

量子调控中介质的左手效应^{*}

曾福华^{1 2)} 刘正东^{1 2 3)} 郑 军^{1 2 3)} 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 6 月 26 日收到, 2007 年 9 月 20 日收到修改稿)

研究了准 Λ 型四能级原子与多模光场相互作用的量子系统. 在量子干涉机理下, 原子的相对介电常数和相对磁导率受相干光场诱导发生显著变化, 在合适的参数区间内, 它们同时出现负值, 即产生了左手效应.

关键词: 量子干涉, 左手效应, 电磁诱导, 负折射率

PACC: 4250, 4265

1. 引言

量子干涉和左手材料均是近年来物理学研究的前沿热点. 在量子干涉研究方面, 1990 年 Harris 研究小组^[1]提出电磁感应透明(EIT)后, 成功实现了铯原子的 EIT 实验^[2]. 1992 年 Harris 研究小组^[3]又提出用 EIT 效应可以获得共振增强的非线性极化率, 1999 年 Hau 等^[4]在实验上获得了超慢群速光脉冲, 并首次观察到在量子干涉下增强的 Kerr 非线性效应. 还有超光速^[5]、光存储^[6]、无粒子数反转激光^[7]等均已被研究^[8-11]. 在左手材料领域, 1968 年 Veselago^[12]对电磁波在介电常数和磁导率同时为负的介质中的传播特点作过理论研究, 但是由于自然界中不存在介电常数和磁导率同时为负的介质, 所以他的研究成果在很长一段时间没有得到实验验证. 1996 和 1999 年, Pendry 等^[13, 14]相继提出用周期性排列的金属条和开口谐振环(split-ring resonator)可以在微波波段产生负等效介电常数和负等效磁导率. 在左手材料中, 波矢的方向与能量传播的方向相反, 会出现一些奇特的现象, 如反转多普勒频移(reverse Doppler shift)^[15]、反切连科夫辐射(reverse Cherenkov radiation)^[16]、完美透镜^[17]等. 由于磁场效应在强度上比电场效应弱 2 个数量级, 通常情况下相对磁导率随光频变化不明显. 然而 Oktef 等^[18]利

用耦合电跃迁诱导出磁矩变化, 从而使相对磁导率变化更为明显. 本文研究在准 Λ 型四能级原子气中利用量子干涉机理来实施对相对磁导率和相对介电常数的量子调控, 进而实现左手效应.

2. 准 Λ 型原子结构及其理论模型

图 1 为准 Λ 型四能级原子与两光场相互作用的模型示意图.

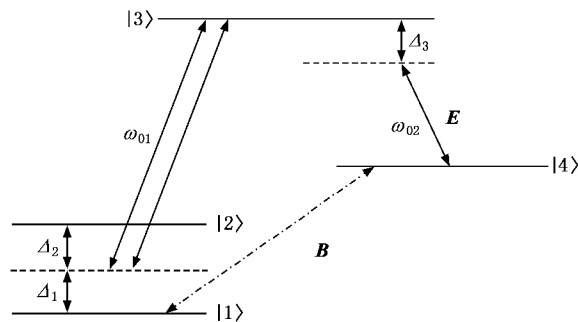


图 1 准 Λ 型四能级原子与两光场相互作用模型示意图

强驱动场 ω_{01} 作用于激发态能级 $|3\rangle$ 与简并基态能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 之间, 其中 Δ_1, Δ_2 分别为对应的失谐量, 弱探测场 ω_{02} 作用于能级 $|3\rangle, |4\rangle$ 之间, 其失谐量为 Δ_3 . 四个能级 $|i\rangle$ 对应的能量本征态分别为 $\hbar\omega_i$ (其中 $i = 1, 2, 3, 4$). 由于偶极禁戒电子不能在

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

[†] 通讯联系人. E-mail: lzdgrou@ncu.edu.cn

能级 $|4\rangle, |1\rangle$ 之间和能级 $|4\rangle, |2\rangle$ 之间跃迁, 在考虑系统拉比频率的相位后, 则有复数形式的密度矩阵元运动方程如下^[19]:

$$\dot{\rho}_{11} = \gamma_1 \rho_{33} + (-i\Omega_1^* \rho_{33} + \text{H.C.}), \quad (1)$$

