

倒 Y 形四能级原子系统电磁诱导的左手效应^{*}

郑 军^{1,2,3)} 刘正东^{1,2,3)} 曾福华^{1,2)} 方慧娟^{1,2)}

1) 南昌大学近代物理研究所, 南昌 330031)

2) 南昌大学纳米技术工程研究中心, 南昌 330047)

3) 南昌大学材料科学与工程学院, 南昌 330031)

(2007 年 11 月 1 日收到, 2007 年 11 月 24 日收到修改稿)

研究了倒 Y 形四能级原子与多模光场相互作用系统, 在量子干涉机理下介质的相对介电常数和相对磁导率受电磁诱导发生显著变化, 在合适的参数条件下它们同时出现负值, 产生了左手效应, 相应的介质转化为左手材料. 随着系统参数的改变, 左手效应频率范围等性质随之变化.

关键词: 量子干涉, 电磁诱导, 左手材料, 负折射率

PACC: 4250, 4265

1. 引 言

左手材料(left-handed materials, LHMs)是介电常数与磁导率同时为负值的电磁材料, 因其中传播的电磁波的电场矢量、磁场矢量以及波矢方向满足左手定则而得名. 左手材料概念最初由 Veselago 于 1968 年提出, 它具有反常折射的负折射率效应^[1](故左手材料又称为负折射率介质), 逆多普勒效应、逆切连科夫辐射^[2]、光束再聚焦和完美透镜^[3]等奇异物理现象. 因为自然界不存在这种物质, 故其理论提出之后的多年间左手材料及其性质的研究进展缓慢. 20 世纪 90 年代, 随着人工周期性材料研究的进展, 左手材料再次成为关注的热点. Pendry 等提出用周期性排列的金属条和开口谐振环可以在微波波段产生等效负介电常数和负磁导率^[4,5]. Smith 研究小组利用合成的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^[6,7], 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.

多能级原子与多模光场相互作用的量子系统中, 多通道的量子干涉效应和原子相干效应, 会导致许多新的物理现象. 如相干布居数俘获^[8]、无反转激光^[9]、电磁感应透明(EIT)^[10,11]、超慢群速光脉冲和

量子干涉下增强的 Kerr 非线性效应等^[12]. 基于量子调控、量子干涉机理, Okfel^[13], Thommen^[14]等研究了利用电磁诱导产生介质光频区域的左手效应, 使相应介质成为左手材料, 这一方法拓展了左手材料实现的技术路线和方法. 国内光学左手效应领域的研究也在进行之中^[15,16].

本文研究倒 Y 形四能级原子系统^[17]中的左手效应问题.

2. 物理模型

倒 Y 形四能级原子系统结构模型如图 1 所示, 其中能级 |1>, |2> 和 |3> 是级联型三能级结构, 而能级 |4> 与能级 |1>, |2> 组合成为一个 Δ 形跃迁结构. 在此系统中允许的电偶极跃迁如下: 能级 |1>, |2> (能级间隔 ω_{12}) 与耦合场 E_1 (频率 ω_1) 相互作用, 能级 |2>, |3> (能级间隔 ω_{23}) 与信号场 E_2 (频率 ω_2) 相互作用, 能级 |4>, |2> (能级间隔 ω_{42}) 与探测场 E_3 (频率 ω_3) 相互作用. 相应能级间隔与光场频率的失谐量分别为 $\Delta_C = \omega_1 - \omega_{12}$, $\Delta_S = \omega_2 - \omega_{23}$, $\Delta_P = \omega_3 - \omega_{42}$. Ω_P , Ω_C 和 Ω_S 分别为探测光、耦合光和信号光的拉比频率. γ_1 , γ_2 , γ_3 分别代表相应能级间的弛豫系数, γ_4 是能级 |4> 的非辐射弛豫系数(如图 1 所示). 模型中 |1> 和 |4> 具有相同的宇称, 且存在磁偶

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60768001 和 10464002)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: lzdgroup@ncu.edu.cn

极跃迁 $\mu_{14} = \langle 1 | \hat{\mu} | 4 \rangle \neq 0$, $\hat{\mu}$ 是磁偶极算符; $|2\rangle$ 和 $|4\rangle$ 具有相反的宇称, 且电偶极矩阵元 $d_{24} = \langle 2 | \hat{d} | 4 \rangle \neq 0$, \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^[13] $\omega_{41} = \omega_{24}$.

