物理学报 Acta Physica Sinica

Chinese Physical Society

Institute of Physics, CAS

巨梯型四能级里德伯原子系统透射光谱性质的调控

高小苹 梁景睿 刘堂昆 李宏 刘继兵

Manipulation of transmission properties of a ladder-four-level Rydberg atomic system

Gao Xiao-Ping Liang Jing-Rui Liu Tang-Kun Li Hong Liu Ji-Bing

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 70, 113201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20202077

在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.70.20202077

当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

稀薄里德伯原子气体中的两体纠缠

Two-body entanglement in a dilute gas of Rydberg atoms

物理学报. 2018, 67(3): 034202 https://doi.org/10.7498/aps.67.20172052

里德伯电磁感应透明中的相位

Phase in Rydberg electromagnetically induced transparency

物理学报. 2019, 68(8): 084203 https://doi.org/10.7498/aps.68.20181938

铯原子里德伯态精细结构测量

Measurement of the fine structure of cesium Rydberg state

物理学报. 2017, 66(19): 193701 https://doi.org/10.7498/aps.66.193701

里德堡原子多体相互作用的研究进展

Research progress of Rydberg many-body interaction

物理学报. 2020, 69(18): 180301 https://doi.org/10.7498/aps.69.20200649

铥原子收敛于4f13(2F7/2o)6s(7/2,1/2)4o和4f13(2F7/2o)6s(7/2,1/2)3o偶宇称里德伯系列能级的电子关联效应

Electron correlation effects in even Rydberg series converging to 4f13(2F7/2o)6s(7/2, 1/2)4o and 4f13(2F7/2o)6s(7/2, 1/2)3o of thulium atom

物理学报. 2018, 67(18): 183102 https://doi.org/10.7498/aps.67.20180797

基于量子相干效应的无芯射频识别标签的空间散射场测量

Measurement of backscattered electric field of chipless radio frequency identification tag based on Rydberg atoms

物理学报. 2017, 66(24): 243201 https://doi.org/10.7498/aps.66.243201

巨梯型四能级里德伯原子系统透射光谱性质的调控*

高小苹[1)2)] 梁景睿[1)2)] 刘堂昆[1)] 李宏[2)] 刘继兵[1)2)†]

1) (湖北师范大学物理与电子科学学院, 黄石 435002)

2) (湖北师范大学, 光电技术与材料湖北省重点实验室, 黄石 435002)

(2020 年 12 月 8 日收到; 2021 年 1 月 18 日收到修改稿)

采用超级原子模型研究了一个巨梯型四能级里德伯原子系统与一个弱光场和两个强控制场的相互作用. 利用蒙特卡罗算法, 通过数值求解海森伯-朗之万方程, 讨论了系统的动力学演化, 研究了偶极-偶极相互作用对探测场透射谱和二阶强度关联函数的影响. 在有限温度下, 利用洛伦兹分布函数代替麦克斯韦分布函数, 得到解析的探测场极化率, 讨论了强场的失谐量对系统出射探测场透射谱对称性质的影响, 最后研究了多普勒效应对探测场透射谱和二阶强度关联函数的影响. 结果表明, 在电磁诱导透明条件下, 透明窗口处出射探测场的透射率随着入射探测场强度的增强而减弱, 而当系统入射探测场强度不变时, 通过改变强场的失谐量可以得到非对称的透射谱. 此外, 当弱探测场和强场的传播方向一致时, 多普勒效应对系统透射谱和二阶强度关联函数的峰值有很小的影响. 当探测场和强场的传播方向不一致时, 多普勒效应对系统透射谱和二阶强度关联函数的影响可以忽略.

关键词: 里德伯原子, 多普勒效应, 非对称, 偶极-偶极相互作用

PACS: 32.80.Ee, 42.25.Bs, 42.50.Ct **DOI:** 10.7498/aps.70.20202077

1 引 言

偶极-偶极相互作用是极性分子间最普遍的一种相互作用. 里德伯原子系统中具有较强的偶极-偶极相互作用, 可用于量子计算中的多量子比特操作, 进而实现复杂的量子操控. 因此吸引了大量的科研工作者从事相关研究. 比如, 利用偶极-偶极相互作用可以研究不同原子能级之间的纠缠动力学问题[1–4]、实现可控的量子门方案[5]以及量子纠缠[6,7]. 除此之外, 对原子-分子相干操控[8,9]、慢光控制[10]、可控光栅[11,12]、以及原子系统的光学双稳性[13]、非线性孤立波[14–17]、玻色爱因斯坦凝聚体的结构和磁化率等方面的研究也有促进作用[18–21]. 里德伯原子之间的偶极-偶极相互作用非常强, 利用电磁诱导透明技术, 可以实现单光子巨克尔效应[22–24]. 利用超级原子模型理论方法[25–27]求解里德伯原子系综的光学响应问题, 将超级原子模型计算出的透射强度与实验结果[28]进行对照, 结果表明两组结果符合得非常好. 利用干涉仪, 在三能级梯型系统中测量了系统的色散特性[29]; 在 N 型系统中实现了单光子开关[30]; 在倒 Y 型系统中, 实现了线性电磁诱导透明和非线性电磁诱导透明两窗口的分离, 并且通过调节探测场强度实现了透射光谱由对称向不对称的转换[31]; 在四能级梯型系统中发现, 当系统满足共振条件时, 出现无多普勒中心吸收的现象[32].

