

稀薄里德伯原子气体中的两体纠缠

张秦榕 王彬彬 张孟龙 严冬

Two-body entanglement in a dilute gas of Rydberg atoms

Zhang Qin-Rong Wang Bin-Bin Zhang Meng-Long Yan Dong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 034202 (2018) DOI: 10.7498/aps.20172052

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.20172052>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I3>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

逾渗分立时间量子行走的传输及纠缠特性

Properties of distribution and entanglement in discrete-time quantum walk with percolation

物理学报.2017, 66(13): 130303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.130303>

频域图像下的强场非序列电离过程

Frequency-domain view of nonsequential double ionization in intense laser fields

物理学报.2016, 65(22): 224205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.224205>

1.5 μm 光通信波段明亮压缩态光场的产生及其 Wigner 函数的重构

Generation of bright squeezed light at 1.5 μm telecommunication band and its Wigner function reconstruction

物理学报.2016, 65(4): 044203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044203>

原子系统中远失谐脉冲光束对的群速度操控

Group velocity manipulation of far off-resonant pulse-pair in atomic system

物理学报.2015, 64(9): 094208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094208>

循环跃迁的 Δ 型三能级系统中的无反转激光

Laser without inversion in a Δ -configuration three-level system with cyclic transition

物理学报.2012, 61(14): 144205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.144205>

稀薄里德伯原子气体中的两体纠缠*

张秦榕¹⁾ 王彬彬¹⁾ 张孟龙¹⁾ 严冬^{1)2)†}

1)(长春大学理学院, 材料设计与量子模拟实验室, 长春 130022)

2)(东北师范大学量子科学中心, 长春 130117)

(2017年9月17日收到; 2017年10月25日收到修改稿)

量子纠缠是量子信息处理和量子计算中不可或缺的物理资源, 制备稳定可操控的量子纠缠是研究的热点之一. 里德伯原子具有不同于普通中性原子的特点, 长寿命和原子之间强烈的偶极相互作用, 使得它成为量子信息处理和量子计算的最优候选者. 本文在稀薄里德伯原子气体中, 构建了空间四面体排布的里德伯原子模型(空间等距的四个原子模型), 通过数值求解主方程来研究两体纠缠和里德伯激发的稳态和瞬态动力学性质, 发现偶极阻塞机制下的量子纠缠最大, 其他满足反偶极阻塞条件的高阶激发引起的纠缠较小, 进而从理论上分析了这两种机制下量子纠缠的物理实质.

关键词: 量子纠缠, 共生纠缠, 里德伯原子, 偶极-偶极相互作用

PACS: 42.50.Ct, 03.67.Bg, 42.50.Nn

DOI: 10.7498/aps.67.20172052

1 引言

随着激光冷却和原子俘获技术的成熟进步, 在20世纪末就引起广泛兴趣的里德伯原子研究再次复苏, 截至目前已经在实验研究和理论预言中取得了很大进步. 里德伯原子指的是最外层电子被激发到主量子数 $n \gg 1$ 的高激发态原子, 这类原子半径和电偶极矩大, 寿命长, 具有其他中性原子没有的特性^[1]. 里德伯原子对外界电、磁场异常敏感, 利用这个特点很容易实现里德伯原子的操控. 原子间长程偶极-偶极相互作用使得里德伯原子成为量子信息应用中重要的物理资源. 特别是偶极-偶极作用引起的偶极阻塞效应(dipole blockade effect), 在量子信息处理中占有极其重要的作用^[2-6]. 所谓偶极阻塞效应, 是指偶极相互作用引起里德伯激发的能级移动, 致使一定空间内其他原子的共振光学跃迁被抑制的现象. 利用这种效应, 一方面可以使光子之间引起强关联效应, 进而产生可靠的单光子

源^[7,8]和设计单光子器件^[9,10], 而这些在现代量子信息处理中尤为重要; 另一方面还可以制备量子纠缠态, 同样, 量子纠缠在量子信息和量子物理中也占有核心地位.

