

文章编号:1004-4213(2010)09-1611-5

电磁诱导下 Y 型四能级原子系统的左手效应*

张振清^{a,b}, 刘正东^{a,b,d,†}, 郑军^{a,c}, 赵顺才^{a,b,d}

(南昌大学 a. 近代物理研究所; b. 纳米技术工程研究中心; c. 理学院; d. 材料学院, 南昌 330031)

摘要: 采用了一个闭合的 Y 型四能级原子系统, 在多模光场的作用下, 利用量子相干技术使其实现介质的左手效应, 使介质具备左手材料特性. 在相互作用表象下, 考虑偶极近似和旋转波近似, 利用密度矩阵方程并结合相关条件下的有关公式进行理论计算. 数值模拟结果显示: 在合适的参量条件下, 介质的相对介电常量和相对磁导率可以同时出现负值, 产生了左手效应, 相应的介质转化为左手材料. 在弱探测场条件下, 当探测光的拉比频率增加时, 介质实现左手效应的频率范围减小并且与之相对应的折射率和吸收系数也发生变化. 通过讨论在左手效应成立的条件下介质对光场的吸收和增益问题, 结果表明: 在弱探测场条件下, 利用电磁诱导的方法也可以实现介质的左手效应, 使得左手材料在实验上的实现也得到了进一步的扩展, 同时也扩展了电磁诱导的应用领域.

关键词: 量子干涉; 电磁诱导; 左手材料; 负折射率

中图分类号: O431.2

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20103909.1611

0 引言

介电常量 ϵ 及磁导率 μ 是用于描述物质电磁性质的基本物理量, 决定着电磁波在物质场矢中的传播特性. 自然界中得到的材料的介电常量及磁导率均为正值, 材料中电磁波的电场 \mathbf{E} 、磁场矢量 \mathbf{H} 及波矢 \mathbf{K} 之间符合右手定则. 然而 1968 年, 前苏联科学家 Veselago 从理论上构造了一种介电常量与磁导率同时为负值的电磁材料. 在这类材料中, 电磁波的电场矢量 \mathbf{E} 、磁场矢量 \mathbf{H} 及波矢 \mathbf{K} 之间符合左手定则, 所以称为左手材料 (Left-Handed Materials, LHMs), 其介电常量和磁导率同时为负, 折射率被定义为负值^[1], 故又称为负折射率介质. 近年来, 对左手材料的研究无论理论上还是在实验上都取得一定的进展. 20 世纪 90 年代末, Pendry 提出可以用金属线阵列 (Wire mesh) 获得负的介电常量, 通过开口环共振器阵列 (Split Ring Resonator, SRR) 获得负的磁导率^[2-3]. 2000 年 Pendry 又提出“完美透镜”的概念^[4]. 不久后, 美国加州大学圣迭哥分校的 Simth 研究小组就合成出具有负折射率的左手材料, 观察到微波束在这种左手材料和空气的分界面上出现负折射现象^[5], 实验验证了负折射率现象的存在. 左手效应及其材料的研究正在深入进行, 现在已经研究发现其很多特性, 如反多普勒效应, 反切仑科夫辐射, 反光压效应等.

原子相干和量子干涉效应是多模光场与多能级原子相互作用中表现出来的奇特的非线性效应. 该效应会导致许多量子光学现象, 如原子自发辐射光谱的新形式^[6]、无反转激光^[7]、电磁感应透明 (EIT)^[8-9]、超慢群速光脉冲和量子干涉下增强的 Kerr 非线性效应等. 基于量子调控、量子干涉机理, Ohtel^[10], Thommen^[11] 等利用电磁诱导产生介质光频区域的左手效应, 使相应介质在一定的参量条件下成为左手材料, 从而在一种新的领域实现了左手材料. 近年来国内对光学左手效应的研究也取得了一定的成绩^[12-13].

本文用量子化方法研究 Y 形四能级原子与三个场相互作用的系统, 系统中利用多能级原子与多模光场相互作用的电磁诱导来实施对相对磁导率和相对介电常量的量子调控, 进而实现左手效应.