在有限的温度下, 利用洛伦兹分布函数, 研究了二能级冷原子系统单光子里德伯激发, 发现原子温度越高, 多普勒展宽可以减小双稳态区域[33]; 对

* 湖北省高等学校优秀中青年科技创新团队项目 (批准号: T2020014) 和国家自然科学基金 (批准号: 11874251) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liujb@hbnu.edu.cn

© 2021 中国物理学会 Chinese Physical Society

三能级梯型里德伯原子模型进行改进, 讨论了三能级里德伯冷原子系统的相干效应, 结果表明在低温下多普勒展宽会削弱探测光的的非经典性质[34]; 利用数值计算方法, 讨论了多普勒效应对分子磁体介质中透射光栅的影响[35,36]. 在四能级 Y 型系统中, 当探测场的拉比频率增加时, 探测场的电磁诱导透明会转化为电磁诱导吸收[37]; 英国和美国的小组在四能级梯型里德伯原子系统中观察到了电磁诱导透明, 探测光谱呈现亚多普勒特征, 由于交流斯塔克位移补偿了多普勒频移, 可以实现光谱增强[38]. 国内的研究小组[39]提出了一个实验上可行的方案, 通过三步级联激发控制稳态里德伯态布局, 该方案与传统的双光子电磁诱导透明不同, 稳态里德伯态布局由两个耦合场之间的相对强度决定, 而不取决控制场的绝对值. 在此基础上, 本文讨论了不同强度入射探测场对里德伯原子系统的透射谱和二阶强度关联函数的影响, 计算了失谐量对系统对称透射谱影响, 最后给出有限温度下透射谱和二阶强度关联函数随探测失谐量的变化曲线.

2 理论模型

考虑图 1 所示的巨梯型四能级原子系统[39], 由基态$|g\rangle$, 亚激发态$|k\rangle$, 激发态$|e\rangle$和一个里德伯态$|r\rangle$组成. 一个频率为$\omega_{\rm p}$的探测场驱动跃迁$|g\rangle$到$|k\rangle$, 其拉比频率为$\widehat{\Omega}_{\rm p}(r)=\widehat{E}_{\rm p}(r)\mu_{gk}\sqrt{\omega_{\rm p}/(2\hbar\varepsilon_0 V)}$; 而两个频率为$\Omega_{\rm c1}$和$\Omega_{\rm c2}$的控制场分别驱动跃迁$|k\rangle$到$|e\rangle$和$|e\rangle$到$|r\rangle$, 对应的拉比频率分别为$\Omega_{\rm c1}=E_{\rm c1}\mu_{ke}/(2\hbar)$和$\Omega_{\rm c2}=E_{\rm c2}\mu_{er}/(2\hbar)$. 其中$E_{\rm c1}$和$E_{\rm c2}$分别描述第一个控制场的振幅和第二个控制场的振幅, $\mu_{xy\ (xy=g,\,k,\,e,\,r)}$表示$|x\rangle\to|y\rangle$跃迁的电偶极矩, $\widehat{E}_{\rm p}(r)$表示探测场的振幅算符, V表示里德伯原子的量子探测体积, 考虑偶极-偶极相互作用, 系统的哈密顿量可以表示为

$$\widehat{H}=\widehat{H}_{\rm a}+\widehat{V}_{\rm af}+\widehat{H}_{\rm vdw}, \tag{1}$$

其中,

$$\widehat{H}_{\rm a}=-\hbar\left[\delta_{\rm p}\widehat{\sigma}_{kk}+(\delta_{\rm p}+\delta_e)\widehat{\sigma}_{ee}+(\delta_{\rm p}+\delta_e+\delta_r)\widehat{\sigma}_{rr}\right], \tag{2a}$$

$$\widehat{V}_{\rm af}=\frac{1}{2}\hbar\big(\widehat{\Omega}_{\rm p}\widehat{\sigma}_{gk}+\Omega_{\rm c1}\widehat{\sigma}_{ke}+\Omega_{\rm c2}\widehat{\sigma}_{er}+{\rm H.c.}\big), \tag{2b}$$

$$\widehat{H}_{\rm vdw}=\hbar\sum_{i<j}^{N}\frac{C_6(n)}{R_{ij}^6}\widehat{\sigma}_{rr}^{i}\widehat{\sigma}_{rr}^{j}. \tag{2c}$$

$\widehat{H}_{\rm a}$表示四能级原子的哈密顿量, $\widehat{V}_{\rm af}$表示四能级原子与三个场的相互作用哈密顿量, $\hat{H}_{\rm vdw}$表示范德瓦耳斯偶极-偶极相互作用哈密顿量, $\sigma_{\mu v}^{i}=|\mu\rangle_{ii}\langle v|$表示第$i$个原子的投影算符, R_{ij}表示i原子和j原子之间的距离. $\delta_{\rm p}=\omega_{\rm p}-\omega_{kg}$表示弱探测场的失谐量, $\delta_e=\Omega_{\rm c1}-\omega_{ek}$和$\delta_r=\Omega_{\rm c2}-\omega_{re}$分别表示两个控制场的失谐量.

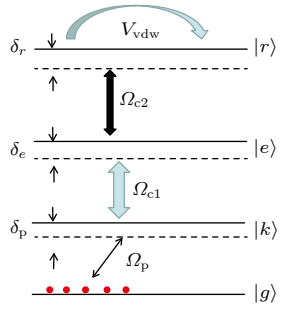

图 1 里德伯原子系统能级示意图, 一个失谐量为$\delta_{\rm p}$的弱探测场驱动基态到亚激发态的跃迁, 第一个失谐量为δ_e的强控制场驱动亚激发态到激发态的跃迁, 第二个失谐量为δ_r的强控制场驱动激发态到里德伯态的跃迁. 实际能级基于铯原子选取

Fig. 1. General energy level diagram for four levels Rydberg atomic system. A weak probe field, detuned from the intermediate level by $\delta_{\rm p}$, drives transitions from the ground state $|g\rangle$ to the intermediate state $|k\rangle$. The first strong control field, detuned from the intermediate level by δ_e, drives transitions from the intermediate state $|k\rangle$ to the excited state $|e\rangle$. State $|r\rangle$ is a Rydberg state directly coupled to state $|e\rangle$ by the second strong control field $\Omega_{\rm c2}$. Real energy levels are shown based on Cs atoms.