本文研究一种特定的少体里德伯原子系统: 四个二能级原子, 最高能级为里德伯态, 空间位置排布为正四面体. 因为任意两个原子间距均相等, 所以它们之间的偶极-偶极相互作用也都相等. 研究这种简单且不失一般性的里德伯原子系统的性质, 既允许我们抛开近似手段进行精确的数值计算, 又可以在实验室中利用超冷的稀薄原子气体来验证. 本文主要讨论四原子系统的原子激发与两体纠缠的关系, 不但考虑光场与原子跃迁共振的偶极阻塞机制, 还把不同失谐条件下的反偶极阻塞机制的性质作为研究的重点, 对比研究了稳态、瞬态高阶激发和共生纠缠的关系, 分析得到实现较大纠缠的参数条件和可能的原子纠缠态.

本文第二部分构建了理论模型, 给出系统的哈密顿和动力学演化方程; 第三部分给出了刻画相干

* 国家自然科学基金(批准号: 11204019)、吉林省教育厅自然科学基金(批准号: 2016287)和博士后基金(批准号: 2015M570260)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ydbest@126.com

激发和两体纠缠的度量手段, 即里德伯原子激发概率和共生纠缠; 第四部分进行数值结果的讨论和分析; 最后给出了简要结论.

2 系统哈密顿与动力学演化方程

稀薄里德伯原子系统, 实验室中可选用超冷 Rb⁸⁷ 原子气体来实现. 原子样品密度为 10^9 — 10^{10} cm⁻³, 这时原子间平均距离可达微米量级^[11]. 因此考虑长程偶极-偶极相互作用, 完全可以用少体原子模型来描述. 采用如图 1(a) 所示的四原子系统, 任意两个原子间距离相等, 原子空间位置呈正四面体结构. 原子为简单的二能级结构, 实验上可以在大失谐条件下绝热消除中间能级实现双光子或者三光子跃迁来获得有效的二能级原子^[11–14]. 如图 1(b) 所示, $|g\rangle$ 为基态, $|r\rangle$ 为高激发的里德伯态. 当两个原子同时激发到里德伯态上时, 原子间存在偶极-偶极相互作用 V . 在激光光场相干驱动下, 系统的哈密顿为

$$H = -\hbar \sum_{i < j}^4 \Omega_i \sigma_{rg}^{(i)} + \Omega_i^* \sigma_{gr}^{(i)} + \Delta_i \sigma_{rr}^{(i)} - V \sigma_{rr}^{(i)} \sigma_{rr}^{(j)}, \quad (1)$$

其中 $\hbar$ 为普朗克常数, Ω_i 为拉比频率, $\Delta_i = \omega_i - \omega_{gr}$ 为单光子失谐, $\sigma_{gr}^{(i)} = |g\rangle_i \langle r|$ ($\sigma_{rg}^{(i)} = |r\rangle_i \langle g|$) 和 $\sigma_{rr}^{(i)} = |r\rangle_i \langle r|$ 分别为跃迁算符和投影算符. (1) 式中前三项为单个原子与光场相互作用, 而最后一项表示原子之间的偶极-偶极相互作用.

系统的动力学过程由原子密度矩阵 ρ 满足的主方程来描述:

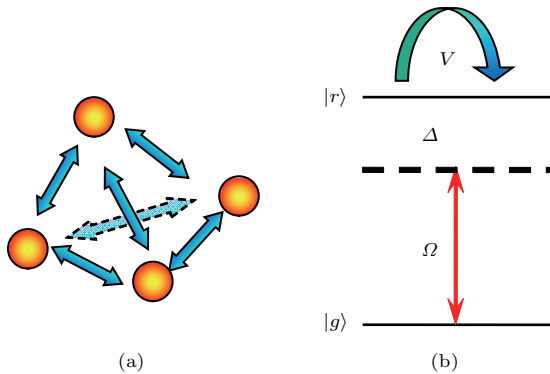


图 1 (a) 四原子系统中空间结构图; (b) 二能级原子能级图

Fig. 1. (a) Schematic of spatial structure for the four-atom system; (b) the energy structure of the two-level atom.