1 物理模型

取与 Rb 原子相关的模型^[14], 如图 1, 其中控制场作用于 $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 上, 其 Rabi 频率为 $\Omega_3 = d_{42} \cdot E_3/\hbar$, 探测场作用于 $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 上, 相应 Rabi 频率为 $\Omega_1 = d_{21} \cdot E_1(\omega_1)/\hbar$, 抽运光作用于 $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 上, 相应的 Rabi 频率为 $\Omega_2 = d_{23} \cdot E_2/\hbar$. 这里, $\Delta = \omega_{12} - \omega_1$, $\Delta_2 = \omega_{23} - \omega_2$, $\Delta_3 = \omega_{42} - \omega_3$ 为相应能级与外加场的频率的失谐量. $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ 分别代表自上能级到下能级的弛豫系数, γ_4 是能级 $|4\rangle$ 的非辐射弛豫系数. 模型中 $|1\rangle$ 和 $|4\rangle$ 具有相同的宇称, 且存在磁偶极跃迁 $\mu_{14} = \langle 1 | \hat{\mu} | 4 \rangle \neq 0$, $\hat{\mu}$ 是磁偶极算符; $|2\rangle$ 和 $|4\rangle$ 具

* 国家自然科学基金 (60768001, 10464002) 资助

† Tel: 0791-8304515

Email: lzdgroup@ncu.edu.cn

收稿日期: 2009-12-18

修回日期: 2010-04-28

有相反的宇称,且电偶极矩阵元, $d_{21} = \langle 2 | \hat{d} | 1 \rangle \neq 0$, \hat{d} 是电偶极算符. 为使介质中光场电磁诱导同时产生,还要求满足能级间隔条件^[11] $\omega_{41} = \omega_{12}$, 即能级 $|4\rangle, |1\rangle$ 之间的能级间隔等于或者近似等于 $|1\rangle, |2\rangle$ 之间的能级间隔, 则可使电偶极振荡和磁偶极振荡达到同一频率, 使同时改变相对介电常量和相对磁导率成为可能. 用一束共振的探测光, 便能同时影响以上两个量 (μ_{14} 和 d_{21}). 这种条件在实验上可以通过 $L-S$ 耦合产生能级分裂和利用量子阱等方法来实现.

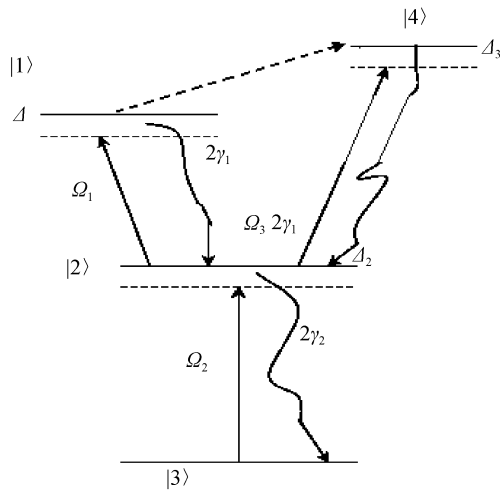


图1 与三个外场相互作用的Y型四能级原子模型
Fig. 1 The model of four-level Y-type atom system interacting with three light fields

在 Canonical 变换下, 系统等效的哈密顿量为

$$H = \hbar\Delta_2 |2\rangle\langle 2| + \hbar(\Delta + \Delta_2) |1\rangle\langle 1| + \hbar(\Delta + \Delta_2) |4\rangle\langle 4| - \hbar(\Omega_3 |2\rangle\langle 4| + \Omega_1 |1\rangle\langle 2| + \Omega_2 |2\rangle\langle 3| + H.C) \quad (1)$$

考虑到原子间由于相互碰撞而引起自发辐射的弛豫过程, 系统的密度演化方程为

$$\begin{aligned} \dot{\rho} = & -\frac{\hbar}{i} [H, \rho] - \gamma_1 \{ |1\rangle\langle 1|, \rho \} - \gamma_2 \{ |2\rangle\langle 2|, \rho \} - \gamma_3 \{ |4\rangle\langle 4|, \rho \} + 2\gamma_1 \rho_{11} |2\rangle\langle 2| + \\ & 2\gamma_2 \rho_{22} |3\rangle\langle 3| + 2\gamma_3 \rho_{44} |2\rangle\langle 2| \end{aligned} \quad (2)$$