$$\dot{\rho}_{12} = [(\Delta_1 - \Delta_2)\rho_{12} + \Omega_2 \rho_{13} - \Omega_1^* \rho_{32}], \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{13} = -\frac{1}{2}(\gamma_3 + \gamma_1 + \gamma_2)\rho_{13} + i\Omega_1^*(\rho_{11} - \rho_{33}) + i(\Omega_2^* \rho_{12} + \Delta_1 \rho_{13} + \Omega_3^* \rho_{14}), \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{14} = [(\Delta_1 - \Delta_3)\rho_{14} + \Omega_3 \rho_{13} - \Omega_1^* \rho_{34}], \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_{22} = \gamma_2 \rho_{33} + (-i\Omega_2^* \rho_{32} + \text{H.C.}), \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{23} = -\frac{1}{2}(\gamma_3 + \gamma_1 + \gamma_2)\rho_{23} + i\Omega_1^*(\rho_{22} - \rho_{33}) + i(\Omega_1 \rho_{21} + \Delta_2 \rho_{23} + \Omega_3^* \rho_{24}), \quad (6)$$

$$\dot{\rho}_{24} = [(\Delta_2 - \Delta_3)\rho_{24} + \Omega_3 \rho_{23} - \Omega_2^* \rho_{24}], \quad (7)$$

$$\dot{\rho}_{33} = -(\gamma_3 + \gamma_1 + \gamma_2)\rho_{33} + (i\Omega_1^* \rho_{31} + i\Omega_1^* \rho_{32} + i\Omega_3^* \rho_{34} + \text{H.C.}) \quad (8)$$

$$\dot{\rho}_{34} = -\frac{1}{2}(\gamma_3 + \gamma_1 + \gamma_2)\rho_{34} - i\Omega_3(\rho_{44} - \rho_{33}) - i(\Omega_1 \rho_{14} + \Omega_2 \rho_{24}) - i\Delta_3 \rho_{34}, \quad (9)$$

式中 $\Omega_j (j=1, 2, 3)$ 为能级 $|3\rangle$ 分别与能级 $|1\rangle, |2\rangle, |4\rangle$ 之间的拉比频率。

能级 $|4\rangle, |1\rangle$ 具有相同的宇称, 能级 $|3\rangle, |4\rangle$ 具有相反的宇称, 考虑 $\mu_{14} = \langle 1 | \mu | 4 \rangle \neq 0, d_{34} = \langle 3 | d | 4 \rangle \neq 0$ 的情况, 其中 μ 和 d 分别是磁偶极算符和电偶极算符。若能满足条件 $\omega_3 - \omega_4 = \omega_4 - \omega_1$, 即能级 $|4\rangle, |1\rangle$ 之间的能级间隔等于或者近似等于能级 $|3\rangle, |4\rangle$ 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数和相对磁导率成为可能。用一束近共振的探测光, 便能同时影响以上两个量 (μ_{14} 和 d_{34})。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^[18]。

利用与能级 $|3\rangle, |4\rangle$ 跃迁近共振的探测光场 ω_{02} 照射到如上描述的准 Λ 型结构原子气中, 此时 ω_{02} 的光频也与能级 $|4\rangle, |1\rangle$ 之间的能级间隔很接近, 在光场 ω_{02} 的作用下能级 $|3\rangle, |4\rangle$ 之间将产生电跃迁, 能级 $|4\rangle, |1\rangle$ 之间将产生磁跃迁^[20]。

极化强度矢量 P 为原子电偶极矩 d 的量子力学平均,

$$P = \text{tr}(\hat{\rho} d). \quad (10)$$

由于能级 $|3\rangle, |4\rangle$ 之间的能级差与光频 ω_{02} 近共振, 从能级 $|3\rangle$ 到能级 $|4\rangle$ 的跃迁与 ω_{02} 的电场部分 E 之

间的相互作用对 P 有重要影响, 则

$$P(\omega_{02}) = d_{34} \rho_{43}, \quad (11)$$

而

$$P(\omega) = \epsilon_0 \alpha_e(\omega) E(\omega), \quad (12)$$

式中 $\alpha_e(\omega)$ 为极化率张量。在本模型中可以把 $\alpha_e(\omega)$ 的表达式简化为 $\alpha_e(\omega_{02})$, 再将 $\alpha_e(\omega_{02})$ 简写为 α_e 。若探测场的电场 $E(\omega_{02})$ 与 d_{34} 平行, 则 α_e 简化为一个标量^[20],

$$\alpha_e = \frac{|d_{34}|^2 \rho_{43}}{\hbar \epsilon_0 \Omega_3}. \quad (13)$$

同理, 磁化强度 M 为磁偶极矩 μ 的量子力学平均,

$$M = \text{tr}(\hat{\rho} \mu). \quad (14)$$

能级 $|4\rangle$ 到能级 $|1\rangle$ 的跃迁与 ω_{02} 的磁场部分 B 相互作用产生磁跃迁, 对 M 有重要影响^[20],

$$M(\omega_{02}) = \mu_{41} \rho_{14}, \quad (15)$$

又

$$\mu_0 M(\omega) = \alpha_m(\omega) B(\omega), \quad (16)$$

式中 $\alpha_m(\omega)$ 为磁化率张量。在本模型中可将 $\alpha_m(\omega)$ 的表达式简化为 $\alpha_m(\omega_{02})$, 再将 $\alpha_m(\omega_{02})$ 简写为 α_m 。若探测场的磁场 $B(\omega_{02})$ 与 μ_{14} 平行, 则 α_m 简化为一个标量^[19],

$$\alpha_m = \frac{\mu_0 c \mu_{41} d_{34} \rho_{14}}{\hbar \eta \Omega_3}, \quad (17)$$