$$\partial_t \rho = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + L(\rho). \quad (2)$$

(2) 式中 $[H, \rho] = H\rho - \rho H$ 刻画系统的相干性质, Lindblad 算符 $L(\rho) = \gamma \sum_i^N \left(\sigma_{rg}^{(i)} \rho \sigma_{gr}^{(i)} - \frac{1}{2} \sigma_{gr}^{(i)} \sigma_{rg}^{(i)} \rho - \frac{1}{2} \rho \sigma_{gr}^{(i)} \sigma_{rg}^{(i)} \right)$ 刻画由原子弛豫 γ 引起的非相干特性. 求解主方程即可研究原子相干激发的性质以及与之相关的量子纠缠等特征. 如果令 (2) 式左端为零, 则可得到稳态解, 进而能够考察原子的稳态激发特性以及稳态纠缠.

对于独立原子系统, 由于原子间不存在相互作用, 因此考察单原子的光学响应就能得到整个系统的光学性质. 而对于里德伯原子, 计及原子间偶极-偶极相互作用, 原子的激发行为依赖近邻原子的存在, 所以主方程所描述的问题本质上是多体问题. 如果系统含有 N 个二能级原子, 那么准确刻画系统的 Hilbert 空间的维数为 2^N . 其结果就是除了两个原子的稳态问题可以精确解析求解^[15,16], 几个原子的情况可以通过数值精确求解以外, 较一般的情况需要借助近似手段来处理, 例如平均场理论^[17–20]、超级原子^[21–27] 以及速率方程^[28] 等.

3 里德伯激发概率和量子纠缠的度量

在独立原子系统内原子间不存在量子关联, 而里德伯原子系统则不同, 激发过程中偶极-偶极相互作用使得原子间产生关联, 纠缠在一起. 对于四原子系统, 原子激发比较复杂, 需要计算几类里德伯激发概率, 它们分别是单原子激发概率 (平均激发概率) $P_r = \text{Tr}[\rho^{(A)} \sigma_{rr}]$ 、双原子激发概率 $P_{rr} = \text{Tr}[\rho^{(AB)} \sigma_{rr} \sigma_{rr}]$ 、三原子激发概率 $P_{rrr} = \text{Tr}[\rho^{(ABC)} \sigma_{rr} \sigma_{rr} \sigma_{rr}]$ 以及四原子激发概率 $P_{rrrr} = \text{Tr}[\rho \sigma_{rr} \sigma_{rr} \sigma_{rr} \sigma_{rr}]$, 其中单原子、双原子和三原子密度矩阵分别为 $\rho^{(A)} = \text{Tr}_{BCD}[\rho]$, $\rho^{(AB)} = \text{Tr}_{CD}[\rho]$ 和 $\rho^{(ABC)} = \text{Tr}_D[\rho]$, 这里 $\text{Tr}[\cdot]$ 为偏迹计算. 通过激发概率, 可以刻画系统的激发性质, 例如对于典型的偶极阻塞效应, 共振的多原子激发被抑制, 即高级激发概率 $P_{rr} = P_{rrr} = P_{rrrr} = 0$.

共生纠缠 (concurrence) 能够很好地度量两体纠缠, 原因在于这个定义对于两个二能级原子之间的量子纠缠度量是充分必要的, 其定义如下^[29–31]:

$$C = \max(0, \lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 - \lambda_4), \quad (3)$$