从此运动方程出发得到密度非对角元的演化方程为

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{12} = & -(\gamma_1 + \gamma_2 + i\Delta) \rho_{12} - i\Omega_1^* \rho_{11} - i\Omega_2 \rho_{13} - \\ & i\Omega_3^* \rho_{14} + i\Omega_1^* \rho_{22} - \eta \rho_{42} \\ \dot{\rho}_{13} = & -(\gamma_1 + i\Delta + i\Delta_2) \rho_{13} - i\Omega_2^* \rho_{12} + i\Omega_1^* \rho_{23} - \eta \rho_{43} \\ \dot{\rho}_{14} = & -(\gamma_1 + \gamma_3 + i\Delta - i\Delta_3) \rho_{14} + i\Omega_1^* \rho_{24} - i\Omega_3 \rho_{12} - \\ & \eta(\rho_{44} + \rho_{11}) \\ \dot{\rho}_{23} = & -(\gamma_2 + i\Delta_2) \rho_{23} - i\Omega_2^* \rho_{22} + i\Omega_1 \rho_{13} + i\Omega_2^* \rho_{33} + \\ & i\Omega_3 \rho_{43} \\ \dot{\rho}_{24} = & -(\gamma_3 + \gamma_2 - i\Delta_3) \rho_{24} + i\Omega_2^* \rho_{34} + i\Omega_1 \rho_{14} - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & i\Omega_3 \rho_{22} + i\Omega_3 \rho_{44} - \eta \rho_{21} \\ \dot{\rho}_{34} = & -(\gamma_3 - i\Delta_2 - i\Delta_3) \rho_{34} - i\Omega_3 \rho_{32} + i\Omega_2 \rho_{24} - \eta \rho_{31} \end{aligned} \quad (3)$$

式中 $\eta = p \sqrt{\gamma_1 \gamma_3}$ 代表态 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 和 $|4\rangle \rightarrow |2\rangle$ 两个自发辐射通道之间的耦合, $p = d_{12} \cdot d_{42} / (|d_{12}| |d_{42}|) = \cos \varphi$, φ 是偶极矩阵元 d_{21} 和 d_{42} 之间的夹角. 作近似处理取 $\rho_{11} = \rho_{33} = \rho_{44} = 0, \rho_{22} = 1$, 而对结果保留了探测场强度的所有量级, 也就是说包含了所有阶的非线性效应项.

介质对探测场的电响应与密度矩阵非对角元 ρ_{12} 有关, 在光频 ω_1 驱动下产生一个电偶极振荡. 当选择探测场 E_1 与 d_{21} 平行时^[11], 电极化率张量简化为一个标量 α_e .

$$\alpha_e = \frac{|d_{21}|^2 \rho_{12}}{\hbar \epsilon_0 \Omega_1} \quad (4)$$

探测光的磁场部分 \mathbf{B} 与能级 $|4\rangle - |1\rangle$ 相互作用产生磁跃迁, 原子系统对探测场的磁响应与密度矩阵元 ρ_{14} 有关. 设探测光的磁场 $B(\omega_1)$ 与 μ_{14} 平行^[11], 使磁极化率张量简化为一个标量 α_m , 即

$$\alpha_m = \frac{c \mu_0 \mu_{14} d_{21} \rho_{14}}{\hbar \eta \Omega_1} \quad (5)$$

式中 c 为真空中的光速, μ_0 为真空磁导率, η 是模为 1 的复数, 其值由原子系统关于探测场 E_1 的极化强度决定. 由式(4)和(5)得出相对介电常量和相对磁导率

