

基于量子相干控制吸收的准 Λ 型四能级原子局域化研究

张蕾 戈燕 张向阳

Study on atomic localization of Λ -type quasi-four level atoms based on absorption with quantum coherent control

Zhang Lei Ge Yan Zhang Xiang-Yang

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 134204 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.134204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

量子相空间分布函数与压缩相干态表示间的变换关系

[Transform relations between squeezed coherent state representation and quantum phase space distribution functions](#)

物理学报.2015, 64(2): 024207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024207>

飞秒激光脉冲整形技术及其应用

[Femtosecond pulse shaping technology and its applications](#)

物理学报.2014, 63(18): 184201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.184201>

二能级原子与多模光场简并多光子共振相互作用系统中量子保真度的演化特性

[Evolution of the quantum fidelity in a system of multimode light field interacting resonantly with a two-level atom through degenerate multi-photon process](#)

物理学报.2014, 63(18): 184203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.184203>

利用冷原子系综制备窄线宽三光子频率纠缠态

[Generation of narrowband triphoton frequency-entangled states via cold-atom ensembles](#)

物理学报.2014, 63(14): 144203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.144203>

基于增强拉曼散射的光子-原子双模压缩态的实现

[Generation of two-mode photon-atom quadrature squeezing based on enhanced raman scattering](#)

物理学报.2014, 63(1): 014202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.014202>

基于量子相干控制吸收的准 Λ 型四能级原子局域化研究*

张蕾 戈燕 张向阳†

(江南大学理学院, 无锡 214122)

(2014年12月2日收到; 2015年1月6日收到修改稿)

提出了一种基于量子相干控制吸收的对准 Λ 型四能级原子进行二维局域化方案. 利用密度矩阵微扰理论, 得到了确定原子空间位置信息的筛选函数解析表达式. 在缀饰态表象中, 分析了在相干控制场作用下原子初始状态对原子局域的影响. 数值模拟了控制场参量对原子局域化结果的影响. 研究发现原子局域化结果与初始时刻在控制场作用下原子在下能态的布局、下能级间产生的极化密切相关; 不管探测场与耦合场是否满足电磁感应透明配置条件, 通过改变控制场中的行波场的振幅和探测场的失谐量, 均可实现高精度原子局域化, 在亚波长范围内测量到原子的概率达到100%.

关键词: 原子局域化, 相干控制, 吸收, 缀饰态

PACS: 42.50.-p, 42.50.Gy, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.64.134204

1 引言

应用光学方法实现高精度原子局域化和原子位置精确测量在激光冷却^[1], 中性原子俘获^[2], 原子毫微光刻^[3]和玻色-爱因斯坦凝聚^[4], 以及运动原子的中心质量波函数测量^[5]等方面有着广泛的应用前景. 高精度原子局域和原子位置测量也是激光物理学、激光与原子相互作用的一个重要研究方向, 得到许多科研者广泛关注.

近年来在原子局域化研究中, 人们利用激光与多能级原子相互作用中的量子干涉效应, 所谓的量子干涉效应是指不同能级上的原子向同一目标能级跃迁时不同跃迁通道之间概率幅的干涉效应. 量子干涉效应有着广泛的应用前景并能产生许多新的物理现象, 如电磁诱导光透明 (electromagnetically induced transparency, EIT)^[6], 量子相干控制^[7], 慢光^[8-10]、高效非线性过程^[11]等. 量子干涉效应的应用可以改变光学媒质、原子系统的吸

收、辐射特性^[12]. 人们将量子干涉效应应用到控制原子的增益谱, 吸收谱, 粒子数布局和自发辐射等方面可以实现原子局域化和位置的精确测量, 提出了多种实现原子局域化的方案. 这些方案共同的特点是在原子穿过驻波场的过程就可对原子进行局域化、实时探测原子位置^[13]. 例如 Sahrai 小组提出了一个通过测量在特定频率的弱探测场的吸收谱能够在任意一个腔场半波长里实现原子在亚波长范围的局域^[14]; Sahrai 和 Tajalli 小组提出了一个含有微波场的闭合三能级系统通过探测场的吸收谱来获得原子的位置信息^[15]; Rahmatullah 和 Qamar 小组通过在 Λ 型三能级原子中的探测吸收光谱方法提出了对原子进行二维局域的方案, 选择适当的驻波场的相位和波长, 实现了在二维平面上将原子局域化和位置的精密测量^[16]; Ivanov 小组在四能级三角型系统中通过测量原子在能级上的布局数实现高精度原子二维、三维局域化^[17,18]. 基于量子干涉理论, Niu 小组和 Gao 小组分别提出了通过电磁诱导透明和双暗态共振干涉的原子局

* 国家自然科学基金 (批准号: 60875084, 61273017)、中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: JUSRP21118, JUSRP211A24) 和教育部留学回国人员科研启动基金资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangxy@jiangnan.edu.cn

域化方案^[19,20]. 在原子局域化应用方面, Niu 小组提出了一种基于二维原子局域的纳米原子光刻方案, 利用两个正交驻波场将原子局域, 通过调节驻波场的强度控制拓扑图样实现纳米原子光刻^[21]. 在这些研究原子局域化的方案中, 都假设初始时刻原子位于基态或某一个确定的较高能态, 研究此状态下原子在弱探测场和耦合场或控制场作用下的局域化问题. 在量子相干控制的研究中, 利用相干场将原子制备到相干叠加态, 利用处在相干叠加态的原子进行相干控制研究能得到丰富的研究结果.