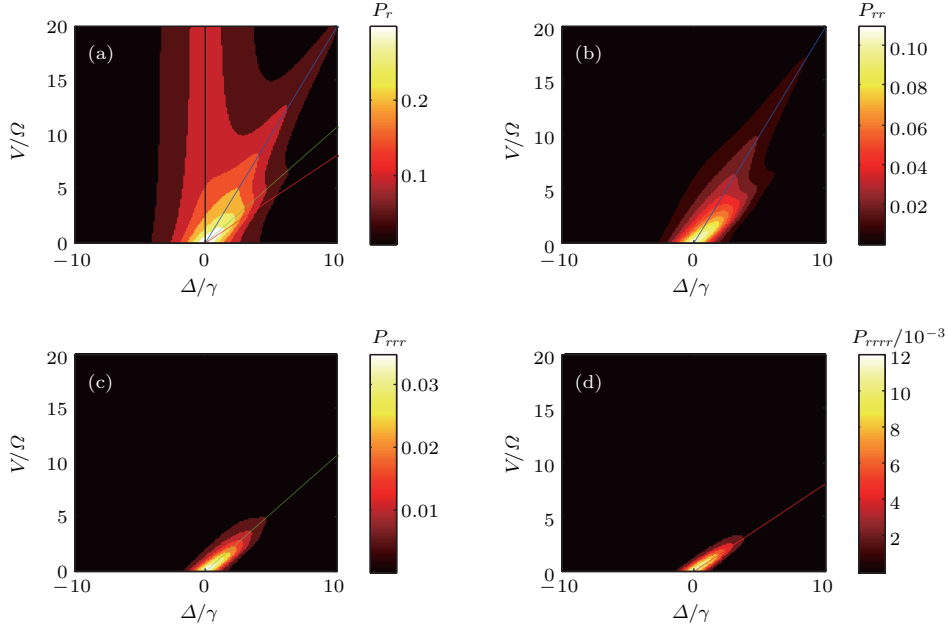


图2 稳态里德伯激发概率 (a) P_r , (b) P_{rr} , (c) P_{rrr} 和 (d) P_{rrrr} 作为单光子失谐 Δ/γ 和偶极-偶极相互作用 V/Ω 的函数; 图中黑色实线、蓝色折线、绿色点线以及红色点折线分别对应于 $\Delta/V = 0, 1/2, 1, 5/4$

Fig. 2. Steady-state Rydberg excitation probabilities (a) P_r , (b) P_{rr} , (c) P_{rrr} , and (d) P_{rrrr} as a function of single-photon detuning Δ/γ and dipole-dipole interaction V/Ω . The black solid, blue dashed, green dotted and dash-dotted curves correspond to $\Delta/V = 0, 1/2, 1, 5/4$, respectively.

这里 λ_i ($i=1, 2, 3, 4$) 是矩阵

$$\rho^{(AB)}(\sigma_{1y} \otimes \sigma_{2y})\rho^{(AB)*}(\sigma_{1y} \otimes \sigma_{2y})$$

本征值的平方根, 它们按照降序排列, $\rho^{(AB)}$ 是双原子的密度算符, σ_{iy} ($i=1, 2$) 是泡利矩阵, 记为

$$\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

共生纠缠满足 $0 \leq C \leq 1$. $C=0$ 代表两个原子没有纠缠, 即量子态是可分离的, 例如两个没有相互作用的二能级原子; 而 $C=1$ 表示两个原子处于最大纠缠态. 需要指出的是, 这个定义仅仅能够判断纠缠的大小, 不能直接判断纠缠态类型.

4 数值结果讨论与分析

从图2可以看出, 原子各阶激发的参数空间存在明显的区域分布特征. 对于共振情况 ($\Delta/\gamma = 0$), 当原子间相互作用足够大 ($V/\Omega > 10$) 时有 $P_{rr} \approx P_{rrr} \approx P_{rrrr} \approx 0$, 即原子高阶激发被抑制, 系统进入典型的偶极阻塞机制. 阻塞空间内只有一个原子被激发到里德伯态上, 系统内所有原子形成强烈的纠缠整体, 这时系统量子态