$$\epsilon_r = 1 + N \alpha_e \quad (6)$$

$$\mu_r = \frac{1}{1 - N \alpha_m} \quad (7)$$

在相对介电常量与相对磁导率的实部同时为负值的区域, 介质折射率^[1], 表达式为

$$n = -\sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (8)$$

左手材料的电磁吸收系数 A ^[12], 表达式为

$$A = 2\pi \text{Im}(-\sqrt{\epsilon_r \mu_r}) \quad (9)$$

2 数值计算与结果分析

以 γ^{-1} 为单位 (γ 表示弛豫系数), Rabi 频率 Ω_i 的取值为 $\Omega_i / \gamma (i=1, 2, 3)$, 且 $\Omega_2 = 3.0, \Omega_3 = 1.0$. 为了简化令 $\gamma_1 = 0.1, \gamma_2 = 0.3, \gamma_3 = 0.1; \varphi = 0, \eta = 1; \Delta_2 = \Delta_3 = 0$. 原子电偶极矩、磁矩以及原子数密度分别为: $|d_{21}| = 10^{-32} \text{ C} \cdot \text{m}, \mu_{14} = \mu_B = 1.1654 \times 10^{-29} \text{ A} \cdot \text{m}^2, N = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 其他参量取值见具体图例表述. 本文研究的是相对介电常量 ϵ_r 、相对磁导率 μ_r 、折射率实部和吸收系数随着探测场失谐量 Δ 的变化关系.

2.1 $\Omega_1 = 0.02$

在图 2 中,实线代表 ϵ_r 实部,虚线代表其虚部, $\Omega_1 = 0.02$,其他参量取值如前文所述.从图中可以看出,系统在 $0 \leq \Delta \leq 3.2$ 区间, ϵ_r 的实部出现负值,其中在 $\Delta = 3$ 时,相对介电常量 ϵ_r 的实部达到最小值 -180 ,这些为左手效应提供了前提条件.并且 $\Delta = 3.2$ 时,呈现电磁感应透明现象,这时介质对探测光完全透明.

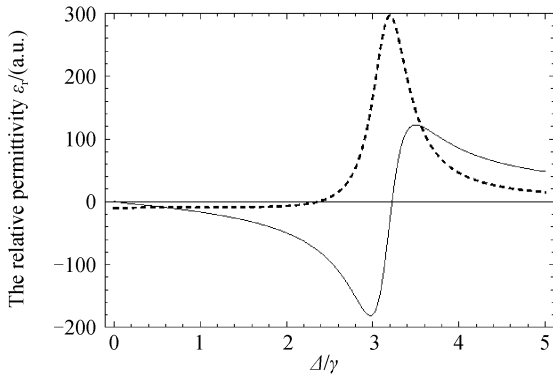


图 2 相对介电常量 ϵ_r 随探测光失谐量 Δ 的变化曲线
Fig. 2 The relative permittivity ϵ_r versus the detuning Δ of the probe frequency field

在图 3 中,实线代表 μ_r 实部,虚线代表其虚部,所有参量取值同图 2.数值模拟结果显示,系统在 $2.1 \leq \Delta \leq 3.2$ 区间, μ_r 的实部出现负值.其中在 $\Delta = 2.6$ 时,相对磁导率 μ_r 的实部达到最小值 -1.25 ,当 Δ 值由 3.2 开始增加时, μ_r 的实部变为正数,而其虚部趋近于 0,介质回归为常规介质.

综合图 2 和图 3,数值计算结果显示:介质在 $2.1 \leq \Delta \leq 3.2$ 区间, ϵ_r 和 μ_r 的实部同时表现为负值,介质对探测光呈现左手效应.

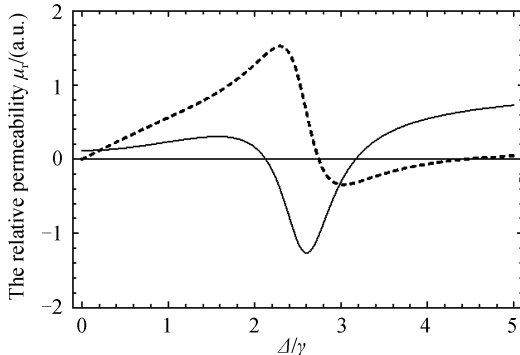


图 3 相对磁导率 μ_r 随探测光失谐量 Δ 的变化曲线
Fig. 3 The relative permeability μ_r versus the detuning Δ of the probe frequency field

图 4(a)表示的负折射率的实部取值在 $[-6.5, -9.5]$ 范围.图 4(b)显示在 $2.1 \leq \Delta \leq 2.3$ 区间,介质吸收系数在增加,特别是当 $\Delta = 2.1$ 时,吸收系数达到最大值 40. $\Delta \geq 2.3$ 时,吸收系数逐渐减小,当 $2.91 \leq \Delta \leq 3.20$ 时,吸收系数的值变为负值,且随着 Δ 的增加,吸收系数的绝对值也增加.在整个

$2.91 \leq \Delta \leq 3.20$ 区间,折射率的实部和虚部同为负值,并且左手效应减弱,增益变大,此时介质成为活性介质^[12].