假设弱探测光沿着Z轴方向传播, $\widehat{\sigma}_{\mu\nu}(r)$表示处在$Z$处微小体积$\Delta V$内的所有$\sigma_{\mu\nu}^{i}$的平均值, 利用弱场近似, 可以得到如下海森伯-朗之万方程 (令$\hbar=1$):

$$(\partial_t+c\partial_z)\,\widehat{E}_{\rm p}(r)={\rm i}N\mu_{gk}\sqrt{\omega_{\rm p}/(2\hbar V)}\hat{\sigma}_{kg}(r), \tag{3}$$

$$\begin{aligned}\partial_t\widehat{\sigma}_{gk}(r)=&-\Delta_1\widehat{\sigma}_{gk}(r)+\frac{{\rm i}\widehat{\Omega}_{\rm p}(r)}{2}(\widehat{\sigma}_{gg}(r)\\&-\widehat{\sigma}_{kk}(r))+\frac{{\rm i}\Omega_{\rm c1}}{2}\widehat{\sigma}_{ge}(r),\end{aligned} \tag{4}$$

$$\begin{aligned}\partial_t\widehat{\sigma}_{ge}(r)=&-\Delta_2\widehat{\sigma}_{ge}(r)+\frac{{\rm i}\Omega_{\rm c1}}{2}\widehat{\sigma}_{gk}(r)\\&+\frac{{\rm i}\Omega_{\rm c2}}{2}\widehat{\sigma}_{gr}(r)-\frac{{\rm i}\widehat{\Omega}_{\rm p}(r)}{2}\widehat{\sigma}_{ke}(r),\end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned}\partial_t\widehat{\sigma}_{gr}(r)=&\left[-\Delta_3-{\rm i}\widehat{s}(r)\right]\widehat{\sigma}_{gr}(r)\\&+\frac{{\rm i}\Omega_{\rm c2}}{2}\widehat{\sigma}_{ge}(r)-\frac{{\rm i}\widehat{\Omega}_{\rm p}(r)}{2}\widehat{\sigma}_{kr}(r),\end{aligned} \tag{6}$$

式中 $\Delta_1=\gamma_{g\kappa}+\mathrm{i}\delta_\mathrm{p}$, $\Delta_2=\gamma_{ge}+(\mathrm{i}\delta_\mathrm{p}+\mathrm{i}\Delta_e)$, $\Delta_3=\gamma_{gr}+(\mathrm{i}\delta_\mathrm{p}+\mathrm{i}\delta_e+\mathrm{i}\delta_r)$, 其中 γ_{gk}, γ_{ge}, γ_{gr} 表示相应能级的衰减率. $\widehat{\mathcal{S}}(r)=\int \mathrm{d}^3r'\rho(r')\dfrac{C_6(n)}{R_{ij}^6}\widehat{\sigma}_{rr}(r')$表示由于范德瓦耳斯作用引起的里德伯态$|r\rangle$的总位移. 在稳态条件下, 假设原子最初状态处在基态$|g\rangle$, 有 $\widehat{\sigma}_{gg}+\widehat{\sigma}_{kk}+\widehat{\sigma}_{ee}+\widehat{\sigma}_{rr}=1$,采用绝热近似条件消除, 可以得到

$$\widehat{\sigma}_{gr}(r)=\frac{\mathrm{i}\widehat{\Omega}_\mathrm{p}(r)\Omega_{\mathrm{c}1}\Omega_{\mathrm{c}2}\widehat{\sigma}_{gg}}{-8\Delta_1\Delta_2\Delta_3-2\Omega_{\mathrm{c}1}^2\Delta_2-2\Omega_{\mathrm{c}2}^2\Delta_1}. \tag{7}$$

借助超原子概念, 在偶极阻塞机制下, 一个超原子内部只有一个原子被激发到里德伯态$|r\rangle$, 每个超原子的体积 $V_\mathrm{SA}=4\pi R_\mathrm{b}^3/3$, R_b是偶极阻塞半径[25], 在这个模型中, 超原子的阻塞半径 $R_\mathrm{b}=\sqrt[6]{C_6\gamma_{gk}/\left(|\Omega_{\mathrm{c}1}|^2+|\Omega_{\mathrm{c}2}|^2\right)}$. 超原子之间没有偶极相互作用, 因此原子样品可以看作是由无偶极相互作用的超级原子组成的. 假设原子局域密度为 $\rho(r)$, 则单个超原子中含有的平均原子数目 $n_\mathrm{SA}=\rho(r)V_\mathrm{SA}$.

根据超级原子的定义, 每个超原子结构中含有很多集体态, 但是每个超原子中最多有一个原子被激发到里德伯态$|r\rangle$, 仅用四个集体态就可以很好地描述巨梯型原子系统, 即

$$|G\rangle=|g_1,\ g_2,\ \cdots,\ g_i,\ \cdots,\ g_{n_\mathrm{SA}}\rangle, \tag{8}$$

$$\left|K^{(1)}\right\rangle=\frac{1}{\sqrt{n_\mathrm{SA}}}|g_1,\ g_2,\ \cdots,\ k_i,\ \cdots,\ g_{n_\mathrm{SA}}\rangle, \tag{9}$$

$$\left|E^{(1)}\right\rangle=\frac{1}{\sqrt{n_\mathrm{SA}}}|g_1,\ g_2,\ \cdots,\ e_i,\ \cdots,\ g_{n_\mathrm{SA}}\rangle, \tag{10}$$

$$\left|R^{(1)}\right\rangle=\frac{1}{\sqrt{n_\mathrm{SA}}}|g_1,\ g_2,\ \cdots,\ r_i,\ \cdots,\ g_{n_{SA}}\rangle, \tag{11}$$

且满足 $\langle K^{(1)}|\widehat{V}_\mathrm{af}|G\rangle=\sqrt{n_\mathrm{SA}}\widehat{\Omega}_\mathrm{p}$, $\langle E^{(1)}|\widehat{V}_\mathrm{af}|K^{(1)}\rangle=\Omega_{\mathrm{c}1}$, $\langle R^{(1)}|\widehat{V}_\mathrm{af}|E^{(1)}\rangle=\Omega_{\mathrm{c}2}$. 当超原子里面有一个原子被激发到里德伯态时, 范德瓦耳斯势引起的频率移动为 $\widehat{\mathcal{S}}(r)\to\infty$, 由于偶极阻塞效应, 超原子里面有其他原子不会被激发到里德伯态, 所以超级原子的行为类似于梯型三能级原子系统, 反之, $\widehat{\mathcal{S}}(r)\to\widehat{S}(r)=\dfrac{w}{8}\left\langle\widehat{\Sigma}_{RR}(r)\right\rangle$, 系统等价于一个巨梯型四能级原子系统. $\widehat{\Sigma}_{RR}$为超原子的投影算符, 定义为 $\widehat{\Sigma}_{RR}=\widehat{\Sigma}_{RG}\widehat{\Sigma}_{GR}$, 其中 $\widehat{\Sigma}_{GR}\equiv|G\rangle\langle R^{(1)}|=\sqrt{n_\mathrm{SA}}\,\widehat{\Omega}_\mathrm{p}\,\Omega_{\mathrm{c}2}\,\widehat{\Sigma}_{GG}/\zeta$, $\zeta=-8\Delta_1\Delta_2\Delta_3-2\Omega_{\mathrm{c}1}^2\Delta_3-2\Omega_{\mathrm{c}2}^2\Delta_1$, 并利用 $\widehat{\Sigma}_{RR}+\widehat{\Sigma}_{GG}=1$, 可得超级原子的里德伯原子布居表达式:

