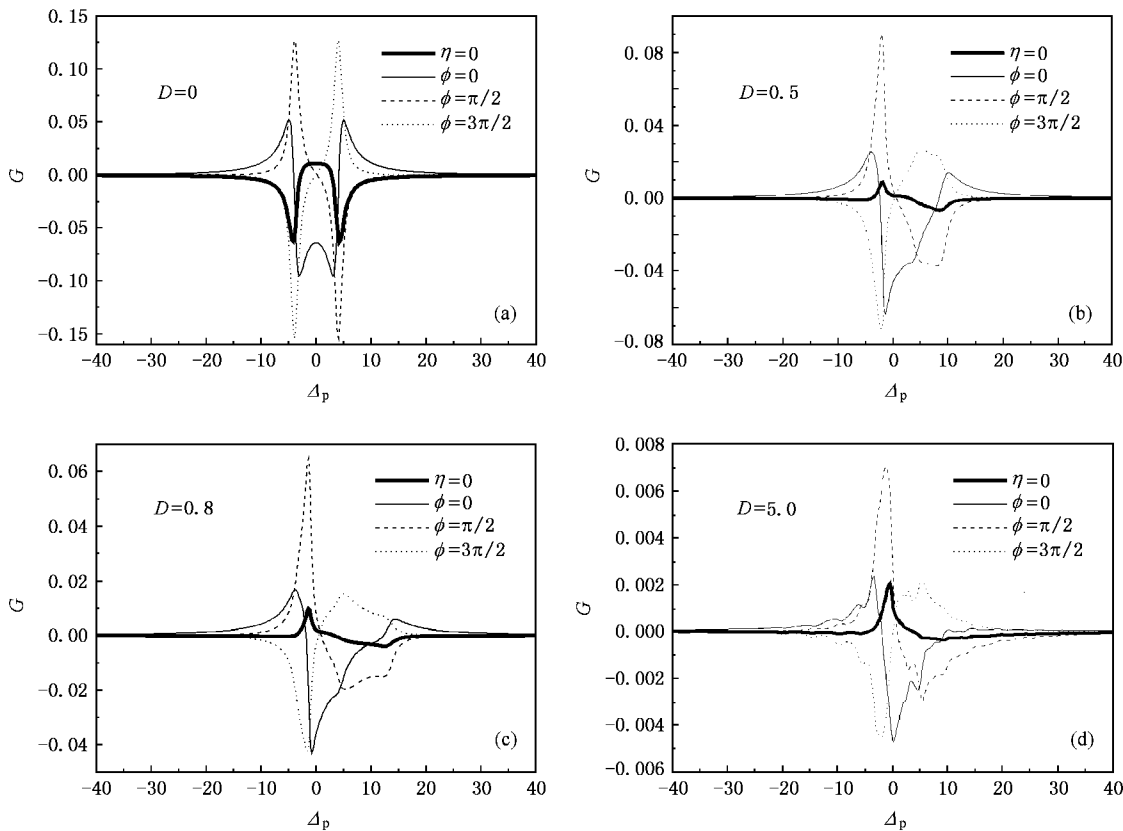


图 2 探测场和驱动场同向传播时, 增益 G 随 Δ_p 的变化(其中 $2\gamma_1 = 1.0$, $2\gamma_2 = 1.0$, $2\lambda = 0.8$, $\rho = \pi/6$, $\alpha = 0.3\sin\theta$, $\Omega = 8.0\sin\theta$, $\Delta_d = 0$. 粗实线表示 $\eta = 0$, 其余三条线皆对应 $\eta = 1$)

图 3 给出了当探测场和驱动场反向传输时探测场增益随探测场失谐 Δ_p 变化的函数曲线. 由图可知: 与探测场和驱动场同向传输时(图 2)类似, 对应不同的相对相位, 增益的极大值皆随 Doppler 展宽值 D 的增大而减小, 反向传输时减小的速度更快, 但是无论是否存在 Doppler 效应, Doppler 展宽值是大还是小, $\phi = \pi/2$ 和 $\phi = 3\pi/2$ 时增益的极大值总是大于 $\phi = 0$ 时增益的极大值; 当 Doppler 展宽值足够大时, 增益曲线出现振荡, $\phi = \pi/2$ 时曲线振荡的幅度和区域比 $\phi = 0$ 和 $\phi = 3\pi/2$ 大.