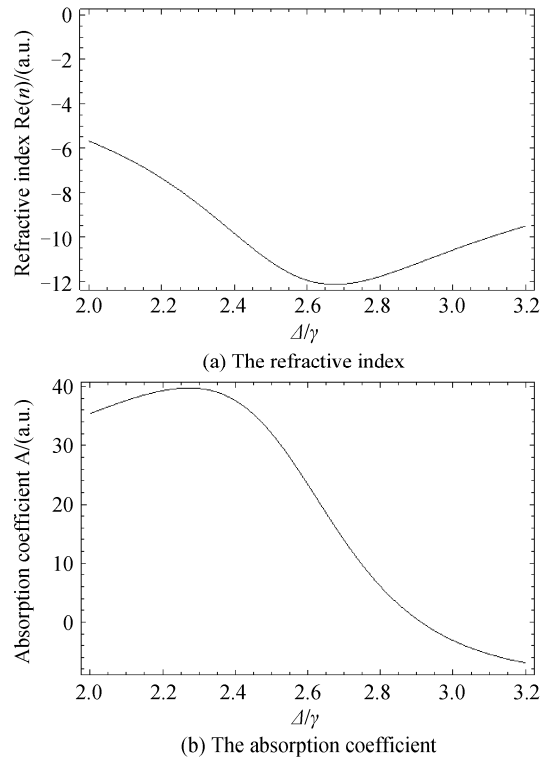


图 4 折射率实部吸收系数和随探测光失谐量 Δ 的变化曲线
Fig. 4 The refractive index and the absorption coefficient versus the detuning Δ of the probe field

2.2 $\Omega_1 = 0.2$

当探测光的拉比频率变化时,系统出现负折射的区域也将随之变化.如取 $\Omega_1 = 0.2$,其他参量不变可以得到图 5 和图 6.

在图 5 和图 6 中,实线代表 ϵ_r 实部,虚线代表其虚部, $\Omega_1 = 0.2$,其它参量取值同图 2.综合图 5 和图 6,数值计算结果显示:介质在 $2.9 \leq \Delta \leq 3.3$ 区间, ϵ_r 和 μ_r 的实部同时表现为负值,介质对探测光呈现左手效应.但是此时出现左手效应的区域的宽

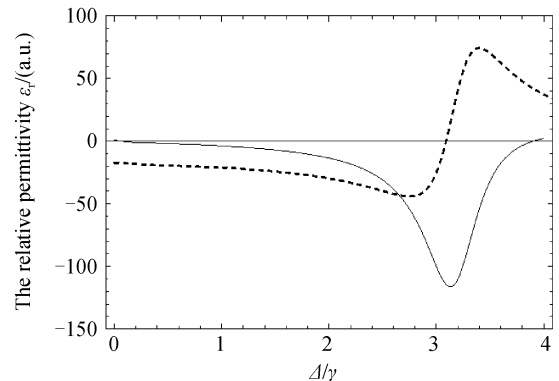


图 5 相对介电常量 ϵ_r 随探测光失谐量 Δ 的变化曲线 ($\Omega_1 = 0.2$)
Fig. 5 The relative permittivity ϵ_r versus the detuning Δ of the probe frequency field ($\Omega_1 = 0.2$)