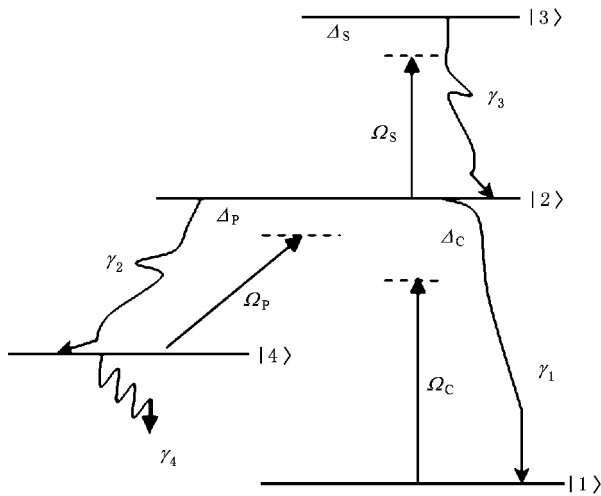


图 1 与三个光场相互作用的倒 Y 形四能级原子系统

在偶极近似和旋波近似下, 考虑拉比频率的复数形式, 系统的密度矩阵元方程如下:

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{11} &= 2\gamma_1\rho_{22} + 2\gamma_4\rho_{44} \\
 &\quad + (\Omega_C^*\rho_{12} - \Omega_C\rho_{21}), \\
 \dot{\rho}_{22} &= -(\gamma_1 + \gamma_2)\rho_{22} + 2\gamma_3\rho_{33} \\
 &\quad - (\Omega_C^*\rho_{12} - \Omega_C\rho_{21}) \\
 &\quad - (\Omega_P^*\rho_{42} - \Omega_P\rho_{24}) \\
 &\quad + (\Omega_S\rho_{23} - \Omega_S^*\rho_{32}), \\
 \dot{\rho}_{33} &= -2\gamma_3\rho_{33} - (\Omega_S\rho_{23} - \Omega_S^*\rho_{32}), \\
 \dot{\rho}_{44} &= 2\gamma_2\rho_{22} - 2\gamma_4\rho_{44} \\
 &\quad + (\Omega_P^*\rho_{42} - \Omega_P\rho_{24}), \\
 \dot{\rho}_{12} &= -(\gamma_1 + \gamma_2 - i\Delta_C)\rho_{12} + i\Omega_P\rho_{14} \\
 &\quad + i\Omega_S\rho_{13} + i\Omega_C(\rho_{11} - \rho_{22}), \\
 \dot{\rho}_{13} &= -(\gamma_3 - (\Delta_C + \Delta_S))\rho_{13} \\
 &\quad + i\Omega_S^*\rho_{12} - i\Omega_C\rho_{23}, \\
 \dot{\rho}_{23} &= -(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 - i\Delta_S)\rho_{23} - i\Omega_C^*\rho_{13} \\
 &\quad - i\Omega_P^*\rho_{43} + i\Omega_S^*(\rho_{22} - \rho_{33}), \\
 \dot{\rho}_{14} &= -(\gamma_4 - (\Delta_C - \Delta_P))\rho_{14} \\
 &\quad + i\Omega_P\rho_{12} - i\Omega_C\rho_{24}, \\
 \dot{\rho}_{42} &= -(\gamma_1 + \gamma_2 - i\Delta_P)\rho_{42} + i\Omega_C\rho_{41} \\
 &\quad + i\Omega_S\rho_{43} + i\Omega_P(\rho_{44} - \rho_{22}), \\
 \dot{\rho}_{43} &= -(\gamma_3 + \gamma_4 - (\Delta_S + \Delta_P))\rho_{43}
 \end{aligned}$$

$$+ i\Omega_S^*\rho_{42} - i\Omega_P\rho_{23}. \quad (1)$$

并且满足关系式 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1$.

介质对探测场的电响应与密度矩阵非对角元 ρ_{42} 有关, 在光频 ω_3 驱动下产生一个电偶极振荡. 当选择探测场 E_3 与 d_{24} 平行时^[14], 电极化率张量简化为一个标量 α_e ,

$$\alpha_e = \frac{|d_{24}|^2\rho_{42}}{\hbar\epsilon_0\Omega_P}. \quad (2)$$

探测光的磁场部分 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 $B(\omega_3)$ 与 μ_{14} 平行^[14], 使磁极化率张量简化为一个标量 α_m , 即

$$\alpha_m = \frac{c\mu_0\mu_{14}d_{24}\rho_{14}}{\hbar\eta\Omega_P}, \quad (3)$$