G_{\max} 随着 Doppler 展宽值 D 的变化曲线如图 4 所示. 由图可以看出: 当驱动场共振时, 对应不同 ϕ 值的 G_{\max} 皆随 Doppler 展宽值 D 的增大单调减小; 当 D 值较小时, G_{\max} 随 D 值增大而减小的速度快; 当 D 值足够大时, G_{\max} 随 D 值增大而减小的速度慢; 对给定的 Doppler 展宽值, G_{\max} 随 ϕ 值增大不是单调变化的, 这在下面的图中可以更清楚地看出.

图 5 给出了当 Doppler 展宽值 $D = 0.8$ 时, 增益的极大值 G_{\max} 随着相对相位 ϕ 变化曲线. 从图中看出 G_{\max} 不随 ϕ 值增加而单调增大或减小, 而是周期

当探测场和驱动场同向传播时, 增益的极大值

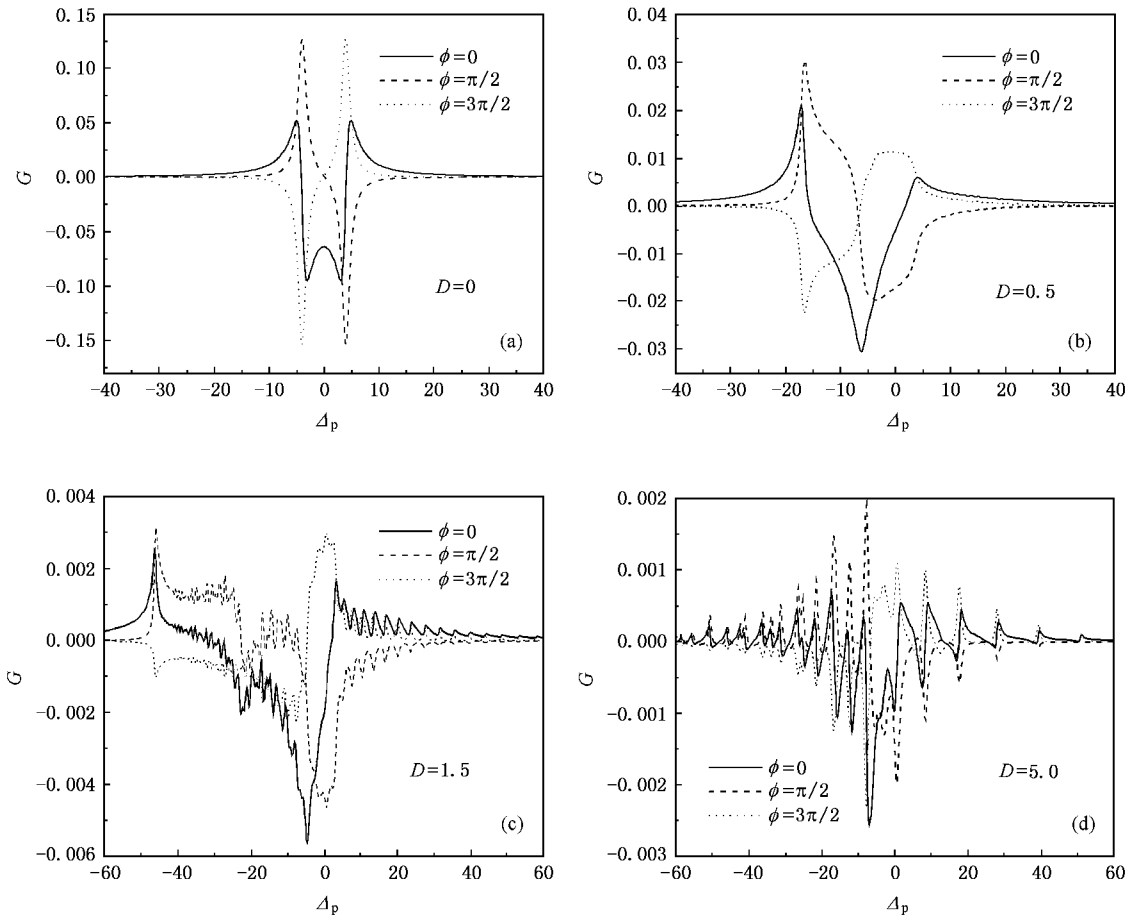


图 3 探测场和驱动场反向传播时, 增益 G 随 Δ_p 的变化, 除 $\eta=1$ 外其他参量取值与图 2 相同

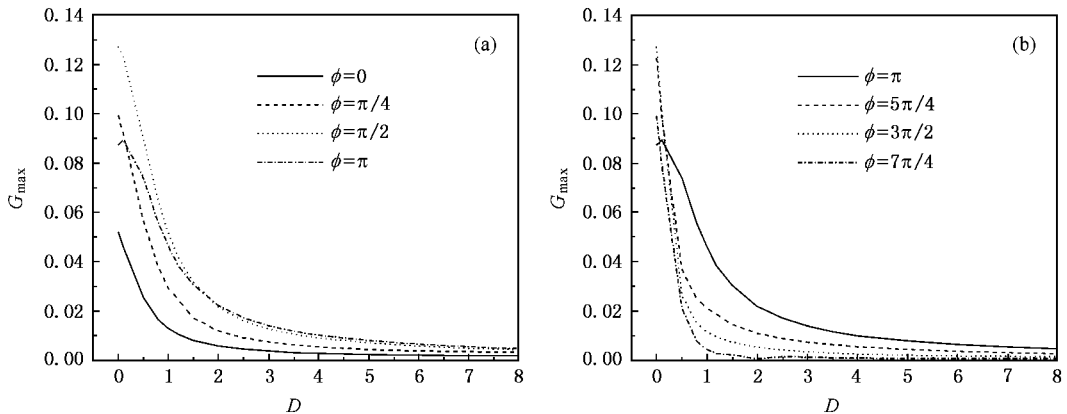


图 4 探测场和驱动场同向传播时, 增益的极大值 G_{\max} 随 D 的变化 (除 $\eta=1$ 外其他参量取值与图 2 相同)

性变化, 周期 $T=2\pi$, 所以可以通过调节相对位相 ϕ 值的大小而得到最大的增益。