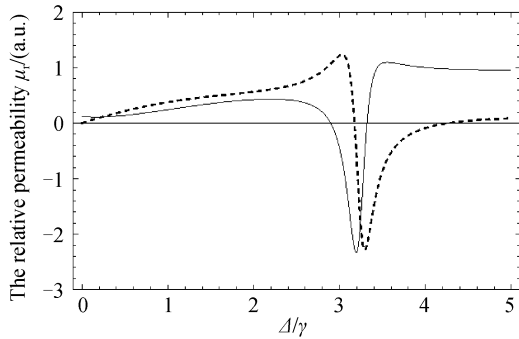
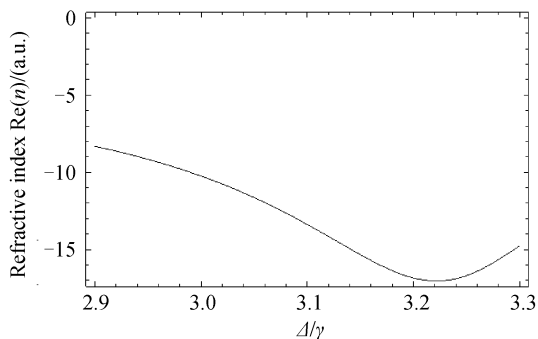


图 6 相对磁导率 μ_r 随探测光失谐量 Δ 的变化曲线 ($\Omega_1=0.2$)

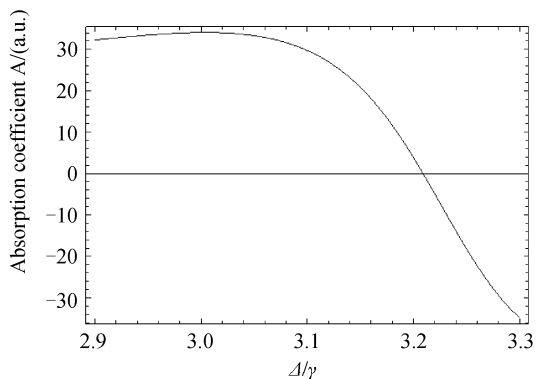
Fig. 6 The relative permeability μ_r versus the detuning Δ of the probe frequency field ($\Omega_1=0.2$)

度不及在 $\Omega_1=0.02$ 时的宽度. 可见, 系统参量的改变可以调整左手效应的频率范围和效果.

图 7 给出对应的介质的负折射率实部和吸收系数随探测光失谐量的变化曲线. 图 7(a) 显示, 在 $2.9 \leq \Delta \leq 3.3$ 区间负折射率实部的取值范围是 $[-8.1, -14.5]$, 图 7(b) 显示, 在大部分频率区间, 即 $2.9 \leq \Delta \leq 3.2$ 吸收系数为正值, 系统表现为吸收, 且吸收系数较大. 而当 $\Delta > 3.2$, 吸收系数变为负值, 出现了介质对探测光的增益, 与图 5(b) 相比较, 介质成为活性介质的频率区间较小.



(a) The refractive index



(b) The absorption coefficient

图 7 折射率实部吸收系数和随探测光失谐量 Δ 的变化曲线
Fig. 7 The refractive index and The Absorption coefficient versus the detuning Δ of the probe fields

3 结论

本文用量子光学的方法研究了 Y 形四能级原子与三个光场相互作用的量子系统. 利用量子干涉机制电磁诱导, 在一定的弱探测场区间实现介质的左手效应, 而且系统在不同的参量条件下, 即在当探测光的拉比频率有强度变化时, 系统呈现左手效应的范围和性质是随之变化的. 本文还涉及到左手介质对光场的吸收和增益问题. 本文特点在于, 利用量子调控在光频范围实现左手效应, 使左手材料的在实验上的实现得到了进一步的扩展.