为 $\frac{1}{2} \sum_{i=1}^4 |g \cdots r_j \cdots g\rangle$. 具体来看, 图2(a)中黑色实线标记的就是偶极阻塞参数区域, 随着偶极-偶极作用的增强, 单原子激发参数区域明显收紧并且在 $V/\Omega > 10$ 时激发概率接近饱和. 而非共振情况 ($\Delta/\gamma \neq 0$) 里德伯激发行为发生明显变化. 从图2(b)–(d)可以看出, 围绕 $\Delta/V = 1/2, 1, 5/4$ 参数区域, 系统分别产生双原子、三原子和四原子激发, 这是因为一定的单光子失谐部分地补偿了由于偶极-偶极相互作用引起的能级移动, 导致超过一个里德伯原子的激发行为, 称之为偶极反阻塞效应^[32,33]. 此外, 高阶原子激发对低阶原子激发均有贡献. 具体来讲, 二、三和四个原子激发对单激发概率有贡献, 三、四原子激发会增大双原子激发概率, 四原子激发会提高三原子激发概率, 这些信息可以从对应的参数空间获得 (见图2蓝色折线、绿色点线和红色点折线).

除 $\Delta/V = 0, 1/2, 1, 5/4$ 四个参数区域以外, 里德伯激发几乎被完全抑制. 这是因为失谐或者原子间相互作用过大, 有限强度的激光光场不足以将单个原子激发到里德伯态上. 所以要实现里德伯激发, 必须要保证足够的激光强度.

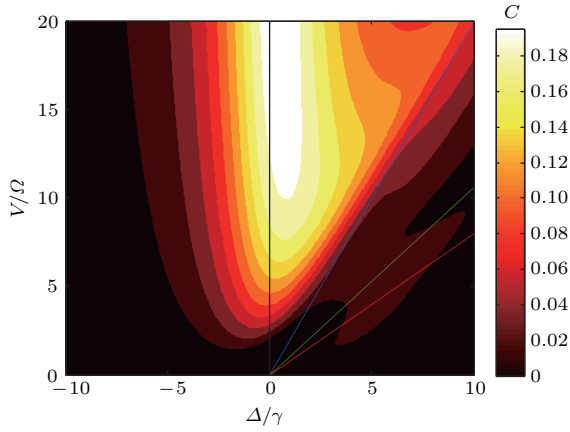


图3 稳态共生纠缠 C 作为单光子失谐 Δ/γ 和偶极-偶极相互作用 V/Ω 的函数, 其他参数和四类曲线与图2一致
Fig. 3. Steady-state concurrence C as a function of single-photon detuning Δ/γ and dipole-dipole interaction V/Ω . Other parameters and four kinds of curves are the same as in Fig. 2.

与原子激发行为相对应, 下面讨论相同参数空间的稳态纠缠性质. 从图3可以清楚地看到, 量子纠缠仅存在于里德伯原子的各阶激发参数范围. 在激发概率为零的地方, 根本不存在量子纠缠. 这意味着要想实现纠缠, 至少要激发一个原子到里德伯态上才能触发偶极-偶极相互作用. 此外, 最大纠缠集中在偶极阻塞区域, 由其量子态 $\frac{1}{2} \sum_{i=1}^4 |g \cdots r_j \cdots g\rangle$ 亦可看出, 只有一个原子被激发的四体系统是一个强纠缠的量子系统.