另外, 本文对驱动场失谐时, 系统增益的变化也进行了分析。研究结果表明: 当探测场和驱动场同向或反向传播时, 随着 Doppler 展宽值的增大, G_{\max} 不再单调地减小或增大, 而是先增大后减小; 当探测

场和驱动场同向传播时, 若 Doppler 展宽值较小, 则驱动场共振时可以得到比驱动场失谐时更大的增益极大值, 若 Doppler 展宽值较大, 则情况相反; 当探测场和驱动场反向传输且 Doppler 展宽值足够大时, 增益曲线出现振荡, 振荡的平均幅度和范围随着 Doppler 展宽值的增大而增大; 对不同的 ϕ , 系统获

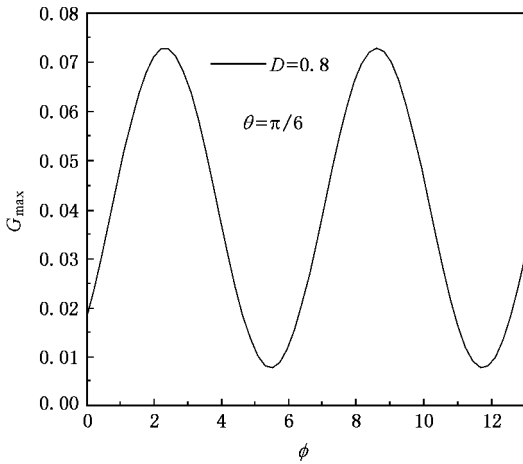


图 5 探测场和驱动场同向传播时,增益的极大值 G_{\max} 随相对位相 ϕ 的函数曲线(其他参数取值与图 3 相同)

得的最大增益所对应的 Doppler 展宽值是不同的;同时当 Doppler 展宽值一定时, G_{\max} 随 ϕ 周期性的变化,周期为 2π ;而且,探测场和驱动场同向传播对系统获得更大的增益是有利的。

现在我们对前面得到的数值计算结果给出简单的物理解释.对定态情况,由关于 $\tilde{\rho}_{ij}$ 的密度矩阵运动方程(如前所述,其形式与方程组(2)相同)可以得到