其中 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_3 的极化强度决定. 由 (2) 和 (3) 式得出相对介电常数和相对磁导率

$$\epsilon_r = 1 + N\alpha_e, \quad (4)$$

$$\mu_r = \frac{1}{1 - N\alpha_m}, \quad (5)$$

在相对介电常数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

$$n = -\sqrt{\epsilon_r\mu_r}, \quad (6)$$

左手材料的电磁吸收系数 A ^[15]表达式为

$$A = 2\pi\ln(-\sqrt{\epsilon_r\mu_r}). \quad (7)$$

3. 数值计算及结果分析

在以下的数值计算中以自发辐射系数 γ_1^{-1} 为单位. 取 $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = 1$, $\gamma_4 = 0$, $\eta = 1$. 原子电偶极矩、磁矩以及原子数密度取值分别为 $|d_{24}| = 10^{-32}$ C·m, $|\mu_{41}| = \mu_B = 1.1654 \times 10^{-29}$ A·m², $N = 10^{20}$ m⁻³. 其他参数取值见具体图例表述.

图 2 表示的是相对介电常数 ϵ_r 随探测光失谐量 Δ_P 的变化情况, 其中实线代表 ϵ_r 的实部, 与系统的色散有关, 虚线代表 ϵ_r 的虚部, 与介质的吸收密切相关. 从图中可以看出, 在 $\Delta_P = +1.0$ 呈现电磁感应透明 (EIT) 现象, 这时介质对探测光完全透明. 系统在 $2.9 \leq \Delta_P \leq 11.0$ 区间, ϵ_r 的实部出现负值, 在 $\Delta_P = +4.1$ 时, 相对介电常数 ϵ_r 的实部达到最小值 -1.39 , 这些为出现左手效应提供了前提条件.

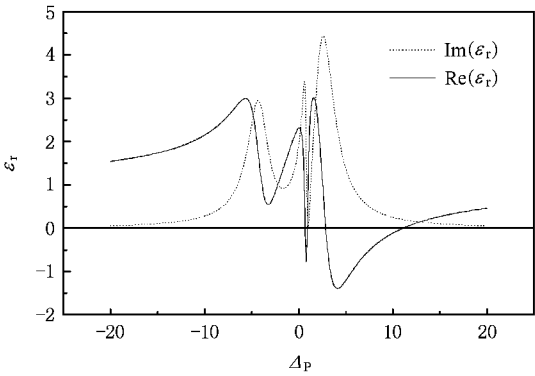


图 2 相对介电常数 ϵ_r 随探测光失谐量 Δ_p 的变化曲线(实线代表 ϵ_r 实部,虚线代表其虚部,各参数取值为 $\Omega_p = 0.02$, $\Omega_C = 1.0$, $\Omega_S = 3.0$, $\Delta_C = 1.0$, $\Delta_S = 2.0$)

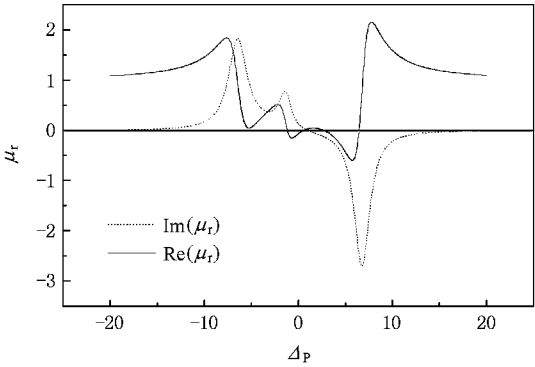


图 3 相对磁导率 μ_r 随探测光失谐量 Δ_p 的变化曲线(实线代表 μ_r 实部,虚线代表其虚部,所有参数同图 2)

图 3 表示相对磁导率 μ_r 随探测光失谐量 Δ_p 的变化曲线,其中实线代表 μ_r 的实部,与系统的折射率有关,虚线代表 μ_r 的虚部.数值模拟结果显示,系统在 $2.8 \leq \Delta_p \leq 6.4$ 区间, μ_r 的实部出现负值.在 $\Delta_p = +5.8$ 时,相对磁导率 μ_r 实部达到最小值 -0.60 .相对磁导率 μ_r 虚部在 $\Delta_p < 1$ 时为正值,而在 $\Delta_p > 1$ 时为负值, $|\Delta_p| > 15$ 时, μ_r 实部趋近于 1 而其虚部趋近于零,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 $2.9 \leq \Delta_p \leq 6.4$ 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 4 表示介质折射率实部 (a) 和吸收系数 (b) 和随探测光失谐量的变化曲线.图 4 (a) 表示的负折射率的实部取值在 $-1.48, -0.78$ 范围.图 4 (b) 显示在 $2.9 \leq \Delta_p \leq 4.09$ 区间,介质吸收系数很小,例如, $\Delta_p = 4.0$ 时,吸收系数为 0.29,显示介质对探测光吸

