

三角架型四能级相干介质中的光学双稳态*

田璐槐, 邝耘丰, 刘 芬

(华东交通大学 应用物理系, 江西 南昌 330013)

【摘 要】主要研究了共振类系统中的三角架型四能级原子介质被三个光场所驱动, 然后将其放入单向环形腔的双稳态行为。通过研究发现驱动场和控制场的频率, 合作参数, 以及失谐量都能不同程度的影响光学双稳态的产生, 还给出了双稳态的阈值宽度以及可调参数的取值范围, 为实验上控制和实现光学双稳态提供了理论依据。

【关键词】三角架型四能级原子; 光学双稳态; 相干介质

【中图分类号】O431.2 **【文献标识码】**A **【文章编号】**1673-1891(2014)02-0061-04

1 引言

光学双稳态(optical bistability)概念最早(1969)是在可饱和吸收介质的系统中提出的, 并于 1976 年首次在钠蒸气介质中观察到。光学双稳态的本质是由克尔非线性效应^[1]产生, 并且要实现光学双稳态需要三个条件: 一定频率的入射光, 反馈系统, 非线性介质^[2]。在光与物质相互作用的系统中, 量子干涉效应, 自发辐射效应, 量子井隧道效应可以导致很多有趣的物理现象, 如无布局反转激光(lasing without population inversion)^[3], 无吸收折射率增强(enhanced index of refraction without absorption)^[4], 电磁诱导透明(Electromagnetically Induced Transparency 简称 EIT)^[5], 相干布局捕获(Coherent Population Trapping 简称 CPT)^[6]等等, 这些有趣现象也同样影响了光学双稳态的行为。

在这里笔者提出了一个在三角架型四能级原子系统^[7]中利用单向环形腔来控制实现光学双稳态^{[8]-[9]}的方案, 并且详细考察了各个物理参数对光学双稳态的影响。

2 模型与动力学方程

笔者考虑的模型如图 1 所示, 一个幅值为 E_P , 角频率为 ω_P 的探测场来驱动 $|0\rangle \rightarrow |3\rangle$ 之间的原子跃迁, 跃迁频率为 ω_{30} , 激发态向下一能态的衰变率为 γ_{30} ; 另一个幅值为 E_B , 角频率为 ω_B 的相干耦合场来驱动 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ 之间的原子跃迁, 跃迁频率为 ω_{31} , 激发态向下一能态的衰变率为 γ_{31} ; 第三个幅值为 E_C , 角频率为 ω_C 的相干控制场来驱动 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 之间的原子跃迁, 跃迁频率为 ω_{32} , 激发态向下一能态的衰变率为 γ_{32} 。

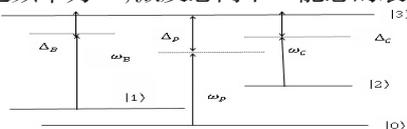


图 1 三角架型四能级原子系统

在这里不考虑三个场的位相关系, 为了方便选取能级 $|0\rangle$ 为能量的参考零点, 然后采用光场与原子相互作用的半经典理论很容易得到相应的哈密顿量为:

$$H = \sum_{i=1}^3 \omega_i |i\rangle \langle i| - (\Omega_P e^{-i\omega_P t} |3\rangle \langle 0| + \Omega_B e^{-i\omega_B t} |3\rangle \langle 1| + \Omega_C e^{-i\omega_C t} |3\rangle \langle 2| + h.c.) \quad (1)$$

假设取原子的哈密顿量:

$$H_0 = \omega_P |3\rangle \langle 3| + (\omega_P - \omega_C) |2\rangle \langle 2| + (\omega_P - \omega_C - \omega_B) |1\rangle \langle 1| \quad (2)$$

运用偶极近似和旋波近似, 在相互作用绘景中, 可以得到原子与场组成的整个系统的哈密顿量为(取 $\hbar = 1$):

$$H_{int} = \Delta_P |3\rangle \langle 3| + (\Delta_P - \Delta_C) |2\rangle \langle 2| + (\Delta_P - \Delta_C - \Delta_B) |1\rangle \langle 1| - (\Omega_P |3\rangle \langle 0| + \Omega_B |3\rangle \langle 1| + \Omega_C |3\rangle \langle 2| + h.c.) \quad (3)$$