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_{31} = & \frac{1}{\Omega + (r_a - i\Delta_p)(\Lambda - i\Delta_p + i\Delta_d)} \\ & \times [(\Delta_p - \Delta_d + i\Lambda)(\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{33}) + \alpha\Omega\tilde{\rho}_{12} \\ & - i2\Omega\sqrt{\gamma_1\gamma_2}\cos(\theta)(\cos\phi - i\sin\phi)\tilde{\rho}_{11}], \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $r_a = \gamma_1 + \gamma_2 + \Lambda$. 我们从方程(7)可以看到,对增益 $\text{Im}\tilde{\rho}_{31}$ 和色散 $\text{Re}\tilde{\rho}_{31}$ 的贡献来自三部分:粒子数差(PD)项(正比于 $\tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{33}$),动力学相干(DIC)项(正比于 $\tilde{\rho}_{12}$),自发辐射诱导相干(SGC)项(正比于 $\tilde{\rho}_{11}$),不考虑自发辐射诱导相干效应的 LWI 系统只包含前两项.很明显,SGC 项是相对相位 ϕ 的周期函数,周期是 2π . 因此, $\text{Im}\tilde{\rho}_{31}$ 随 ϕ 值的变化作周期性改变,周期是 2π .

当系统考虑 Doppler 展宽时,通过方程(3)和(4)增益由 $\text{Im}\tilde{\rho}_{31}$ 变为 $\text{Im}\bar{\rho}_{31}$,但 $\text{Im}\bar{\rho}_{31}$ 仍为相对相位 ϕ 的周期函数. DIC,SGC 以及 Doppler 展宽的共同作用将导致量子干涉相长或相消,这主要取决于 Doppler 展宽、相对相位、驱动场和探测场失谐以及两个电偶极矩的夹角(从方程中(7)可以清楚地看出).对以上参量的某些取值,干涉相消发生从而导致增益的下降甚至吸收;而对以上参量的另外一些取值,干涉相长发生从而导致增益的增强.对以上参量的适当取值,将会导致最强的干涉相长,从而获得最大的增益.

4. 结 论

本文利用从稳态解析解得到的数值计算结果,讨论了考虑自发辐射诱导相干时,探测场和驱动场之间的相对位相具有 Doppler 展宽的封闭 Λ 型系统中 LWI 增益的影响.我们发现,当探测场和驱动场同向、反向传输且驱动场共振时,增益的极大值随 Doppler 展宽值的增大而单调的减小,反向传输时减小的速度比同向传输时快;当探测场和驱动场同向、反向传播且驱动场失谐时,增益的极大值随 Doppler 展宽值的增大不再是单调的减小或增大,通过调节相对相位的数值,可以得到最大的 G_{\max} ,远大于相对相位 $\phi = 0$ 时所对应的 G_{\max} ;当探测场和驱动场反向传输且 Doppler 展宽值足够大时,增益曲线出现振荡,振荡的平均幅度和范围随着 Doppler 展宽值的增大而增大;对不同的 ϕ ,系统获得的最大增益所对应的 Doppler 展宽值是不同的;当 Doppler 展宽值为常数时,增益的极大值随相对相位 ϕ 的变化不是单调地减小或增大,而是周期性变化,调制周期为 $T = 2\pi$. 不管驱动场共振还是失谐,当探测场和驱动场同向传输时系统可以获得远大于反向传输时的增益极大值,因此同向传输对系统获得最大的增益是有利的.另外,通过以上讨论我们可以知道,自发辐射诱导相干性对无反转增益的贡献比动力学相干性的贡献大得多.

[1] Mompert J, Corbalan R 2000 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **2** R7
 [2] Li C R, Li Y C, Men F K, Bao C H, Tsai Y C, Wang J F 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 201114

[3] Allahverdyan A E, Gracia R S, Nieuwenhuizen T M 2005 *Phys. Rev. E* **71** 46106
 [4] Fan X J, Cui N, Ma H, Li A Y, Li H 2006 *Eur. Phys. J. D* **37** 129