本文应用相干控制吸收谱方法研究带有驱动的准 Λ 型四能级原子局域化问题. 应用密度矩阵微扰理论, 推导确定原子空间位置信息的筛选函数解析表达式. 在缀饰态表象中, 在相干控制场作用下, 分析原子的初始状态对局域化过程影响. 数值分析初始时刻原子在下能态的布局、控制场在两低能级间产生的极化及相干控制场的变化对原子局域化结果的影响. 讨论探测场和耦合场是否满足电磁感应透明配置条件这两种情况时, 原子的局域化问题. 研究表明不管探测场和耦合场满足电磁感应透

明配置条件与否, 都可以实现原子局域化, 通过改变控制场中的行波分量的振幅和选择适当探测场失谐量, 在亚波长范围内实现原子局域化、在亚波长范围内测量到原子的概率达到 100%.

2 理论模型与分析

本文讨论的准 Λ 型四能级原子系统的能级结构如图 1 (a) 所示. 能级 |1> 为基态, 能级 |2> 和能级 |4> 是两个激发态, 能级 |3> 是一个能量较高的亚稳态. 能级 |1> 与能级 |4>, 能级 |2> 与能级 |3> 具有相同宇称, 即能级 |1> 与能级 |4>, 能级 |2> 与能级 |3> 之间是偶极禁戒的. 能级 |2> 向能级 |1>、能级 |4> 向能级 |2> 和能级 |3> 的自发辐射速率分别是 $2\gamma_1$, $2\gamma_2$, $2\gamma_3$. 能级 |2>、能级 |1> 之间的跃迁与控制场 $E_1(x, y)$ 耦合, 该控制场由一个频率为 ω_{10} 的行波场和两个正交驻波场叠加而成. 能级 |4> 和能级 |3> 的跃迁和一个频率为 ω_{30} 的另外两个正交驻波场 $E_3(x, y)$ 耦合. 能级 |4> 和能级 |2> 之间跃迁与一个频率为 ω_{20} 的探测场 E_2 相耦合.

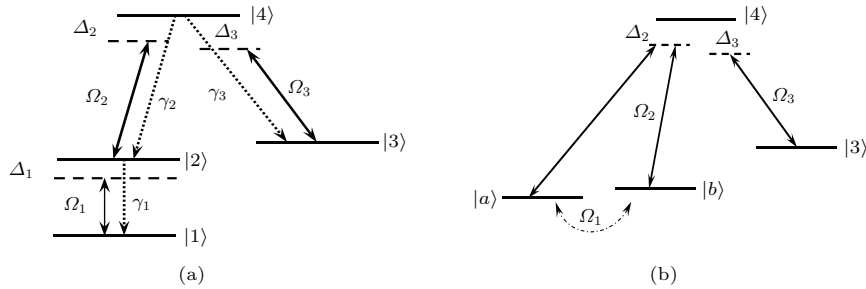


图 1 (a) 准 Λ 型四能级原子的能级图; (b) 缀饰态表象中原子能级图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the Λ -type quasi-four-level atom, (b) dressed-state picture corresponding to the (a).

假设原子质心在原子运动方向上近似为常数, 采用 Raman-Nath 近似忽略原子的动能, 在相互作用表象中, 采用旋波近似得到整个原子系统的哈密顿量为

$$\begin{aligned} \hat{H} = & -\hbar\Delta_1|1\rangle\langle 1| + \hbar(\Delta_2 - \Delta_3)|3\rangle\langle 3| \\ & + \hbar\Delta_2|4\rangle\langle 4| - \hbar(\Omega_1|1\rangle\langle 2| + \Omega_2|2\rangle\langle 4| \\ & + \Omega_3|3\rangle\langle 4| + \text{H.c.}), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\Delta_1 = \omega_2 - \omega_1 - \omega_{10}$, $\Delta_2 = \omega_4 - \omega_2 - \omega_{20}$, $\Delta_3 = \omega_4 - \omega_3 - \omega_{30}$ 是各光场角频率与相应原子跃迁角频率之间的失谐量, $\Omega_1 = \boldsymbol{\mu}_{12} \cdot \mathbf{e}_1 E_1 / \hbar$, $\Omega_2 = \boldsymbol{\mu}_{24} \cdot \mathbf{e}_2 E_2 / \hbar$, $\Omega_3 = \boldsymbol{\mu}_{34} \cdot \mathbf{e}_3 E_3 / \hbar$, 是场与原子相互作用的 Rabi 频率, $E_i (i = 1, 2, 3)$ 分别为控制场、探测场和耦合场的复振幅, $\mathbf{e}_i (i = 1, 2, 3)$ 是

相应光场的偏振方向单位矢量, $\boldsymbol{\mu}_{12}$, $\boldsymbol{\mu}_{24}$, $\boldsymbol{\mu}_{34}$ 是能级 |1> 与能级 |2>、能级 |2> 与能级 |4> 以及能级 |3> 与能级 |4> 之间跃迁的电偶极矩.