$$\widehat{\Sigma}_{RR}=n_\mathrm{SA}\widehat{\Omega}_\mathrm{p}\widehat{\Omega}_\mathrm{p}^*\Omega_{\mathrm{c}1}^2\Omega_{\mathrm{c}2}^2/\left[n_\mathrm{SA}\widehat{\Omega}_\mathrm{p}\widehat{\Omega}_\mathrm{p}^*\Omega_{\mathrm{c}1}^2\Omega_{\mathrm{c}2}^2+\zeta\zeta^*\right], \tag{12}$$

则系统中探测场的极化率:

$$\widehat{\alpha}(r)=\alpha_3\widehat{\Sigma}_{RR}(r)+\alpha_4\left[1-\widehat{\Sigma}_{RR}(r)\right], \tag{13}$$

其中 α_3和 α_4 分别表示梯型和巨梯型原子的极化率, 通过在稳态时求解方程 (3)—方程 (6), 可以得到 α_3和 α_4 的表达式如下:

$$\alpha_3=\frac{\mathrm{i}\gamma_{gk}\Delta_2}{\Delta_1\Delta_2+\Omega_{\mathrm{c}1}^2/4}, \tag{14}$$

$$\alpha_4=\frac{\mathrm{i}\gamma_{gk}}{\Delta_1+\dfrac{\Omega_{\mathrm{c}1}^2\left(\Delta_3-\mathrm{i}\hat{s}(r)\right)}{4}\left[\Delta_2\left(\Delta_3-\mathrm{i}\hat{s}(r)\right)+\dfrac{\Omega_{\mathrm{c}2}^2}{4}\right]^{-1}}. \tag{15}$$

稳态条件下 $(\partial_t\widehat{E}_\mathrm{p}(r))=0$, 探测光强度的期望值 $I=\langle\widehat{E}_\mathrm{p}^*(r)\widehat{E}_\mathrm{p}(r)\rangle$演化遵循的的动力学方程为:

$$\partial z\left\langle\widehat{E}_\mathrm{p}^*(r)\widehat{E}_\mathrm{p}(r)\right\rangle=-f\left\langle\widehat{E}_\mathrm{p}^*(r)\mathrm{Im}[\widehat{\alpha}(r)]\widehat{E}_\mathrm{p}(r)\right\rangle, \tag{16}$$

其中 $f=\rho(r)\omega_\mathrm{p}\left|\mu_{gk}\right|^2/\left(\hbar\varepsilon_0c\gamma_{gk}\right)$. 为了数值求解方程 (16), 在平均场近似的条件下, 可以把 $\mathrm{Im}[\widehat{\alpha}(r)]$ 从 $\langle\cdot\rangle$ 中移出来, 同时为了保证计算过程的正确性, 需要用$\left\langle\widehat{\Omega}_\mathrm{p}^*(r)\widehat{\Omega}_\mathrm{p}(r)\right\rangle g_\mathrm{p}^{(2)}(r)$替代$\left\langle\widehat{\Omega}_\mathrm{p}^*(r)\,\widehat{\Omega}_\mathrm{p}(r)\right\rangle$. 令 $I_\mathrm{p}(r)=\left\langle\widehat{\Omega}_\mathrm{p}^*(r)\widehat{\Omega}_\mathrm{p}(r)\right\rangle$,目的是为了保留由偶极-偶极相互作用导致的二体关联, $g_\mathrm{p}^{(2)}(r)$表示探测场的二阶强度关联函数, 其作用是定量描述在单个偶极阻塞体积内找到两个光子的概率. 以前的研究表明[25–27], 系统的线性色散和耗散过程不会影响二阶强度关联函数. 由于里德伯激发导致的非线性相互作用会影响二阶强度关联函数, 所以, 关联函数需要满足的传播方程为

$$\partial_z g_\mathrm{p}^2(r)=-f\left\langle\widehat{\Sigma}_{RR}(r)\right\rangle\mathrm{Im}\left(\alpha_3-\alpha_4\right)g_\mathrm{p}^2(r). \tag{17}$$

为了了解系统演化的详细信息, 采用蒙特卡罗方法数值求解方程 (13)—方程 (17). 首先在传播方向上求出超级原子的个数 $L/(2R_\mathrm{b})$, L 为原子样品的长度, R_b为超级原子半径. 其次, 在每个超级原子处产生一个随机数 $p_z\in[0,1]$, 如果 $p_z<\left\langle\widehat{\Sigma}_{RR}(r)\right\rangle$, 则令$\left\langle\widehat{\Sigma}_{RR}(r)\right\rangle\to1$, 表明超级原子内部有一个里德伯原子被激发, 此时系统表现为巨梯型原子系统. 反之, $\left\langle\widehat{\Sigma}_{RR}(r)\right\rangle\to0$, 系统超级原子内部没有

里德伯原子被激发, 表现为普通三能级梯型原子系统. 最后, 重复多次这样的独立过程, 然后对所有的数值结果取平均值. 数值计算过程中采用 Monte-Carlo 方法, 可以保证系统状态接近真实的原子随机分布情况, 进而保证数值计算的可信度.