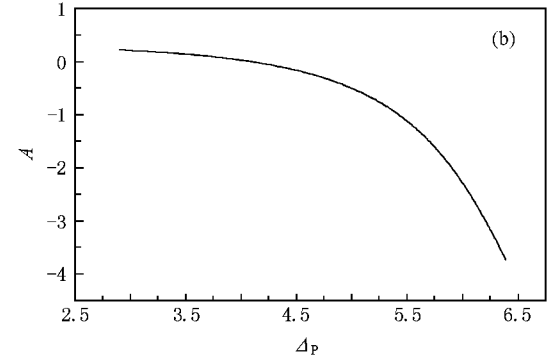
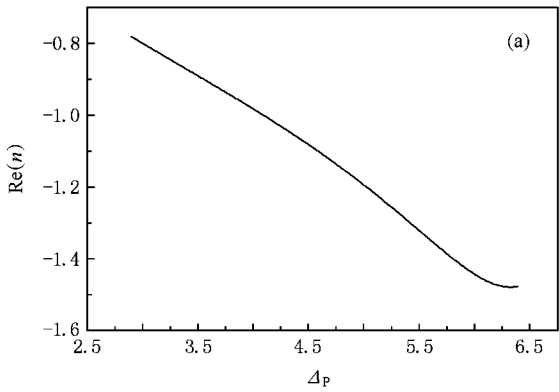


图 4 折射率实部 (a) 和吸收系数 (b) 随探测光失谐量 Δ_p 的变化曲线(参数同图 2)

收很小.特别在 $\Delta_p = 4.09$,吸收几乎为零. Δ_p 在 $[4.1, 6.4]$ 区间,吸收系数变为负值,这时折射率的实部和虚部同为负值,介质表现为对探测光的增益,此时系统成为活性介质^[14].

当探测光和信号光拉比频率变化时,系统出现负折射的区域也将随之变化.如取 $\Omega_p = 0.01$, $\Omega_S = 3.0 + 3.0i$,其他参数不变,可以得到图 5. 图中实线

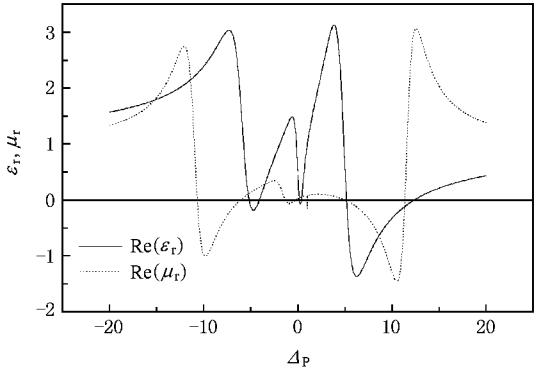


图 5 相对介电常数 ϵ_r 实部(实线)和相对磁导率 μ_r 实部(虚线)随探测光失谐量 Δ_p 的变化曲线(各参数为 $\Omega_p = 0.01$, $\Omega_S = 3.0 + 3.0i$,其他参数同图 2)

和虚线分别表示相对介电常数 ϵ_r 实部和相对磁导率 μ_r 实部随探测光失谐量 Δ_p 的变化曲线.

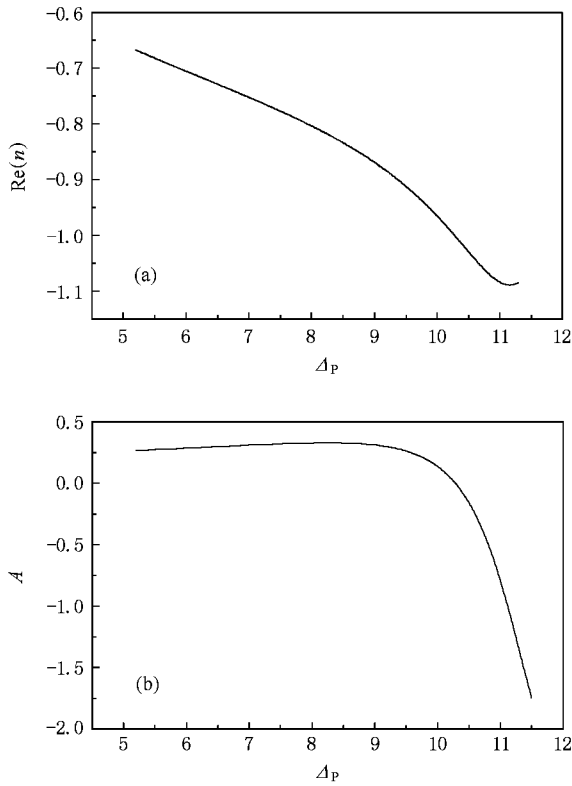


图6 折射率实部(a)和吸收系数(b)随探测光失谐量 Δ_p 的变化曲线(参数同图5)