根据普遍库理论并应用 Weisskopf-Wigner 近似, 我们得到原子系统的密度矩阵运动方程为:

$$\dot{\rho}_{11} = i(\Omega_1^* \rho_{21} - \Omega_1 \rho_{12}) + 2r_1 \rho_{22}, \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{12} = & i\Omega_1^*(\rho_{22} - \rho_{11}) - i\Omega_2 \rho_{14} \\ & - (r_1 - i\Delta_1)\rho_{12}, \end{aligned} \quad (2b)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{13} = & i(\Omega_1^* \rho_{23} - \Omega_3 \rho_{14}) \\ & + i(\Delta_1 + \Delta_2 - \Delta_3)\rho_{13}, \end{aligned} \quad (2c)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{14} = & i(\Omega_1^* \rho_{24} - \Omega_2^* \rho_{12} - \Omega_3^* \rho_{13}) \\ & - [\gamma_2 + \gamma_3 - i(\Delta_1 + \Delta_2)]\rho_{14}, \end{aligned} \quad (2d)$$

$$\dot{\rho}_{22} = i(\Omega_1\rho_{12} - \Omega_1^*\rho_{21} + \Omega_2^*\rho_{42} - \Omega_2\rho_{24}) - 2r_1\rho_{22} + 2r_2\rho_{44}, \quad (2e)$$

$$\dot{\rho}_{23} = i(\Omega_1\rho_{13} + \Omega_2^*\rho_{43} - \Omega_3\rho_{24}) - [\gamma_1 - i(\Delta_2 - \Delta_3)]\rho_{23}, \quad (2f)$$

$$\dot{\rho}_{24} = i[\Omega_1\rho_{14} + \Omega_2^*(\rho_{44} - \rho_{22}) - \Omega_3^*\rho_{23}] - (r_1 + r_2 + r_3 - i\Delta_2)\rho_{24}, \quad (2g)$$

$$\dot{\rho}_{33} = i(\Omega_3^*\rho_{43} - \Omega_3\rho_{34}) + 2r_3\rho_{44}, \quad (2h)$$

$$\dot{\rho}_{34} = i[\Omega_3^*(\rho_{44} - \rho_{33}) - \Omega_2^*\rho_{32}] - (r_2 + r_3 - i\Delta_3)\rho_{34}, \quad (2i)$$

$$\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1. \quad (2j)$$

在原子局域化的过程中, 首先在控制场 Ω_1 的作用下, 原子系统被制备在能级 $|2\rangle$ 和能级 $|1\rangle$ 组成的两能级系统的稳定状态, 由密度矩阵运动方程我们得到原子在能级 $|2\rangle$ 的布局数 ρ_{22} 和子系统密度矩阵元 ρ_{21} 为

$$\rho_{22}(t \rightarrow \infty) = \frac{|\Omega_1|^2}{2|\Omega_1|^2 + \gamma_1^2 + \Delta_1^2}, \quad (3a)$$

$$\rho_{21}(t \rightarrow \infty) = \frac{i(\gamma_1 - i\Delta_1)\Omega_1}{2|\Omega_1|^2 + \gamma_1^2 + \Delta_1^2}. \quad (3b)$$

在原子局域化过程中, 由于探测场很弱即 $|\Omega_2| \ll |\Omega_1|, |\Omega_3|$, 我们可以取 $\rho_{11}^{(0)} + \rho_{22}^{(0)} \approx 1$, 即零阶近似下原子处在能级 $|2\rangle$ 和能级 $|1\rangle$ 组成的两能级原子系统的稳定状态, 采用类似计算电磁感应透明 EIT 计算方法^[22], 将初始条件 $\rho_{33}^{(0)} = \rho_{44}^{(0)} = \rho_{42}^{(0)} = \rho_{43}^{(0)} = \rho_{24}^{(0)} = \rho_{34}^{(0)} = \rho_{32}^{(0)} = \rho_{23}^{(0)} = 0$, 及方程 (3a), (3b) 代入密度矩阵运动方程 (2a—2j), 我们得到密度矩阵元 ρ_{42} 在稳态时的近似解

$$\begin{aligned} & \rho_{42}(t \rightarrow \infty) \\ &= \left\{ [i(\Delta\Gamma_2\Gamma_3 + \Gamma_2|\Omega_1|^2 + \Gamma_3|\Omega_3|^2)\rho_{22}^{(0)} + (\Delta\Gamma_3 + |\Omega_1|^2 - |\Omega_3|^2)\Omega_1^*\rho_{21}^{(0)}]\Omega_2 \right\} \\ & \times \left[\Delta\Gamma_1\Gamma_2\Gamma_3 + (\Delta\Gamma_3 + \Gamma_1\Gamma_2)|\Omega_1|^2 + (\Delta\Gamma_2 + \Gamma_1\Gamma_3)|\Omega_3|^2 + (|\Omega_3|^2 - |\Omega_1|^2)^2 \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (4)$$

其中, $\Delta = i(\Delta_1 + \Delta_2 - \Delta_3)$, $\Gamma_1 = \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + i\Delta_2$, $\Gamma_2 = \gamma_2 + \gamma_3 + i(\Delta_1 + \Delta_2)$, $\Gamma_3 = \gamma_1 + i(\Delta_2 - \Delta_3)$. 方程 (4) 清晰显示出密度矩阵元 $\rho_{42}(t \rightarrow \infty)$ 由两部分组成, 一部分是由能级 $|2\rangle$ 上的粒子数布局产生, 另一部分是由在控制场作用下, 能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 之间跃迁产生的极化引起.