参考文献

- [1] VESELAGO V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. *Sov Phys Usp.*, 1968, **10**(4): 509.
- [2] PENDRY J B, HOLDEN A J, STEWART W J, *et al.* Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures γ [J]. *Phys Rev Lett*, 1996, **76**(25): 4773-4776.
- [3] PENDRY J B, HOLDEN A J, ROBBINS D J, *et al.* Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena[J]. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 1999, **47**(11): 2075-2084.
- [4] PENDRY J B. Negative refraction makes a perfect lens[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **85**(18): 3966-3969.
- [5] SHELBY R A, SMITH D R, SCHULTZ S. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. *Science*, 2001, **292**(5514): 77-79.
- [6] ZHU S Y, SCULLY M O. Spectral line elimination and spontaneous emission cancellation via quantum interference [J]. *Phys Rev Lett*, 1996, **76**(3): 388-391.
- [7] FLEISCHHAUER M, LUKIN M D. Dark-State polaritons in electromagnetically induced transparency[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**(22): 5094-5097.
- [8] ZHANG Li-ying, LIU Zheng-dong, Absorption and dispersion in probe laser in the four-level Y-type atom system[J]. *Acta Phys Sin.*, 2005, **54**(8): 3641-3645.
张丽英, 刘正东. Y 型四能级原子系统对探测场的吸收和色散 [J]. *物理学报*, 2005, **54**(8): 3641-3645.
- [9] CHEN Jun, LIU Zheng-dong, YOU Su-ping, The hole burning and optical bistability of quasi- Λ -type four-level atom system[J]. *Acta Phys Sin.*, 2006, **55**(12): 6410-6413.
陈俊, 刘正东, 尤素萍. 准 Λ 型四能级原子系统中的烧孔和光学双稳现象[J]. *物理学报*, 2006, **55**(12): 6410-6413.
- [10] OKTEL M O, MUSTEAPLIOGLU O E. Electromagnetically induced left-handedness in a dense gas of three-level atoms[J]. *Phys Rev A*, 2004, **70**(5): 053806-53813.
- [11] THOMMEN Q, MANDEL P. Electromagnetically induced left handedness in optically excited four-level atomic media [J]. *Phys Rev Lett*, 2006, **96**(5): 053601-053605.
- [12] ZHANG Hong-jun, GONG Shang-qing, NIU Yue-ping. *et al.* Negative refractive index in a four-level atomic system [J]. *Chin Phys Sin.*, 2006, **23**(7): 1769-1772.
- [13] ZENG Fu-hua, LIU Zheng-dong, ZHENG Jun, *et al.* The left-handedness effect of quantum manipulation in medium [J]. *Acta Phys Sin.*, 2006, **55**(4): 6410-6413.

曾福华,刘正东,郑军,等. 量子调控中介质的左手效应[J].
物理学报, 2008, 57(4):2218-2221.

enhancement of two photon absorption[J]. *Phys Rev Lett*,
1996, 77(6): 1039-1042.

[14] AGARWAL G S, HARSHAWARDHAN W. Inhibition and

Electromagnetically Induced Left Handedness in Y-type Four Level Atomic System

ZHANG Zhen-qing^{a,b}, LIU Zheng-dong^{a,b,d}, ZHENG Jun^{a,c}, ZHAO Shun-cai^{a,b,d}

(a. *Institute of Modern Physics*; b. *Engineering Research Center for Nano-technology*;
c. *School of Science*; d. *School of Materials, Nanchang University, Nanchang 330031, China*)

Abstract: The quantum system with an interaction between a closed Y-type four-level atom and multi-mode light fields is adopted to possess left handedness by means of the technique of quantum coherence. In the representation of interaction, the density matrix method is utilized in view of the rotating-wave approximation and the di-pole approximation. The conclusion of the numerical simulation shows that under the appropriate parameter conditions, the medium can achieve negative permittivity and negative permeability simultaneously (i. e. the left handedness effect happens and the left-handed material is realized.) In the condition of the weak probe field, when the Rabi frequency of probe light increases, the frequency range of the medium to achieve its left-handed effect decreases and the refractive index and absorption coefficient will also changed correspondingly. The medium to affect light absorption and gain in the conditions of the establishment of left -handed effect are also discussed. The paper can be concluded that, in the conditions of weak probe field, the electro-magnetic induction can be used to achieve the left-handed effect of the medium, which extends the implementation of left-handed materials in the experiment, and extends the application field of electro-magnetic induction.

Key words: Quantum interference; Electromagnetically induction; Left-handed materials; Negative refractive index



ZHANG Zhen-qing was born in 1981. He is pursuing his M. S. degree at Department of Physics, Nanchang University, and his research interests focus on the quantum optics and laser physics.



LIU Zheng-dong was born in 1948. He is a professor and Doctoral Supervisor of Nanchang University. His current research interests focus on quantum optics and laser physics.