3 理论与数值计算

本文采用真实的超冷 Cs 原子参数[39], 具体取值为 $\Gamma_{\rm p}/(2\pi)=6\times10^6\ {\rm s}^{-1}$, $\Gamma_{\rm e}/(2\pi)=1\times10^6\ {\rm s}^{-1}$, $C_6/2\pi=140\ {\rm GHz{\cdot}\mu m}^6$, $|g\rangle=|6S_{1/2}\rangle$, $|k\rangle=|6S_{3/2}\rangle$, $|e\rangle=|7S_{1/2}\rangle$, $|r\rangle=|26S_{3/2}\rangle$, $\Omega_{\rm c1}/(2\pi)=10$ MHz, $\Omega_{\rm c2}/(2\pi)=10$ MHz, 激光线宽为 0.5 MHz. 原子的密度遵循 $\rho(r)=\rho_0\exp\left[-(z-z_0)^2/2\sigma_z^2\right]$分布, 其中峰值为 $\rho_0=1.32\times10^7\ {\rm mm}^{-3}$且半峰宽度为 $\sigma_z=0.7$ mm. 超级原子模型封锁半径为 $R_{\rm b}=4.58\ \mu{\rm m}$, 每一个超级原子内含有的原子个数为 $n_{\rm SA}\approx4.7$, 那么 100 个 SA 原子组成的介质长度为 $L=0.9$ mm.

图 2(a) 给出了在不同初始探测光强度下的透射光谱随单光子失谐量 $\delta_{\rm p}$的变化图, 变化趋势与梯型三能级里德伯原子系统中的结果类似[24]. 在图 2(a) 中可以清楚地观察到在 $\delta_{\rm p}/(2\pi)=\pm5$ MHz 处有两个透明窗口, 在透明窗口处随着探测光场强度的增加, 透射率逐渐降低, 对应的 EIT 窗口受到抑制, $I_{\rm p}(L)/I_{\rm p}(0)$最大值在 0.3—0.6 之间, 表明由于范德瓦耳斯相互作用导致的非线性效应起到主要的作用. 图 2(b) 表明随着探测光强度的增大, 在透明窗口处, 光子的反聚束效应逐渐增大, 当$\Omega_{\rm p}/(2\pi)=4$ MHz 时, 二阶强度关联达到 $g_{\rm p}^2(L)/g_{\rm p}^2(0)=0.6$. 有限温度情况下, 考虑多普勒效应对系统透射和二阶强度关联函数的影响. 假定原子沿着 Z 轴传播, 其运动速度分布遵循麦克斯韦分布规律, 在计算时, 要做如下更改: $\delta_{\rm p}'\to\delta_{\rm p}+\kappa_1 v$, $\delta_e'\to\delta_e+\kappa_2 v$, $\delta_r'\to\delta_r+\kappa_3 v$, 其中 $\kappa_1,\kappa_2,\kappa_3$为对应的波失, 且 $\kappa_1=w_{\rm p}/(2\pi)$, $\kappa_2=w_e/(2\pi)$, $\kappa_3=w_r/(2\pi)$. 则多普勒效应下系统的极化率可以改写为

$$\widehat{\alpha}_D=\int\widehat{\alpha}M(v){\rm d}v, \tag{18}$$

其中 $M(v)=(v_k\sqrt{\pi})^{-1}\exp\left(-v^2/v_k^2\right)$, 为麦克斯韦速度分布函数, $v_k=\sqrt{2k_{\rm B}T/m}$ 是温度为 T, 质量为 m 的里德伯原子的最概然速率, 又称最可几速率. 为简化计算, 可以用洛伦兹分布函数 $M(v)=\dfrac{W_{\rm D}/\pi}{W_{\rm D}^2+(\kappa v)^2}$代替麦克斯韦速度分布函数 $M(v)$, 其中 $W_{\rm D}=\sqrt{\ln 2}\sqrt{\dfrac{2k_{\rm B}T}{m}}$,则 (18) 式可以得到解析解:

$$\widehat{\alpha}_{\rm D}(r)=\alpha_{3\rm D}\widehat{\Sigma}_{RR}(r)+\alpha_{4\rm D}[1-\widehat{\Sigma}_{RR}(r)], \tag{19}$$

其中$\alpha_{3\rm D}$和$\alpha_{4\rm D}$的表达式为

$$\alpha_{3\rm D}=\frac{{\rm i}\gamma_{gk}(\Delta_2-\kappa_1W_{\rm D}-\kappa_2W_{\rm D})}{{\rm i}\kappa_1\Delta_FW_{\rm D}^2+{\rm i}B_1W_{\rm D}+\Delta_1\Delta_2+\frac{\Omega_{\rm c1}^2}{4}}+\frac{2W_{\rm D}\gamma_{gk}[\kappa_1(D_1-B_1)-2{\rm i}\kappa_1\Delta_{\rm F}\Delta_1]}{2{\rm i}\kappa_1\Delta_{\rm F}D_1W_{\rm D}^2-B_1D_1+D_1^2}, \tag{20a}$$

$$\alpha_{4\rm D}=K_1+K_2+K_3, \tag{20b}$$

其中 $\Delta_{\rm F}={\rm i}\kappa_1+{\rm i}\kappa_2$, $B_1=\Delta_1\Delta_{\rm F}+{\rm i}\kappa_1\Delta_2$和 $D_1=\Delta_1\Delta_2\Delta_3+\dfrac{\Omega_{\rm c2}^2}{4}\Delta_1+\dfrac{\Omega_{\rm c1}^2}{4}\Delta_3$, K_1,K_2,K_2表达式详见附录 A.

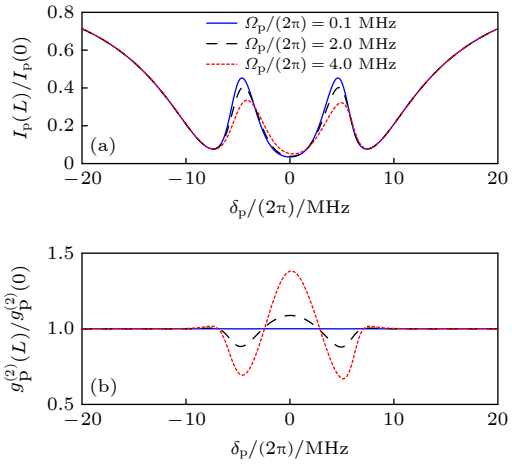

图 2 (a) 透射函数 $I_{\rm p}(L)/I_{\rm p}(0)$随 $\delta_{\rm p}/(2\pi)$变化的曲线, 三条线对应不同的初始探测场 $\Omega_{\rm p}/(2\pi)=0.1,2.0,4.0$ MHz; (b) 对应的探测场的二阶强度关联函数 $g_{\rm p}^{(2)}(L)/g_{\rm p}^{(2)}(0)$随 $\delta_{\rm p}/(2\pi)$变化的曲线, 其他参数取值分别为 $\delta_e=\delta_r=0$, $\Omega_{\rm c1}/(2\pi)=\Omega_{\rm c2}/(2\pi)=10$ MHz