原子系统对探测场响应由系统的极化率 χ 给出, 极化率与密度矩阵非对角元素 ρ_{42} 有如下关系:

$$\chi = \frac{2N|\mu_{42}|^2}{\varepsilon_0\hbar\Omega_2}\rho_{42} \quad (t \rightarrow \infty), \quad (5)$$

其中 N 是原子数的密度, ε_0 是真空中介电常数, \hbar 为普朗克常数. 原子系统的极化率是一个复函数, 可以表示为: $\chi = \chi' + i\chi''$, χ' 表征原子系统的色散特性, χ'' 表征原子系统的吸收特性. 由于密度矩阵元 ρ_{42} 与控制场 Ω_1 、耦合场 Ω_3 相关, 当控制场 $\Omega_1(x, y)$ 、耦合场 $\Omega_3(x, y)$ 携带位置信息时, 通过分析不同位置系统对探测场的吸收, 我们可以获得原子的位置信息. 按照传统作法^[23,24] 这里我们也引入一个筛选函数 $F(x, y) = \chi'' \propto \text{Im}(\rho_{42}(t \rightarrow \infty)/\Omega_2)$. 因为原子系统极化率的虚部 χ'' 与密度矩阵元 ρ_{42} 与探测场的 Rabi 频率 Ω_2 的比值 ρ_{42}/Ω_2 的虚部成正比, 所以, 在下面的数值分析中, 我们直接用 $\text{Im}(\rho_{42}(t \rightarrow \infty)/\Omega_2)$ 表示筛选函数, 分析原子局域化和对位置的测量概率.

3 数值模拟与结果分析

考虑控制场 $\Omega_1(x, y)$ 为 x, y 平面内一行波场与分别沿 x 方向和 y 方向的两驻波场的叠加; 耦合场 $\Omega_3(x, y)$ 为 x, y 平面内沿 x 方向和 y 方向的两驻波场的叠加:

$$\begin{aligned} \Omega_1(x, y) &= \Omega_0 + \Omega_{10}(\sin(k_{1x}x + \phi_x) \\ & \quad + \sin(k_{1y}y + \phi_y)), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\Omega_3(x, y) = \Omega_{30}(\sin(k_{2x}x) + \sin(k_{2y}y)). \quad (7)$$

假设原子沿 z 方向运动, $k_{ix, iy} = 2\pi/\lambda_i$, ($i = 1, 2$) 为控制场和耦合场的波矢量在 x 方向和 y 方向的分量, ϕ_x, ϕ_y 分别是在原点处控制场相对耦合场在 x 方向和 y 方向的相对相移.

方程 (4), (5) 清晰表明准 Λ 型四能级原子系统的吸收光谱的空间分布即原子的局域化与原子的初始状态密切相关, 在驻波场 (7) 的作用下, 能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 上布局的原子在 x, y 平面内形成一个稳定的分布, 原子在能级 $|2\rangle$ 上布局的概率与该点控制场的强度相关, 控制场越强, 原子处在能级 $|2\rangle$ 的概率越大, 图 2 (a) 给出了控制场振幅的空间分布, 图 2 (b) 是原子处在能级 $|2\rangle$ 上的概率在 x, y 平面内的分布.

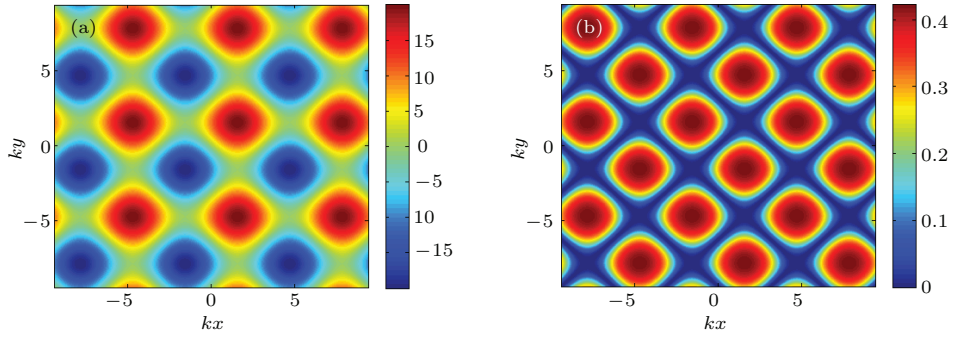


图2 (网刊彩色) (a) 控制场振幅在 x, y 平面内的分布; (b) 原子处在能级 $|2\rangle$ 的概率在 x, y 平面内的分布 (其中, $\Delta_1 = -12\gamma_1$, $\Omega_0 = 0$, $\Omega_{10} = 10\gamma_1$, $\phi_x = \phi_y = 0$)

Fig. 2. (color online) (a) Distribution of amplitude of control field in x - y plane; (b) The probability distribution of atom on level $|2\rangle$ in x - y plane. The parameters employed are $\Delta_1 = -12\gamma_1$, $\Omega_0 = 0$, $\Omega_{10} = 10\gamma_1$, $\phi_x = \phi_y = 0$.