在(1), (3)式中: $h.c.$ 表示厄密共轭; 并且 $\Omega_P, \Omega_B, \Omega_C$ 表示相应能级跃迁 Rabi 频率的一半, 即:

$$\Omega_P = \mu_{30} E_P / (2E), \quad (4)$$

$$\Omega_B = \mu_{31} E_B / (2E), \quad (5)$$

$$\Omega_C = \mu_{32} E_C / (2E), \quad (6)$$

其中: $\mu_{ij} = \mu_{ij} \cdot e \cdot L$, $\Delta_P = \omega_P - \omega_{30}$, $\Delta_B = \omega_B - \omega_{31}$, $\Delta_C = \omega_C - \omega_{32}$ 对应的分别是探测场和耦合场以及控制场的失谐量, 并且为了方便, 笔者假设 $E=1$ 。

利用密度矩阵描述和标准方法, 可以得到下面含时密度矩阵方程:

$$\dot{\rho}_{00} = i(\Omega_P \rho_{30} - \Omega_P \rho_{03}) - \frac{1}{2} \gamma_0 \rho_{00} \quad (7)$$

$$\dot{\rho}_{01} = i[\Omega_P \rho_{31} - \Omega_B \rho_{03} + (\Delta_P - \Delta_C - \Delta_B)] - \frac{1}{2}(\gamma_0 + \gamma_1) \rho_{01} \quad (8)$$

$$\dot{\rho}_{02} = i[\Omega_P \rho_{32} - \Omega_C \rho_{03} + (\Delta_P - \Delta_C)] - \frac{1}{2}(\gamma_0 + \gamma_2) \rho_{02} \quad (9)$$

$$\dot{\rho}_{03} = i(-\Omega_P + \Omega_P \rho_{11} + \Omega_P \rho_{22} + 2\Omega_P \rho_{33} - \Omega_B \rho_{01} - \Omega_C \rho_{02} + \Delta_P \rho_{03}) - \frac{1}{2}(\gamma_0 + \gamma_3) \rho_{03} \quad (10)$$

$$\dot{\rho}_{11} = i(\Omega_B \rho_{31} - \Omega_B \rho_{13}) - \gamma_1 \rho_{11} \quad (11)$$

$$\dot{\rho}_{12} = i(\Omega_B \rho_{32} - \Omega_C \rho_{13} + \Delta_B \rho_{12}) - \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2) \rho_{12} \quad (12)$$

收稿日期: 2014-01-22

*基金项目: 国家自然科学基金项目(项目编号: 11065007)。

作者简介: 田璐槐(1987-), 男, 硕士研究生, 研究方向为量子光学。

$$\rho_{13} = i[-\Omega_p \rho_{10} - (\Omega_B - \Delta_c - \Delta_b) \rho_{13} - \Omega_c \rho_{12} - \Omega_B \rho_{31}] - \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_3) \rho_{13} \quad (13)$$

$$\rho_{21} = i(-\Delta_b \rho_{21} - \Omega_B \rho_{23} + \Omega_c \rho_{31}) - \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2) \rho_{21} \quad (14)$$

$$\rho_{22} = i(-\Omega_c \rho_{23} + \Omega_c \rho_{32}) - \gamma_2 \rho_{22} \quad (15)$$

$$\rho_{23} = i(-\Omega_p \rho_{20} - \Omega_B \rho_{21} - \Omega_c \rho_{22} - \Omega_c \rho_{33} + \Delta_c \rho_{23}) - \frac{1}{2}(\gamma_2 + \gamma_3) \rho_{23} \quad (16)$$

$$\rho_{03} = i(\Omega_p \rho_{03} - \Omega_p \rho_{30} + \Omega_B \rho_{13} - \Omega_B \rho_{31} - \Omega_c \rho_{23} - \Omega_c \rho_{32}) - \gamma_3 \rho_{03} \quad (17)$$

同时满足 $\rho_{mn} = \rho_{nm}^*$ ($m, n=0, 1, 2, 3$) 和粒子数守恒条件 $\sum_{m=0}^3 \rho_{mm} = 1$ 。并且系统能级间的衰变率都是唯象引入的, 而且为简化讨论, 笔者假设了所有的 Rabi 频率均为实数。现在把 N 个三脚架型四能级原子全部放入单向环形腔内, 如图 2 所示。