- [5] Scully M O 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 1855
- [6] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 36
- [7] Wu Y , Yang X X 2005 *Phys. Rev. A* **71** 53805
- [8] Yao M , Zhu K D , Yuan X Z , Jiang Y W , Wu Z J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1769 (in Chinese) [姚 鸣、朱卡的、袁晓忠、蒋逸文、吴卓杰 2006 物理学报 **55** 1769]
- [9] Ma H M , Gong S Q , Sun Z R , Li R X , Xu Z Z 2006 *Chin. Phys.* **15** 2588
- [10] Zhou P , Swain S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 832
- [11] Ban Y F , Guo H , Han D A , Sun H 2005 *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.* **7** 35
- [12] Berman P R 2005 *Phys. Rev. A* **72** 1
- [13] Gonzalo I , Antón M A , Carreño F , Calderén O G 2005 *Phys. Rev. A* **72** 33809-1
- [14] Li J H , Luo J M , Yang W X , Peng J C 2005 *Chin. Phys.* **14** 985
- [15] Ghafoor F , Zhu S Y , Zubairy M S 2000 *Phys. Rev. A* **62** 13811
- [16] Liu C P , Gong S Q , Fan X J , Xu Z Z 2004 *Opt. Commun.* **239** 383
- [17] Fan X J , Li J J , Tian S F , Cui N , Li H , Li A Y , Xu Z Z 2005 *J. Mod. Opt.* **52** 1757
- [18] Cui N , Fan X J , Tian S F , Ma H , Li A Y , Xu Z Z 2006 *J. Mod. Opt.* **53** 1165
- [19] Yuan S , Gao J Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1081 (in Chinese) [袁 石、高锦岳 2000 物理学报 **49** 1081]
- [20] Wu J H , Gao J Y 2002 *Phys. Rev. A* **65** 63807
- [21] Fan X J , Cui N , Tian S F , Ma H , Gong S Q , Xu Z Z 2005 *J. Mod. Opt.* **52** 2759
- [22] Karawajczyk A , Zajrzewski J 1995 *Phys. Rev. A* **51** 830
- [23] Vemuri G , Agarwal G S 1996 *Phys. Rev. A* **53** 1060
- [24] Mompert J , Peters C , Corbalan R 1998 *Phys. Rev. A* **57** 2163
- [25] Lukin M D , Scully M O , Welch G R , Fry E S , Hollberg L , Padmabandu G G , Robinson H G , Zibrov A S 1996 *Laser Phys.* **6** 436
- [26] Boon J R , Zekou E , McGloin D , Dunn M H 1998 *Phys. Rev. A* **58** 2560
- [27] Ahufinger V , Mompert J , Corbalan R 1999 *Phys. Rev. A* **60** 614
- [28] Fan X J , Liu C P , Tian S F , Li J J , Zhu M Z , Cui N , Gong S Q 2004 *J. Mod. Opt.* **51** 399
- [29] Fan X J , Xu H , Tian S F , Tong D , Xu Z Z 2004 *Opt. Commun.* **241** 399
- [30] Xu W H , Gao J Y 2005 *Chin. Phys.* **14** 2496.
- [31] Ma H , Tan X , Tian S F , Tong D M , Fan X J 2007 *Chin. Phys.* **16** 2400

Phase control of inversionless gain in a closed atomic system with Doppler broadening *

Ma Hui Bu Fan-Ge Qiao Hong-Xia Tong Dian-Min Fan Xi-Jun[†]

(College of Physics and Electronics , Shandong Normal University , Jinan 250014 , China)

(Received 21 March 2007 ; revised manuscript received 18 May 2007)

Abstract

We studied the controlling role played by the relative phase between the probe and driving fields on inversionless gain of the probe field in a closed and Doppler broadened Λ -type three-level system with spontaneously generated coherence (SGC). It was found that (1) Regardless of the driving field being in or off resonance , and regardless of the probe and driving fields being co- or counter- propagating , the gain maximum value always varies periodically with variation of the relative phase with the period 2π . (2) When the driving field is in resonance , the gain maximum value decreases monotonically with Doppler width increasing , and moreover , the decreasing in the counter-propagation case is faster than that in the co-propagation case. When the driving field is off resonance , the gain maximum value does not monotonically decrease or increase with Doppler width increasing. In both above cases , the largest inversionless gain can be gotten by adjusting the relative phase. (3) The contribution of SGC to the inversionless gain is much larger than that of the dynamically induced coherence.

Keywords : spontaneously generated coherence , phase control , Doppler broadening , gain without inversion

PACC : 4250

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10675076) and the Natural Science Foundation of Shandong Province , China (Grant No. 2006A21).

[†] E-mail : xjfan108@yahoo.com.cn