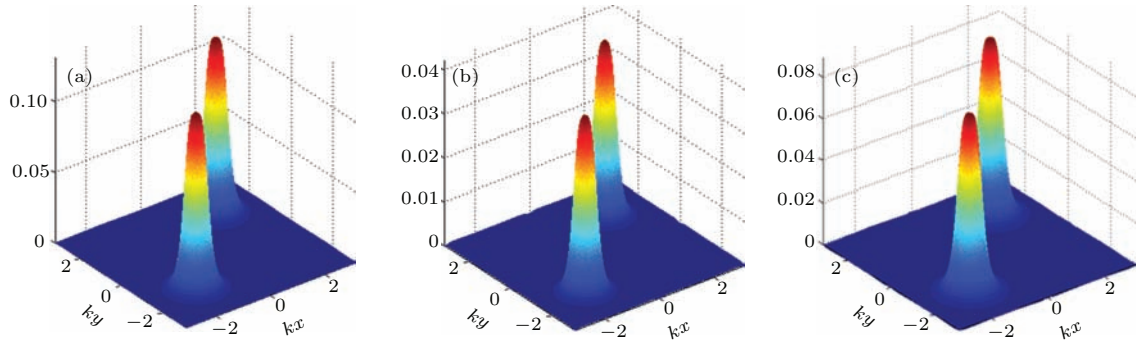


图3 (网刊彩色) (a) 筛选函数的空间分布; (b) 能级 $|2\rangle$ 上的粒子数布局对筛选函数的贡献; (c) 能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 之间的极化对筛选函数的贡献 (其中 $\Delta_2 = \Delta_3 = -10\gamma_1$, $\Delta_1 = -24\gamma_1$, $\gamma_2 = \gamma_1$, $\gamma_3 = 0.2\gamma_1$, $\Omega_0 = 0$, $\Omega_{10} = 10\gamma_1$, $\Omega_{30} = 20\gamma_1$, $\phi_x = \phi_y = 0$)

Fig. 3. (color online) (a) Spatial distribution of filter function, (b) The contribution of population on level $|2\rangle$ to filter function; (c) The contribution of polarization between level $|1\rangle$ and level $|2\rangle$ to filter function. with parameters $\Delta_2 = \Delta_3 = -10\gamma_1$, $\Delta_1 = -24\gamma_1$, $\gamma_2 = \gamma_1$, $\gamma_3 = 0.2\gamma_1$, $\Omega_0 = 0$, $\Omega_{10} = 10\gamma_1$, $\Omega_{30} = 20\gamma_1$, $\phi_x = \phi_y = 0$.

如果不考虑能级 $|1\rangle$ 和控制场的存在, 当初始时刻原子在能级 $|2\rangle$ 上的布局在整个空间均匀分布时, 系统就退化为 Λ 型三能级系统^[16]. 由能级 $|2\rangle$ 、能级 $|3\rangle$ 和能级 $|4\rangle$ 组成的 Λ 型三能级系统, 当探测场和耦合场满足双光子共振条件 ($\Delta_2 = \Delta_3$) 时, 即系统处在电磁诱导透明状态, 此时原子系统对探测场透明, 在这种情况下应用 Λ 型三能级原子系统没法通过控制吸收使原子局域并确定原子的位置. 对于相干控制的准 Λ 型四能级原子系统, 原子先进入控制场 $\Omega_1(x, y)$ 的区域, 在相干控制场的作用下, 原子被激发到缀饰态 $|a\rangle$ 和缀饰态 $|b\rangle$,

$$|a\rangle = -\frac{1}{2} \left(\Delta_1 - \sqrt{\Delta_1^2 + 4|\Omega_1|^2} \right) |1\rangle + \Omega_1 |2\rangle, \quad (8)$$

$$|b\rangle = -\frac{1}{2} \left(\Delta_1 + \sqrt{\Delta_1^2 + 4|\Omega_1|^2} \right) |1\rangle + \Omega_1 |2\rangle. \quad (9)$$

缀饰态 $|a\rangle, |b\rangle$ 是态 $|1\rangle, |2\rangle$ 的相干叠加态. 当原子制备在缀饰态 $|a\rangle, |b\rangle$ 时, 原子在各能态 (能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 由缀饰态 $|a\rangle, |b\rangle$ 取代) 之间的跃迁在缀饰态表

象中如图 1 (b) 所示, 相干控制的准 Λ 型四能级原子系统类似一个双 Λ 型三能级系统. 控制场的失谐量和控制场的强度一方面决定缀饰态 $|a\rangle, |b\rangle$ 具体形式, 另一方面也决定初始时刻能级 $|2\rangle$ 上的粒子数 $\rho_{22}^{(0)}$ 和能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 之间的极化 $\rho_{21}^{(0)}$. 图 3 (a) 给出了探测场和耦合场满足双光子共振条件时筛选函数的空间分布图, 图 3 (b), (c) 分别是能级 $|2\rangle$ 上的粒子数 $\rho_{22}^{(0)}$ 和能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 之间的极化 $\rho_{21}^{(0)}$ 对筛选函数的贡献. 图可以清晰地显示出: 在控制场的作用下, 准 Λ 型四能级原子系统中的探测光场和耦合光场在由能级 $|2\rangle, |4\rangle, |3\rangle$ 组成的 Λ 型三能级系统中满足电磁诱导透明配置时, 由于在控制场的作用下缀饰态 ($|a\rangle, |b\rangle$) 为相干叠加态, 准 Λ 型四能级原子系统依然可以通过相干控制吸收使原子局域化、测量原子的位置. 由于 Λ 型三能级子系统中的探测光场和耦合光场满足电磁诱导透明配置, 能级 $|2\rangle$ 上的粒子数对筛选函数的贡献只有能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 之间的极化对筛选方程的贡献的二分之一.