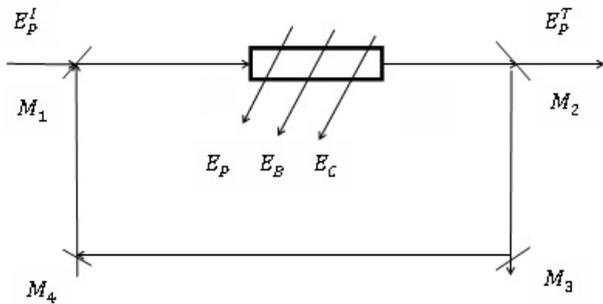


图2 包含原子样品的单向环形腔示意图

假设该腔由两个反射率为 1 的镜面 M_3 和 M_4 , 平面镜 M_1, M_2 其反射和透射系数分别用 R 和 T 表示 ($R+T=1$) 的四面镜子共同组成。由麦克斯韦电磁场理论^[23]可得到总的电磁场为:

$$E = E_p e^{-i\omega_p t} + E_B e^{-i\omega_B t} + E_C e^{-i\omega_C t} + h.c. \quad (18)$$

在缓慢包络近似下, 可以得到探测场的动力学响应方程, 该方程由麦克斯韦方程表示为:

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} + c \frac{\partial E_p}{\partial z} = i \frac{\omega_p}{\epsilon_0} P(\omega_p) \quad (19)$$

在(19)式中: ϵ_0 表示真空中的介电常数, c 表示真空中的光速。 $P(\omega_p)$ 为 $|0\rangle \rightarrow |3\rangle$ 中感应偏振极化强度的缓慢振荡项, 并且它可以表示为 $P(\omega_p) = N\mu \rho_{03}$ 。在稳态情况下, 对于理想的可调谐环形腔, 输入光场 E_p^i 和输出光场 E_p^T 满足的边界条件之间的关系可以写成为:

$$E_p(L) = E_p^T / \sqrt{T} \quad (20)$$

$$E_p(0) = \sqrt{T} E_p^i + R E_p(L) \quad (21)$$

式中的 L 表示原子样品的长度。 $R E_p(L)$ 描述了一种反馈机制, 正是这个反馈的存在才使得光学双稳态得以产生, 如果 $R=0$ 则没有光学双稳态的产生。

由平均场近似, 辅以边界条件(20)和(21)并且令 $x = \frac{\mu E_p^i}{\epsilon_0 \sqrt{T}}$ 和 $y = \frac{\mu E_p^T}{2\epsilon_0 \sqrt{T}}$, 把场归一化, 很容易得到输出

和输入的关系表达式: $y = 2x - iC \rho_{03}(x)$ (22)

其中: $C = \frac{N \omega_p L \mu^2}{2\epsilon_0 c T}$ 习惯性称之为电子合作参数, x 和 y 分别对应光场的输入和输出强度。方程(22)的 $iC \rho_{03}(x)$ 这一项是产生光学双稳态的关键所在。

3 参数选取与讨论

由于笔者讨论的是稳态条件下即: $\frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} = 0$ ($i, j=0, 1, 2, 3$) 的密度矩阵方程, 借助 Mat lab 编程工具求解相应的密度矩阵方程和耦合方程, 就可以得到稳态解。

图 3 给出了合作参数 C 对光学双稳态的影响。从图中能明显看出随着合作参数 C 的增加光学双稳态变得更加稳定, 即它的迟滞回线变宽, 并且光学双稳态的阈值也随着相应的增加; 而当 C 减小到一定值的时候光学双稳态就会消失。对此结果可以定性解释为, 由于电子合作参数 $c = \frac{N \omega_p L \mu^2}{2\epsilon_0 c T}$ 正比于腔内总的原子数, 原子样品的吸收会随着腔内原子数的增加而增强。反之, 则会减弱, 表现在图中就是光学双稳态的明显与不明显。