式中 c 为光速, μ_0 为真空磁导率, η 为模为 1 的复数, 其值由准 Λ 形四能级系统关于 $E(\omega_{02})$ 的极化强度决定。

利用(13)和(17)式可以得出相对介电常数和相对磁导率,

$$\epsilon_r = 1 + N \alpha_e, \quad (18)$$

$$\mu_r = \frac{1}{1 - N \alpha_m}, \quad (19)$$

式中 N 为原子密度。

3. 数值计算及结果分析

在以下的数值模拟中, 取 $|\mu_{41}| = 1.1654 \times 10^{-25} \text{ Am}^2$, $|d_{34}| = 10^{-32} \text{ Cm}$, $N = 5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, $\eta = \cos(1.25\pi) + i \sin(1.25\pi)$, $\Delta_1 = 2$, $\Delta_2 = -2$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = 1$, $\Omega_1 = \Omega_2 = 2 + i0.1$ (强驱动场), $\Omega_3 = 0.01$ (弱探测场) 相对介电常数和相对磁导率的数值模拟结果分别如图 2、图 3 所示。

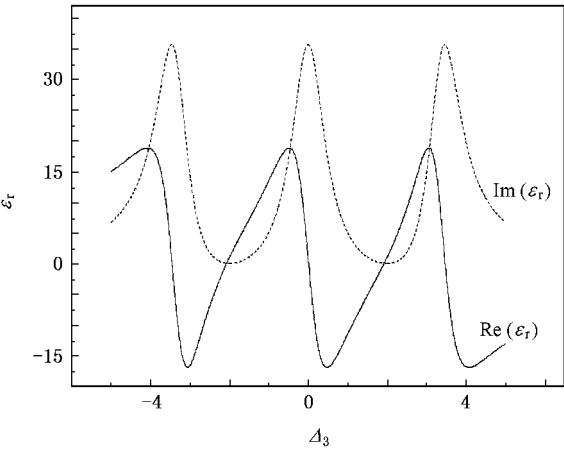


图 2 相对介电常数 ϵ_r 随失谐量 Δ_3 的变化关系

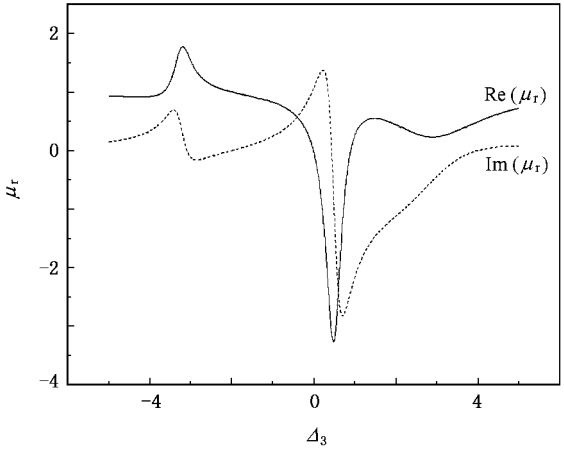


图 3 相对磁导率 μ_r 随失谐量 Δ_3 的变化关系

由图 2 可看出, ϵ_r 的虚部总是为正, 即始终表现为吸收. ϵ_r 的实部在 $(0, 2)$ 区间内为负值, 其最大负值区域并不是处于吸收峰. 另外, ϵ_r 受电磁诱导改变比较大, 实部最大值可以达到 20, 最小值也将近达到 -20.

由图 3 可看出, μ_r 的实部在 Δ_3 的 $(0, 1)$ 区间内取得负值; μ_r 的虚部在 $(0, 0.5)$ 区间内取得正值, 表现为吸收, 在 $\Delta_3 = 0.25$ 处有个吸收峰, 虚部在 $(0.5, 4)$ 区间内取得负值, 表现为增益, 在 $\Delta_3 = 0.75$ 处有个增益峰. 从图 3 还可以看出, 在 $\Delta_3 = 0.5$ 处, $\text{Re}(\mu_r)$ 有个谷, 其值为 $\text{Re}(\mu_r) = -3.3$, 其虚部这时正好为零.