图4给出了探测场和耦合场不满足双光子共振条件(电磁诱导透明配置条件)时,原子局域化随控制场中行波场振幅的变化情况,当控制场中仅包含 x, y 方向的驻波场分量时,可以将原子局域在 x, y 平面内小于半波长的两个范围内,这两个区域关于直线 $y = -x$ 对称,即每个位置测量到原子的概率相等,均为50%(如图4(a)所示).随着增加行波场振幅,原子局域化的这种对称性迅速被打破,原子在一个位置出现的概率迅速减小(如图4(a)—(d)所示).当 $\Omega_0 = 7.3\gamma_1$ 时,原子被局域在此前一个峰的位置,但此时于之前不同的是原子被局域化在一个圆上.改变行波场复振幅的相位使行波场复振幅反相,这时随振幅大小的增加,原子会被局域在此前另一个局域峰的位置(此模拟结果

文中没有给出),进而改变探测场的失谐量,原子局域的区域由一个圆逐渐变为一个局域峰即原子被局域在这个峰的位置(如图4(e), (f)所示),从而实现这个小于半波长的范围内测量到原子的概率为100%.当控制场中行波分量的振幅变化时,原子局域的位置在控制场和耦合场空间中的一个周期范围内不再对称,由相干控制场的复振幅表达式即方程(7)可以看出,当有行波场存在时,因为控制场在空间的强度不再对称,所以能级 $|2\rangle$ 上的粒子数、能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 之间的极化强度的空间分布不再具有对称性,最终会使原子被局域在一个小于半波长的区域内,从而实现原子在亚波长范围的局域和在这一范围100%的准确定位.

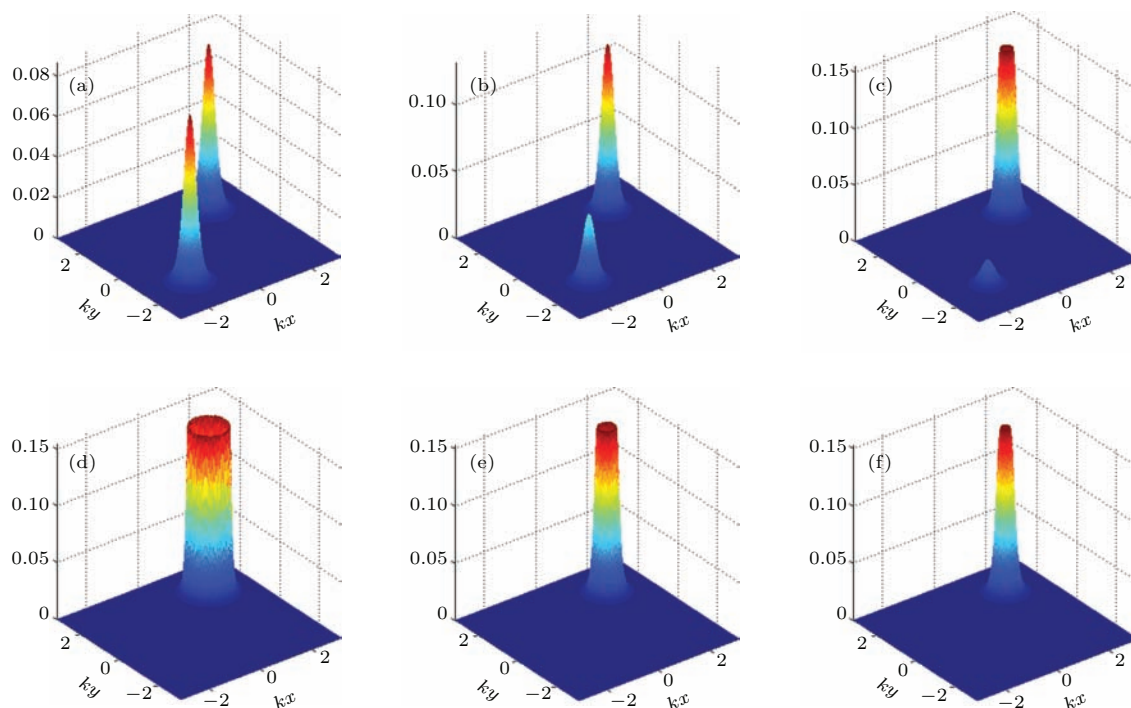


图4 (网刊彩色) 不满足电磁诱导透明配置情况下,原子局域化随控制场中行波场振幅的变化 (a) $\Omega_0 = 0$, (b) $\Omega_0 = 0.5\gamma_1$, (c) $\Omega_0 = 1.5\gamma_1$, (d) $\Omega_0 = 7.3\gamma_1$, (e) $\Omega_0 = 7.3\gamma_1$, $\Delta_2 = 68\gamma_1$, (f) $\Omega_0 = 7.3\gamma_1$, $\Delta_2 = 69\gamma_1$ ((a)—(d) $\Delta_2 = 63.1\gamma_1$, 其他参数为 $\Delta_1 = -12\gamma_1$, $\Delta_3 = -10\gamma_1$, $\gamma_2 = \gamma_1$, $\gamma_3 = 0.2\gamma_1$, $\Omega_{10} = 10\gamma_1$, $\Omega_{30} = 20\gamma_1$, $\phi_x = \phi_y = 0$)

Fig. 4. (color online) The atom localization under different running-wave amplitude in control field, where probing field and coupling filed are not under configuration of electromagnetic induced transparency (a) $\Omega_0 = 0$, (b) $\Omega_0 = 0.5\gamma_1$, (c) $\Omega_0 = 1.5\gamma_1$, with $\Delta_2 = 63.1\gamma_1$, (d) $\Omega_0 = 7.3\gamma_1$, (e) $\Omega_0 = 7.3\gamma_1$, $\Delta_2 = 68\gamma_1$, (f) $\Omega_0 = 7.3\gamma_1$, with other parameters $\Delta_1 = -12\gamma_1$, $\Delta_3 = -10\gamma_1$, $\gamma_2 = \gamma_1$, $\gamma_3 = 0.2\gamma_1$, $\Omega_{10} = 10\gamma_1$, $\Omega_{30} = 20\gamma_1$, $\phi_x = \phi_y = 0$.