下面详细讨论稳态纠缠、激发与原子间相互作用

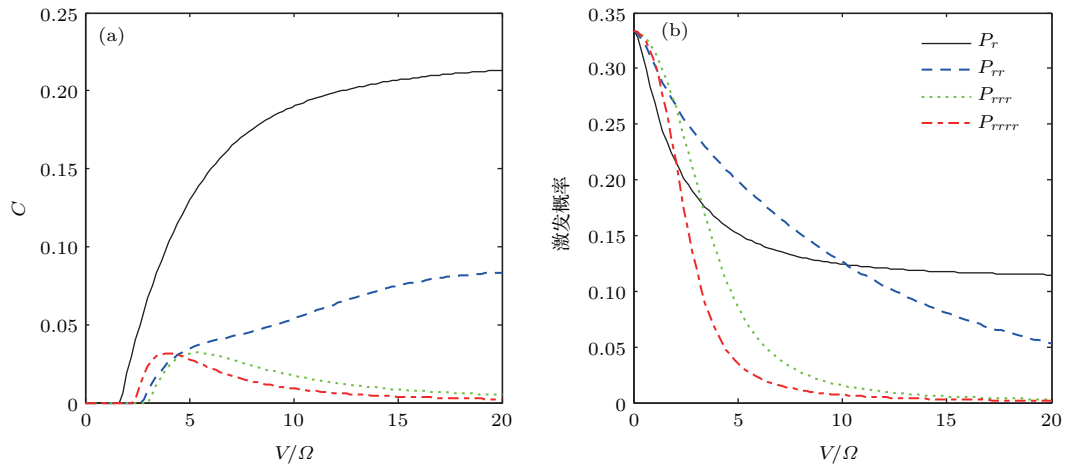


图4 (a) 稳态共生纠缠 C 和 (b) 里德伯激发概率作为偶极-偶极相互作用 V/Ω 的函数 (黑色实线、蓝色折线、绿色点线以及红色点折线分别对应于 $\Delta/V = 0, 1/2, 1, 5/4$)
Fig. 4. (a) Steady-state concurrence C and (b) Rydberg excitation probabilities as a function of dipole-dipole interaction V/Ω . The black solid, blue dashed, green dotted and dash-dotted curves in (a) correspond to $\Delta/V = 0, 1/2, 1, 5/4$, respectively.

用的关系. 由图4(a)中黑色实线可以看出, 在偶极阻塞条件下, 当 $V/\Omega \leq 2$ 时原子间不存在纠缠, 这是因为原子间偶极-偶极作用较弱, 此时与独立原子类似, 每个原子都有较高的概率激发, 所以原子间不能很好地纠缠. 而当 V 增大, 高阶激发被逐渐抑制, 其结果是平均激发概率降低, 只保证一个原子激发, 因此系统逐渐进入关联状态, 纠缠产生并随着偶极阻塞效应的增强而增强, 当里德伯原子的多激发被完全抑制, 系统进入严格的偶极阻塞机制, 纠缠和激发随之趋于饱和状态. 而对于偶极反阻塞机制(图4(a)蓝色折线、绿色点线和红色点折线)的情况, 当 $V/\Omega \leq 3$ 时, 也有与偶极阻塞机制类似的性质, 因此不存在纠缠. 随着偶极-偶极作用逐渐增大, 量子纠缠达到最大值, 继续增大, 量子纠缠会减弱直至消失(蓝折线也符合这个特点, 只是图4(a)中没有体现出来, $V/\Omega > 30$ 就能看到这个特点). 在偶极反阻塞效应中, 尽管偶极-偶极相互作用 V 与失谐 Δ 的比例保持一致, 但是由于对原子激发的作用不同, 因此它们之间的具有竞争和合作关系决定着纠缠大小, 当 $V(\Delta)$ 较小时, 失谐 Δ 在一定程度上补偿了偶极-偶极相互作用 V 带来的能级移动, 因此里德伯原子激发得到增强从而促进量子纠缠, 当两者都很大时, 失谐 Δ 和 V 都在一定程度上降低了单原子激发, 而且补偿的能级移动带来的效果微不足道, 因此最后原子激发被完全抑制, 所以量子纠缠消失.