Fig. 2. (a) Probe field transmission $I_{\rm p}(L)/I_{\rm p}(0)$ versus detuning $\delta_{\rm p}$, for different input intensities corresponding to $\Omega_{\rm p}/(2\pi)=0.1,2.0,4.0$ MHz; (b) corresponding intensity correlation functions $g_{\rm p}^{(2)}(L)/g_{\rm p}^{(2)}(0)$. Other parameters are $\delta_e=\delta_r=0$, $\Omega_{\rm c1}/(2\pi)=\Omega_{\rm c2}/(2\pi)=10$ MHz.

光同向传播的条件下, 图 3 给出了 $T=0$ K 和 $T=0.3$ K 时透射函数和二阶强度关联函数随着单光子失谐量 $\delta_{\rm p}$的变化图. 图 3(a) 与图 2(a) 对比可知, 当调节失谐量 (δ_e,δ_r)的值从 0 MHz 变为 43 MHz 时, 系统的对称透射谱转变为非对称透射谱, 而且透射率相对于图 2(a) 的透射率略高, 在 $\delta_{\rm p}=0$ MHz的右侧几乎没有光透过, 造成这一现象

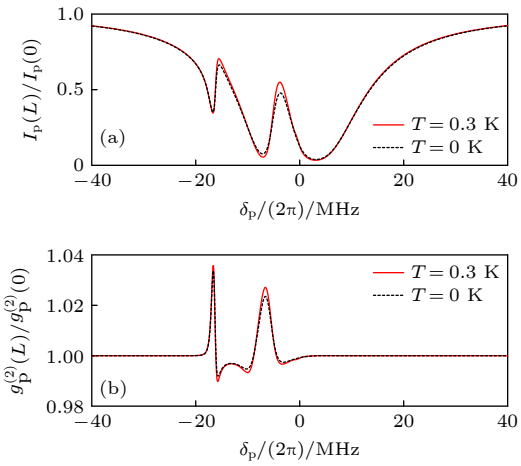

图 3 探测光和控制光同向传播时, (a) 透射函数 $I_p(L)/I_p(0)$ 和 (b) 光子二阶强度关联函数 $g_p^{(2)}(L)/g_p^{(2)}(0)$ 随 δ_p 的变化, 其中 $\delta_e = \delta_r = 43$ MHz, $\Omega_p/(2\pi) = 1.5$ MHz, $\Omega_{c1}/(2\pi) = \Omega_{c2}/(2\pi) = 10$ MHz, 实线表示 $T = 0.3$ K, 虚线表示 $T = 0$ K

Fig. 3. When probe and control fields travel in the same direction, (a) the transmission of probe field $I_p(L)/I_p(0)$ and (b) the corresponding intensity correlation functions $g_p^{(2)}(L)/g_p^{(2)}(0)$ versus the probe detuning δ_p. Other parameters are selected as $\delta_e = \delta_r = 43$ MHz, $\Omega_p/(2\pi) = 1.5$ MHz, $\Omega_{c1}/(2\pi) = \Omega_{c2}/(2\pi) = 10$ MHz. The solid curve denotes $T = 0.3$ K, and the dashed curve denotes $T = 0$ K.

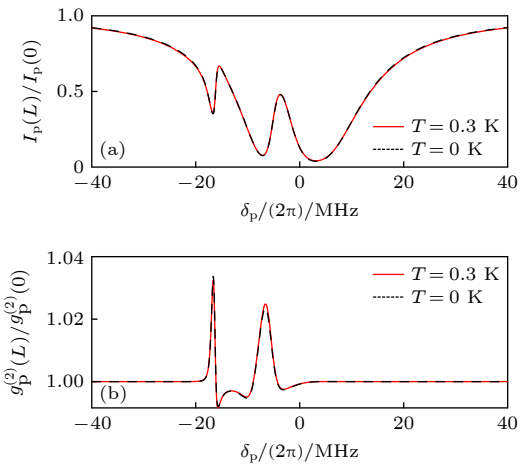

图 4 探测光和控制光反向传播时, (a) 透射函数 $I_p(L)/I_p(0)$ 和 (b) 光子二阶强度关联函数 $g_p^{(2)}(L)/g_p^{(2)}(0)$ 随 δ_p 的变化, 其中 $\delta_e = \delta_r = 43$ MHz, $\Omega_p/(2\pi) = 1.5$ MHz, $\Omega_{c1}/(2\pi) = \Omega_{c2}/(2\pi) = 10$ MHz, 实线表示 $T = 0.3$ K, 虚线表示 $T = 0$ K

Fig. 4. When probe and control fields travel in opposite directions, (a) the transmission of probe field $I_p(L)/I_p(0)$ and (b) the corresponding intensity correlation functions $g_p^{(2)}(L)/g_{p(0)}^{(2)}$ versus the probe detuning δ_p. Other parameters are selected as $\delta_e = \delta_r = 43$ MHz, $\Omega_p/(2\pi) = 1.5$ MHz, $\Omega_{c1}(/2\pi) = \Omega_{c2}/(2\pi) = 10$ MHz. The solid curve denotes $T = 0.3$ K, and the dashed curve denotes $T = 0$ K.

的原因是失谐量可以影响范德瓦耳斯力产生的能级移动. 当两束控制光反向传播时, 图 4 给出了 $T = 0$ K 和 $T = 0.3$ K 时透射函数和二阶强度关联函数随着 δ_p 的变化图. 可以看出, $T = 0$ K 和 $T = 0.3$ K的两条曲线基本重合, 表明调节控制光的传播反向, 可以有效消除多普勒效应对透射谱和二阶强度关联函数的影响, 原因是当反向传播时, 由于 λ_p, λ_{c1} 和 λ_{c2} 相差不大, 三光子失谐中 $-\kappa_1\nu + \kappa_2\nu$ 相互抵消, 多普勒效应的影响可以被抵消[34].