图5给出了探测场和耦合场组成的子系统满足双光子共振条件即电磁诱导透明配置情况时,原子局域化随控制场中行波场振幅的变化情况.同非共振情况类似,行波场振幅的变化同样会使原子局域位置发生显著变化.不同之处是在满足

电磁诱导透明配置情况下,行波场的振幅变化对原子的局域影响更加显著.当 Ω_0 在 $\Omega_0 = 0$ 附近发生微小的变化,筛选函数的一个峰的宽度迅速变窄,而另一个峰宽度变宽并且峰值顶端开始凹陷,当 $\Omega_0 = 2\gamma_1$ 时,筛选函数的这个峰变成了一

个圆筒形, 即这时原子在 x, y 平面上的这个圆环出现的概率最大. 与不满足电磁诱导透明配置情况不同, 随着行波场振幅增加, 一个峰宽度减小且强度迅速减弱, 但是该峰并不会完全消失, 即使进一步增加行波场振幅, 吸收谱的空间分布会

显示出粒子数分布式样的背景. 如果在一个局域峰很弱时, 改变探测场的失谐量, 可以将原子局域在小于半波长的一个局域峰的位置, 实现这个小于半波长范围中的测量到原子的概率达到 100%.

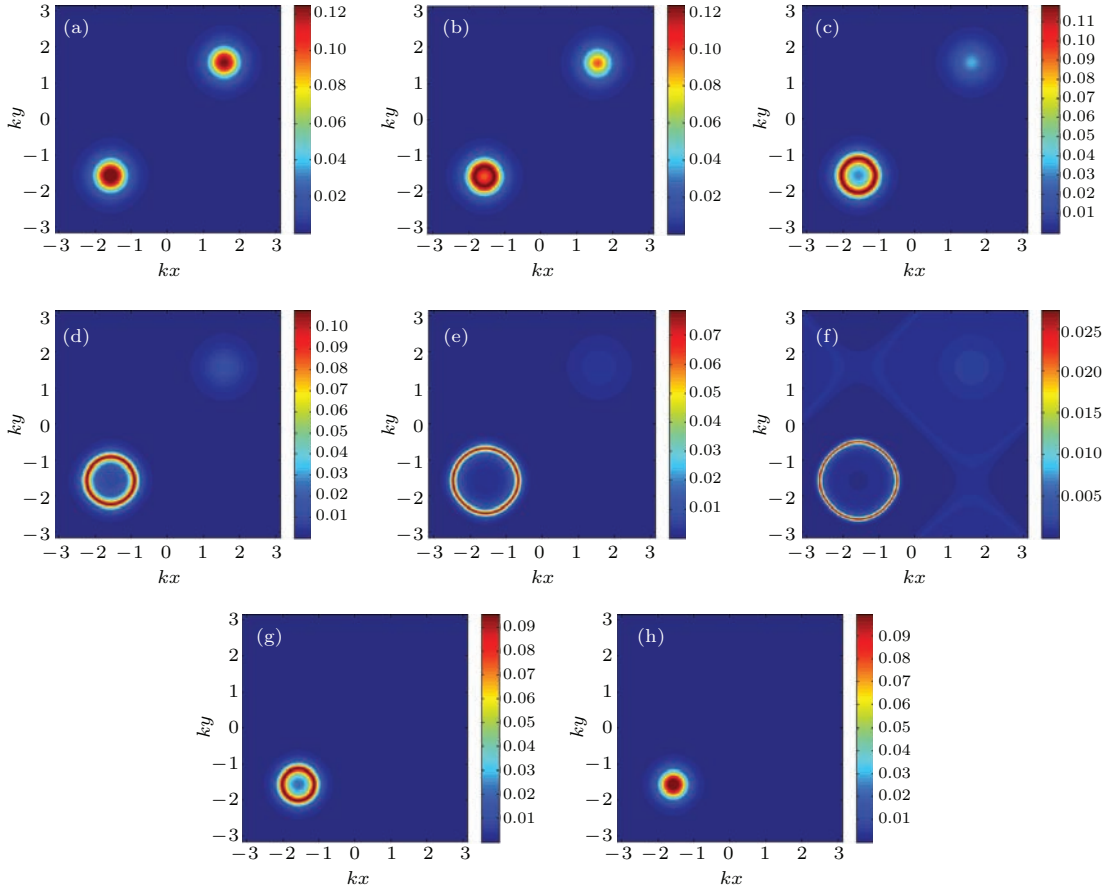


图5 (网刊彩色) 满足电磁诱导透明配置情况下, 原子位置随控制场中行波场振幅的变化 (a) $\Omega_0 = 0.1\gamma_1$, (b) $\Omega_0 = 0.5\gamma_1$, (c) $\Omega_0 = 1.5\gamma_1$, (d) $\Omega_0 = 3\gamma_1$, (e) $\Omega_0 = 6\gamma_1$, (f) $\Omega_0 = 10\gamma_1$ ((a)–(f) $\Delta_2 = \Delta_3 = -10\gamma_1$); (g) $\Omega_0 = 6\gamma_1$, $\Delta_2 = \Delta_3 = -19\gamma_1$; (h) $\Omega_0 = 6\gamma_1$, $\Delta_2 = \Delta_3 = -22\gamma_1$ (其他参数与图3相同)
 Fig. 5. (color online) The atom location with different running-wave amplitude in control field, under configuration of electromagnetic induced transparency (a) $\Omega_0 = 0.1\gamma_1$, (b) $\Omega_0 = 0.5\gamma_1$, (c) $\Omega_0 = 1.5\gamma_1$, (d) $\Omega_0 = 3\gamma_1$, (e) $\Omega_0 = 6\gamma_1$, (f) $\Omega_0 = 10\gamma_1$, here $\Delta_2 = \Delta_3 = -10\gamma_1$ for (a)–(f), (g) $\Omega_0 = 6\gamma_1$, $\Delta_2 = \Delta_3 = -19\gamma_1$, (h) $\Omega_0 = 6\gamma_1$, $\Delta_2 = \Delta_3 = -22\gamma_1$. other parameters as for Fig. 3.