由 $n^2 = \epsilon_r \mu_r$ 可得

$$n = \pm \sqrt{\epsilon_r \mu_r}. \quad (20)$$

Veselago^[12]推断并经美国加州大学圣地亚哥分校 (UCSD) 研究组^[21]实验证明, 若某介质同时具有 $\epsilon_r < 0$, $\mu_r < 0$ 时 (20) 式右端应取负值. 平面电磁波在一个同时具有负介电常数和负磁导率的媒质中传播时其方向将与能流方向相反. 电场旋度方程为电场矢量 E 、磁感应强度 B 和波矢 k 三者的方向提供了明确的右手定则. 然而, 能流方向由 $(E \times H)$ 提供, 仅在磁导率 $\mu > 0$ 时才形成右手系统. 当 $\mu < 0$ 时, 波传播方向将反转, 与能流方向相反, 这时 E, H, k 三者形成左手系, Veselago 称这种材料为左手化媒质^[12].

从图 4 可以看出, 在 Δ_3 的区间为 $(0, 1)$ 时, ϵ_r , μ_r 同时取得负值, 且几乎同时达到负的最小值, 出现了显著的左手效应, 即存在负折射率现象. 从图 4 还可以看出, ϵ_r 的变化幅度比 μ_r 的变化幅度要大.

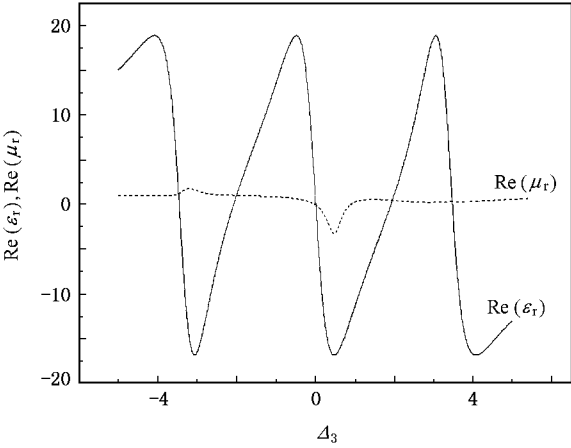


图 4 相对介电常数的实部 $\text{Re}(\epsilon_r)$ 和相对磁导率的实部 $\text{Re}(\mu_r)$ 随失谐量 Δ_3 的变化关系

4. 结 论

本文研究了准 Λ 型四能级原子系统和多模光场相互作用时量子干涉机理导致的电磁诱导左手效应, 在特定的参数区域能够实现负折射率. 与光子晶体方法相比较, 电磁诱导的方法从更微观的层次改变了物质的光学参数, 因此其应用领域可能将会更广泛.

[1] Harris S E , Field J E , Imamog̃lu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107

[2] Bollr K J , Imamolu A , Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593

[3] Harris S E , Field J E , Kasapi A 1992 *Phys. Rev. A* **46** R29

[4] Hau L V , Dutton Z , Behroozi C H , Harris S E 1999 *Nature* **397** 594

[5] Wang L J , Kuzmich A , Dogariu A 2000 *Nature* **406** 277

[6] Liu C , Dutton Z , Behroozi C H , Hau L V 2001 *Nature* **409** 490

[7] Fleischhauer M , Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094

[8] Liu Z D , Wu Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2970 (in Chinese) [刘正东、武 强 2004 物理学报 **53** 2970]

[9] Sun Q Q , Gu Y , Gong Q H 2004 *Chin. Phys.* **13** 121

[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] Zhang L Y , Liu Z D , Chen J 2005 *Sci. China G* **48** 593

[12] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509

[13] Pendry J B , Holden A J , Stewart W J , Youngs I 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4773

[14] Pendry J B , Holden A J , Robbins D J , Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* **47** 2075

[15] Reed E J , Soljačić M , Joannopoulos J D 2003 *Phys. Rev. Lett.* **13** 133901

[16] Luo C Y , Ibanescu M , Johnson S G , Johnson S G 2003 *Science* **299** 368

[17] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966

[18] Oktel M Ö , Müstecaplıoğlu Ö E 2004 *Phys. Rev. A* **70** 053806

[19] 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]

[20] Thommen Q , Mandel P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 053601

[21] Shelby R A , Smith D R , Schultz S 2001 *Science* **292** 77

The left-handedness effect of quantum manipulation in medium *

Zeng Fu-Hua^{1 2)} Liu Zheng-Dong^{1 2 B)†} Zheng Jun^{1 2 B)} 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 26 June 2007 , revised manuscript received 20 September 2007)

Abstract

The quantum mechanics system with interaction between quasi- Λ type four-level atoms and multi-mode light fields is discussed. Under the mechanism of quantum interference , the relative dielectric permittivity and the relative magnetic permeability will change remarkably. In certain range of parameters , both of them will be negative. At this time , the left-handedness effect happens.

Keywords : quantum interference , left-handedness effect , electromagnetical induction , negative refractive index
PACC : 4250 , 4265

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

† Corresponding author. E-mail : lzdgroup@ncu.edu.cn