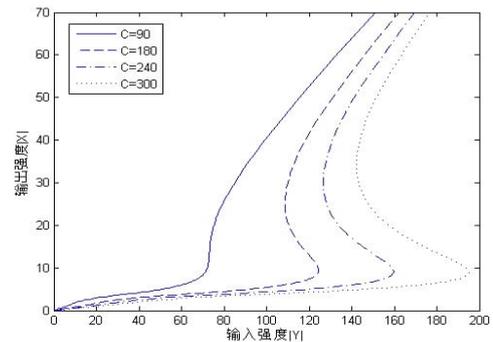


图3 不同的合作参数 C 所对应的输入输出强度关系

图 4(a), 4(b), 4(c) 给出了原子能级 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ 之间频率失谐对光学双稳态的影响。从图 4(a) 看出, 当失谐量是一个负值时, 如图中的 $\Delta_b = -2$, 产生了明显的多稳态。随着失谐量的增加多稳态逐渐过渡到双稳态, 图 4(b) 中, 当 $\Delta_b = 1$, 变成了明显的双稳态。如果继续增加失谐量的值, 从图 4(c) 中看出, 当失谐量增加到某一个值时, 如这里的 $\Delta_b = 4$, 又明显看到了多稳态。产生这种现象的原因可以解释为: 失谐量的变化会对原子跃迁产生一定的影响, 使得场的吸收加强或者减弱, 进而影响了原子介质的克尔非线性效应。因此要想得到理想的光学双稳态现象, 必须控制好失谐量的大小。而如果得到多稳态, 改变失谐量的大小则成为了一个行之有效的方法。

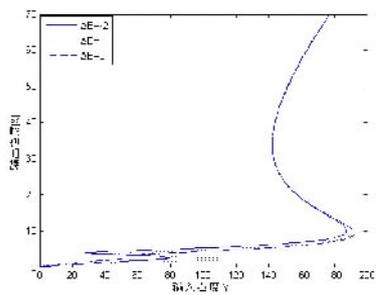


图4(a) 不同的 Δ_B 对应的输入输出强度

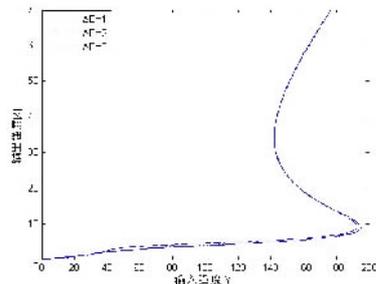


图4(b) 不同的 Δ_B 对应的输入输出强度

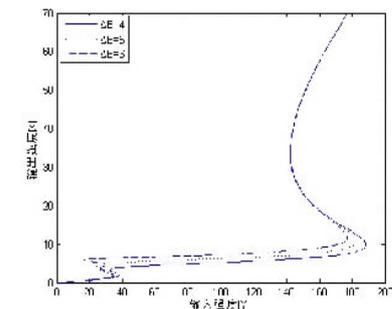


图4(c) 不同的 Δ_B 对应的输入输出强度

图5给出了 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 的失谐量 Δ_c 对光学双稳态的影响。从图中可以看出失谐量为正数时,光学双稳态的形状在输入强度不大时只发生了阈值大小的微小改变,而随着输入强度的增加光学双稳态几乎不发生变化,并且从图中也可以看到只要输入强度达到一定的峰值时,无论失谐量如何变化都不会对光学双稳态产生影响。上述现象可以解释为:失谐量的变化对系统原子的吸收不会产生实质影响,对非线性光学效应也是影响不大。当其他条件不变时,对 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 而言,失谐量的大小可以不予考虑。

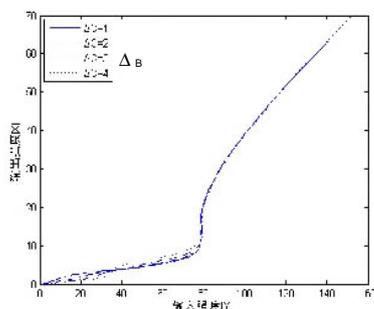


图5 不同的 Δ_c 对应的输入输出强度关系

图6中可以看到原子能级 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ 耦合场 Ω_b 在一定范围内变化时,几乎不会对光学双稳态产生影响,仅仅是阈值发生了微小变化,以及产生双稳态所需要的输入值的细小变化。也就是说只要选取了合适的其他的参数如电子合作参数C等,在上述模型中光学双稳态对耦合场 Ω_b 的依赖程度不大。原因可以解释为:在 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ 能级之间所加的耦合场很小,对原子样品的吸收则不明显,也就不足以改变光学的克尔非线性效应,进而对光学双稳态的影响就非常微弱。