4 结 论

应用相干控制吸收谱方法研究了准 Λ 型四能级原子局域化问题. 利用密度矩阵微扰理论, 推导出了确定原子空间位置信息的筛选函数解析表达式. 应用缀饰态理论分析了在相干控制场作用下原子的初始状态对原子局域化过程影响. 数值分析了相干控制场作用下, 原子初始状态和相干控制场的变化对原子局域化结果的影响. 研究发现相干控制的准 Λ 型四能级原子局域化与初始原子在下能

态的布居和控制场在下能级间产生的极化密切相关; 不管探测场和耦合场是否满足电磁诱导透明配置条件, 相干控制的准 Λ 型四能级原子都可以在亚波长范围内对原子局域并能在亚波长范围内 100% 确定原子位置.

参考文献

[1] Zwierlein M W, Abo-Shaeer J R, Schirotzek A, Schunck C H, Ketterle W 2005 *Nature* **435** 1047
 [2] Phillips W D 1998 *Rev.Mod.Phys.* **70** 721

- [3] Johnson K S, Thywissen J H, Dekker N H, Berggren K K, Chu A P, Younkin R, Prentiss M 1998 *Science* **280** 1583
- [4] Collins G P 1996 *Phys. Today* **49** 18
- [5] Kapale K T, Qamar S, Zubairy M S 2003 *Phys. Rev. A* **67** 023805
- [6] Fleishhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
- [7] Harris S E 1994 *Opt. Lett.* **19** 2018
- [8] Camacho R M, Vudiyasetu P K, Howell J C 2009 *Nature photonics* **3** 103
- [9] Fleischhauer M 2009 *Nature photonics* **3** 76
- [10] Nikoghosyan G, Fleischhauer M 2009 *Phys. Rev. A* **80** 013818
- [11] Niu Y P, Li R X, Gong S Q 2005 *Phys. Rev. A* **71** 043819
- [12] Li F L, Zhu S Y 1999 *Phys. Rev. A* **59** 2330
- [13] Wan R G, Zhang T Y, Kou J 2013 *Phys. Rev. A* **87** 043816
- [14] Sahrai M, Tajalli H, Kapale K T, Zubairy M S 2005 *Phys. Rev. A* **72** 013820
- [15] Sahrai M, Tajalli H 2013 *JOSA B* **30** 512
- [16] Rahmatullah, Qamar S 2013 *Phys. Rev. A* **88** 013846
- [17] Ivanov V S, Rozhdestvensky Y V, Suominen K A 2014 *Phys. Rev. A* **90** 063802
- [18] Ivanov V, Rozhdestvensky Y 2010 *Phys. Rev. A* **81** 033809
- [19] Qi Y H, Zhou F X, Huang T, Niu Y P, Gong S Q 2012 *J. Mod. Opt.* **59** 1092
- [20] Wan R G, Kou J, Jiang L, Jiang Y, Gao J Y 2011 *JOSA B* **28** 622
- [21] Jin L L, Sun H, Niu Y P, Jin S Q, Gong S Q 2009 *J. Mod. Opt.* **56** 805
- [22] Scully M O, Zubairy M S 1997 *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge University Press) p225
- [23] Liu C P, Gong S Q, Cheng D C, Fan X J, Xu Z Z 2006 *Phys. Rev. A* **73** 025801
- [24] Ghafoor F 2011 *Phys. Rev. A* **84** 063849

Study on atomic localization of Λ -type quasi-four level atoms based on absorption with quantum coherent control*

Zhang Lei Ge Yan Zhang Xiang-Yang[†]

(School of Science, Jiangnan University, Wuxi 214122, China)

(Received 2 December 2014; revised manuscript received 6 January 2015)

Abstract

A scheme of two-dimensional atomic localization of the Λ -type quasi-four-level atoms based on quantum-coherent-controlled absorption is proposed. Using the perturbation theory of the density matrix, the filter function is derived for the position probability distribution of atoms, which is determined by the imaginary part of the optical susceptibility. Because of the space-dependent interaction between atoms and fields, the position information is contained in the filter function, which provides an approach to explore the spacial position probability distribution of a single atom. Effect of the initial state of the atom under coherent control on the atomic localization is analyzed. It is found that the atomic localization is related to the initial atom distribution and the dipole moment between two lower levels under the coherent field control. When probing field and coupling field are under the configuration of the electromagnetically induced transparency, the position of atoms can be localized in the domain of sub wavelength; when the electromagnetically induced transparency is not satisfied, an atom can be measured in a sub wave region with the probability of 100% by changing the traveling wave amplitude in the controlling field and the detuning in the probing field.

Keywords: atom localization, coherent control, absorption, dressed state

PACS: 42.50.-p, 42.50.Gy, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.64.134204

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60875084, 61273017), the fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant Nos. JUSRP21118, JUSRP211A24), and the Project Sponsored by ROCS, SEM.

[†] Corresponding author. E-mail: zhangxy@jiangnan.edu.cn