4 结 论

本文研究了巨梯型四能级超冷里德伯原子系统与三个光场的相互作用, 通过调节两束强光强度和失谐量, 可以有效调节弱探测光场的透射谱和二阶强度关联函数, 随着弱探测场的初始强度的增加, 透明窗口处探测场的透射率减小, 表明里德伯态之间偶偶相互作用导致系统的非线性效应增强且起主要作用. 选取合适的控制场强度, 当失谐量由 $\delta_e = \delta_r = 0$, 改变为 $\delta_e = \delta_r = 43$ MHz 时, 系统可透射谱由对称变为不对称. 最后考虑多普勒效应对系统透射谱的影响, 为了准确评估多普勒效应的影响, 在积分时采用洛伦兹分布函数 $M(v) = \dfrac{W_D/\pi}{W_D^2 + (\kappa v)^2}$ 代替克斯韦速度分布函数, 得到了系统解析的探测极化率. 研究结果表明, 在低温条件下, 当探测光和控制光同向传播方时, 多普勒效应对系统透射的影响主要集中在透明窗口处. 当光场异向传播时, 多普勒效应对系统的透射谱和二阶强度关联函数的谱线几乎重合, 即通过控制光的传播方向, 可以有效消除温度对系统的影响.

附录 A

K_1, K_2, K_2 表达式如下:

$$K_1 = \frac{\mathrm{i}\gamma_{gk}\left[(\Delta_2 + \mathrm{i}\Delta_F W_D)(\Delta_3 + \mathrm{i}\Delta_W W_D) + \dfrac{\Omega_{c2}^2}{4}\right]}{A_2(\mathrm{i}W_D)^3 - B_2 W_D^2 + \mathrm{i}C_2 W_D + D_1}, \quad \text{(A1)}$$

$$K_2 = -2\frac{W_D\gamma_{gk}\left[(\Delta_2 + \Delta_F E)(\Delta_3 + \Delta_W E) + \dfrac{\Omega_{c2}^2}{4}\right]}{(W_D^2 + E^2)(E - F)(E - G)}, \quad \text{(A2)}$$

$$K_3 = -2\frac{W_D\gamma_{gk}\left[(\Delta_2 + \Delta_F E)(\Delta_3 + \Delta_W F) + \dfrac{\Omega_{c2}^2}{4}\right]}{(W_D^2 + F^2)(F - E)(F - G)}. \quad \text{(A3)}$$

对应的 B_2, C_2, E, F, G, E_1 和 E_2 的表达式如下:

$$A_2 = \mathrm{i}\kappa_1 \Delta_{\mathrm{F}} \Delta_{\mathrm{W}}, \tag{A4}$$

$$B_2 = \Delta_1 \Delta_{\mathrm{F}} \Delta_{\mathrm{W}} + \mathrm{i}\kappa_1 \Delta_2 \Delta_{\mathrm{W}} + \mathrm{i}\kappa_1 \Delta_{\mathrm{F}} \Delta_3, \tag{A5}$$

$$C_2 = \Delta_1 \Delta_2 \Delta_{\mathrm{W}} + \Delta_1 \Delta_F \Delta_3 + \mathrm{i}\kappa_1 \Delta_2 \Delta_3 + \frac{\Omega_{\mathrm{c1}}^2}{4} \Delta_{\mathrm{W}} + \mathrm{i}\kappa_1 \frac{\Omega_{\mathrm{c2}}^2}{4}, \tag{A6}$$

$$E = \frac{E_2}{3\sqrt[3]{2}C_2} - \frac{\sqrt[3]{2}(3A_2C_2 - B_2^2)}{3A_2E_2} - \frac{B_2}{3A_2}, \tag{A7}$$

$$F = (-1 - \sqrt{3}\mathrm{i})\frac{E_2}{6\sqrt[3]{2}C_2} + \frac{(1 - \sqrt{3}\mathrm{i})(3A_2C_2 - B_2^2)}{3\sqrt[3]{4}A_2E_2} - \frac{B_2}{3A_2}, \tag{A8}$$

$$G = (-1 + \sqrt{3}\mathrm{i})\frac{E_2}{6\sqrt[3]{2}C_2} + \frac{(1 + \sqrt{3}\mathrm{i})(3A_2C_2 - B_2^2)}{3\sqrt[3]{4}A_2E_2} - \frac{B_2}{3A_2}, \tag{A9}$$

$$E_1 = [(2B_2^2 + 9A_2B_2C_2 - 27A_2^2D_1)^2 + 4(3A_2C_2 - B_2^2)^3]^{1/2}, \tag{A10}$$

$$E_2 = (-2B_2^2 + E_1 + 9A_2B_2C_2 - 27A_2^2D_1)^{1/3}. \tag{A11}$$

参考文献

[1] Golkar S, Tavassoly M K 2019 *Mod. Phys. Lett. A* **34** 1950077

[2] Cui L, Zhang Y, Man Z, Xia Y 2012 *Chin. Opt. Lett.* **10** 0202

[3] Altintas F, Eryigit R 2010 *J. Phys. A: Math. Theor.* **43** 415306

[4] Jahanbakhsh F, Tavassoly M 2020 *Mod. Phys. Lett. A* **35** 2050183

[5] Jaksch D, Cirac J, Zoller P, Rolston S, Cote R, Lukin M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2208

[6] Zeng Y, Xu P, He X, Liu Y, Liu M, Wang J, Papoular D, Shlyapnikov G, Zhan M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 160502

[7] Jan M, Xu X Y, Wang Q, Chen Z, Han Y J, Li C F, Guo G C 2019 *Chin. Phys. B* **28** 090303

[8] He X, Wang K, Zhuang J, Xu P, Gao X, Guo R, Sheng C, Liu M, Wang J, Li J, Shlyapnikov G V, Zhan M 2020 *Science* **370** 331

[9] Wu Y, Yang X 2005 *Phys. Rev. A* **71** 053806

[10] Ziauddin, Rahmatullah, Hussain A, Abbas M 2020 *Opt. Commun.* **461** 125284