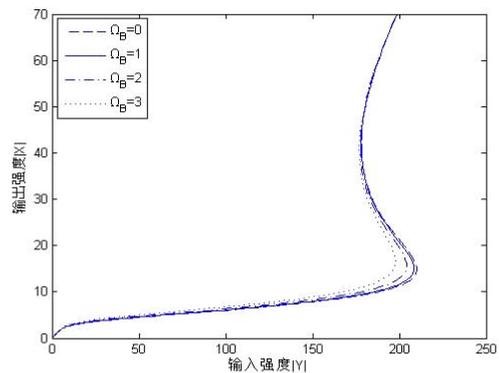


图6 不同的 Ω_b 对应的输入输出强度关系

从图7的信息可知另一耦合场 Ω_c 则会影响双稳态,当很小的时候,双稳态的阈值也比较小,迟滞回线的宽度几乎为零,而随着 Ω_c 的逐渐增加,双稳态阈值增加,迟滞回线宽度变宽,进而产生了稳定的双稳态。此现象解释为: Ω_c 的增加可以使得抽运到激发态的粒子速率增加,从而使得原子的跃迁速率增加,使得吸收饱和速率明显加快,从而对光学双稳态起到了抑制作用。

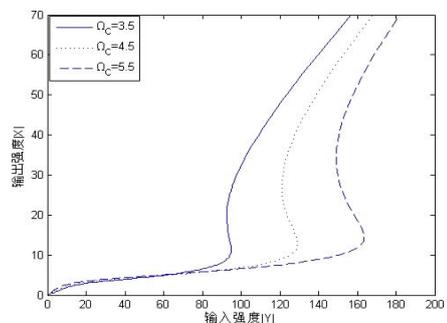


图7 不同的 Ω_c 对应的输入输出强度关系

4 结语

综上所述,采用一种四能级原子系统通过单向环形腔,利用密度矩阵方法详细考察了影响光学双稳态产生的因素,着重研究了合作参数C,耦合场,失谐量对光学双稳态的影响,给出了这些参数的取

值范围,为实验上控制光学双稳态提供了理论参考。通过研究表明,电子合作参数C的大小是影响光学双稳态产生的主要原因,随着合作参数的增

加,单向环形腔中原子的数量逐渐增多,样品的吸收相应的增强,光学双稳态变得愈发稳定。其他因素同样是产生光学双稳态不可或缺的。

注释及参考文献:

- [1] Yueping Niu, and Shangqing Gong. Enhancing Kerr nonlinearity via spontaneously generated coherence[J]. Phys. Rev. A., 2006, Vol. 73 (5): 053811–053816.
- [2] 杨金金, 李慧军, 文文, 等. n型主动拉曼增益原子介质中的光学双稳态[J]. 物理学报, 2012. 61(22): 2242041–2242047.
- [3] Marlan O. Scully & M. Suhail Zubairy. Quantum optics[M]. the United Kingdom: Cambridge university press, 1997.
- [4] 周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 等. 激光原理[M]. 北京: 国防工业出版社, 2000.
- [5] S. E. Harris. Electromagnetically Induced Transparency with Matched Pulses[J]. Phys. Rev. Lett. 1993, vol. 70(5): 552–555.
- [6] E. Arimondo. Coherent population trapping in laser spectroscopy[J]. progress in optics, 1996, vol. 35: 259–288.
- [7] 李家华. 量子相干介质的非线性光学性质及其相关现象的研究[D]: 武汉: 华中科技大学, 2007.
- [8] 陈爱喜, 陈得海, 王志平. 级联型四能级原子相干介质中的光学双稳态和多稳态[J]. 物理学报, 2009, 58(8): 5450–5454.
- [9] 陈爱喜, 陈渊, 杨绍海. 非对称半导体量子阱中的光学双稳态与多稳态[J]. 华东交通大学学报, 2011, 28(3): 65–68.

Optical Bistability in Coherent Medium of Tripod Type Four-level

TIAN Lu-huai, KUANG Yun-feng, LIU-fen

(Department of Applied Physics, East China Jiaotong University, Nanchang, Jiangxi 330013)

Abstract: To study studied the behavior of the tripod type four level atomic medium driven by three light fields in resonant system, then put it to the unidirectional ring cavity. Through the study we found that the driving field and control field frequency, the cooperation parameters, and the detuning can influence the produce of optical bistability in different degree. The bitable threshold width and adjustable parameters are given it can provide a theoretical basis for experimental control and realization of optical bistability.

Key words: tripod type four-level atomic; optical bistability; coherent medium