由图5得出,在 $5.2 \leq \Delta_p \leq 11.3$ 区间, ϵ_r 和 μ_r 的实部均为负值,介质呈现左手效应.而且此时出现

左手效应的区域相对图4更宽,同时 μ_r 实部取负值的范围也增大,当 $\Delta_p = 10.5$ 时,得到 μ_r 实部最小值 -1.46 .可见,系统参数的改变可以调整左手效应的频率范围和效果.

图6给出和图5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6(a)显示,在 $5.2 \leq \Delta_p \leq 11.3$ 区间负折射率实部的取值范围是 $[-1.09, -0.67]$,图6(b)显示,在大部分频率区间,即 $5.2 \leq \Delta_p < 10.2$ 吸收系数为正值,系统表现为吸收,但吸收系数较小.而当 $\Delta_p \geq 10.2$,吸收系数变为负值,出现了介质对探测光的增益.与图5相比较,介质成为活性介质的频率区间较小.

4. 结 论

本文研究了倒Y形四能级原子与多模光场相互作用的量子系统,在弱探测场的条件下,利用量子干涉机理电磁诱导实现介质的左手效应.通过改变光场与原子系统相互作用的参数条件,系统呈现左手效应的范围和性质是可以调整的.与文献[16]相比较,本文不仅研究了量子调控下的左手效应,而且讨论了左手效应的性质随系统参数的变化,还讨论了左手介质对光场的吸收和增益问题.与其他左手效应实现方法^[4-6]相比较,电磁诱导方法从微观的层面改变了介质的光学性质,利用量子调控在光频范围实现左手效应,扩展了左手材料的实现手段.

- [1] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [2] Luo C Y, Ibanescu M, Johnson S G, Johnson S G 2003 *Science* **299** 368
- [3] Pendry J B *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [4] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J, Youngs I 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4773
- [5] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2075
- [6] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [7] Pendry J B, Smith D R 2004 *Physics Today* **57** (6) 37
- [8] Scully M, Zubairy M 1997 *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [9] Fleischhauer M, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094
- [10] Zhang L Y, Liu Z D 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3641 (in Chinese)

[张丽英、刘正东 2005 物理学报 **54** 3641]

- [11] Chen J, Liu Z D, You S P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6410 (in Chinese)[陈峻、刘正东、尤素萍 2006 物理学报 **55** 6410]
- [12] Hau L V, Dutton Z, Behroozi C H, Harris S E 1999 *Nature* **397** 594
- [13] Oktel M Ö, Müstecaplıoğlu Ö E 2004 *Phys. Rev. A* **70** 053806
- [14] Thommen Q, Mandel P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 053601
- [15] Zhang H J, Gong S Q, Niu Y P, Li R X, Xu Z Z 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 1769
- [16] Zeng F H, Liu Z D, Zheng J, Fang H J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2218 (in Chinese)[曾福华、刘正东、郑军、方慧娟 2008 物理学报 **57** 2218]
- [17] Joshi A, Xiao M 2005 *Phys. Rev. A* **72** 062319

Electromagnetically induced left handedness in inverted Y-type four level atomic system^{*}

Zheng Jun^{1 2 3)} Liu Zheng-Dong^{1 2 3)†} Zeng Fu-Hua^{1 2)} Fang Hui-Juan^{1 2)}

¹ *Institute of Modern Physics, Nanchang University, Nanchang 330031, China*

² *Engineering Research Center for Nanotechnology, Nanchang University, Nanchang 330047, China*

³ *School of Materials Science and Engineering, Nanchang University, Nanchang 330031, China*

(Received 1 November 2007 ; revised manuscript received 24 November 2007)

Abstract

The system of inverted Y-type four-level atoms interacting with multi-mode light fields is discussed. Through the mechanism of quantum interference, the relative dielectric permittivity and the relative magnetic permeability will be changed remarkably. Using appropriately chosen parameters, the real parts of both the relative dielectric permittivity and the relative magnetic permeability will be negative, and then the left handedness effect happens and the left-handed material is realized. The properties of left-handed materials such as the range of frequencies of the negative refractive index can be manipulated via changing certain parameters of the system.

Keywords : quantum interference, electromagnetically induction, left-handed materials, negative refractive index

PACC : 4250, 4265

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60768001, 10464002).

[†] Corresponding author. E-mail: jzldgroup@ncu.edu.cn