[11] Liu Y M, Tian X D, Wang X, Yan D, Wu J H 2016 *Opt. Lett.* **41** 408

[12] Liu J, Liu N, Shan C, Li H, Liu T, Zheng A 2020 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **53** 145401

[13] Juan D Serna A J 2019 *Opt. Commun.* **445** 291

[14] Bai Z, Zhang Q, Huang G 2020 *Phys. Rev. A* **101** 053845

[15] Hang C, Huang G 2018 *Phys. Rev. A* **98** 043840

[16] Tsiberkin K 2018 *J. Exp. Theor. Phys.* **127** 1059

[17] Wu Y 2005 *Phys. Rev. A* **71** 053820

[18] Li X, Wang Q, Wang H, Shi C, Jardine M, Wen L 2019 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **52** 155302

[19] Yang G, Guo J, Zhang S 2019 *Int. J. Mod. Phys. B* **33** 1950048

[20] Zhang R F, Zhang X, Li L 2019 *Phys. Lett. A* **383** 231

[21] Konotop V V, Victor M P G 2002 *Phys. Lett. A* **300** 348

[22] Petrosyan D, Fleischhauer M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 170501

[23] Friedler I, Petrosyan D, Fleischhauer M, Kurizki G 2005 *Phys. Rev. A* **72** 043803

[24] Gorshkov A V, Otterbach J, Fleischhauer M, Pohl T, Lukin M D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 133602

[25] Petrosyan D, Otterbach J, Fleischhauer M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 213601

[26] Liu Y M, Yan D, Tian X D, Cui C L, Wu J H 2014 *Phys. Rev. A* **89** 7362

[27] Liu Y M, Tian X D, Yan D, Zhang Y, Cui C L, Wu J H 2015 *Phys. Rev. A* **91** 043802

[28] Pritchard J D, Maxwell D, Gauguet A, Weatherill K J, Jones M P A, Adams C S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 193603

[29] Xiao M, Li Y Q, Jin S Z, Gea-Banacloche J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 666

[30] Yu Y C, Dong M X, Ye Y H, Guo G, Ding D S, Shi B S 2020 *Sci. China Phys. Mech.* **63** 110312

[31] Yan D, Liu Y M, Bao Q Q, Fu C B, Wu J H 2012 *Phys. Rev. A* **86** 023828

[32] Sandhya S, Sharma K 1997 *Phys. Rev. A* **55** 2155

[33] Yang H, Fan C H, Zhang H X, Liu Y M, Wu J H 2019 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **52** 055502

[34] Bai S Y, Bao Q Q, Tian X D, Liu Y M, Wu J 2018 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **51** 075502

[35] Liu J, Liu N, Liu T, Shan C, Li H, Zheng A, Xie X T 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **503** 166609

[36] Liu J, Liu N, Shan C, Zheng A, Liu T, Li H, Xie X T 2016 *Phys. Lett. A* **380** 2458

[37] Mal K, Islam K, Mondal S, Bhattacharyya D, Bandyopadhyay A 2020 *Chin. Phys. B* **29** 054211

[38] Carr C, Tanasittikosol M, Sargsyan A, Sarkisyan D, Weatherill K J 2012 *Opt. Lett.* **37** 3858

[39] Gao Y, Ren Y, Yu D, Qian J 2019 *Phys. Rev. A* **100** 033823

Manipulation of transmission properties of a ladder-four-level Rydberg atomic system*

Gao Xiao-Ping [1)2)] Liang Jing-Rui [1)2)] Liu Tang-Kun [1)]
Li Hong [2)] Liu Ji-Bing [1)2)†]

1) (*College of Physics and Electronic Science, Hubei Normal University, Huangshi* 435002, *China*)

2) (*Hubei Key Laboratory of Optoelectronic Technology and Materials, Hubei Normal University, Huangshi* 435002, *China*)

(Received 8 December 2020; revised manuscript received 18 January 2021)

Abstract

In this paper, we study the interaction of a giant ladder type four-level Rydberg atomic system with a weak light field and two strong control fields separately. We use the Monte Carlo method to calculate the dynamic evolution of this system and investigate the influence of dipole-dipole interaction on the transmission spectrum and second-order intensity correlation function of the weak probe field. By changing the value of detuning δ_e and δ_r, we can obtain the asymmetric transmission spectrum of the four-level Rydberg atomic system. The influence of Doppler effect on transmission spectrum and second-order intensity correlation function are also studied. By using super atom model, the influences of different incident probe field intensities on the transmission spectrum and the second-order intensity correlation function of probe field are discussed in the Rydberg atomic system. The results show that the transmission spectrum of the four-level Rydberg atomic system is symmetric when the detuning $\delta_e = \delta_r = 0$. We obtain the asymmetric transmission spectrum of the system when the value of detuning (δ_e, δ_r) changes from 0 to 43 MHz. In order to evaluate the influence of temperature on the transmission spectrum of the system, the Lorentz distribution function is introduced to calculate the polarizability analytically. And, the influence of temperature on the asymmetric transmission spectrum and the second-order intensity correlation function are discussed at finite temperature separately. The results show that the transmittance of the outgoing probe field at the transparent window decreases with the increase of the intensity of the incident probe light field under the condition of electromagnetically induced transparency. When the intensity of the incident probe field is constant, the asymmetric transmission spectrum can be obtained by changing the detuning of the strong field. In addition, when the propagation direction of the probe field is consistent with that of the strong field, the peak value of the transmission spectrum and the peak value of the second-order intensity correlation function of the system slightly increase as the temperature increases. When the propagation direction of the detection field is inconsistent with that of the strong field, the influence of the Doppler effect on the transmission spectrum and the second-order intensity correlation function of the system can be ignored.

Keywords: Rydberg atom, Doppler effect, asymmetry, dipole-dipole interaction

PACS: 32.80.Ee, 42.25.Bs, 42.50.Ct **DOI:** 10.7498/aps.70.20202077

* Project supported by the Program for Innovative Teams of Outstanding Young and Middle-aged Researchers in the Higher Education Institutions of Hubei Province, China (Grant No. T2020014) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11874251).

† Corresponding author. E-mail: liujb@hbnu.edu.cn