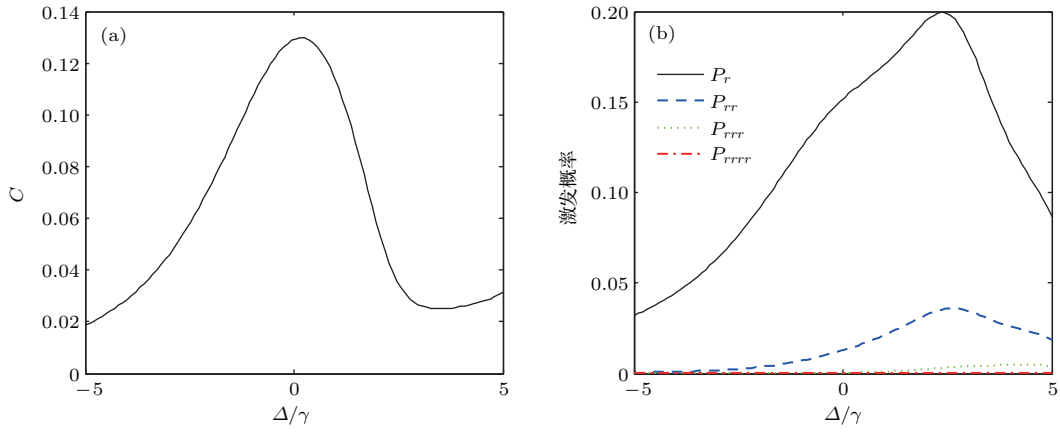


图5 (a) 稳态共生纠缠 C 和 (b) 里德伯激发概率作为失谐 Δ/γ 的函数, 其中偶极-偶极相互作用 $V/\Omega = 5$
 Fig. 5. (a) Steady-state concurrence C and (b) Rydberg excitation probabilities as a function of single-photon detuning Δ/γ with dipole-dipole interaction $V/\Omega = 5$.

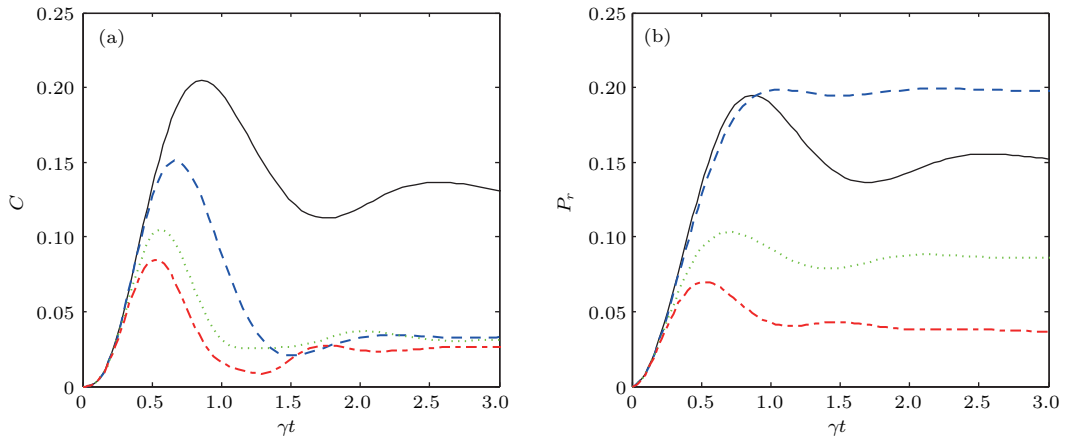


图6 (a) 共生纠缠 C 和 (b) 单原子激发概率 P_r 的时间演化曲线 (黑色实线、蓝色折线、绿色点线以及红色点折线分别对应于 $\Delta/V = 0, 1/2, 1, 5/4$ 的情况, 其中偶极-偶极相互作用 $V/\Omega = 5$)
 Fig. 6. (a) Time evolution of concurrence C and (b) single-atom excitation probability P_r with dipole-dipole interaction $V/\Omega = 5$. The black solid, blue dashed, green dotted and dash-dotted curves correspond to $\Delta/V = 0, 1/2, 1, 5/4$, respectively.

进一步讨论稳态纠缠、激发与单光子失谐的关系. 从图5可以看出, 当 $V/\Omega = 5$ 时纠缠最大值出现在共振点, 这正对应偶极阻塞效应. 与独立原子系综不同, 激发概率最大值会偏离共振点, 这是因为偶极-偶极相互作用补偿正、负失谐的结果不同, 导致差异化的原子激发行为. 此外, 还可以说明单原子激发概率与共生纠缠行为并没有严格的对应关系.

保持原子间偶极-偶极相互作用不变, 讨论两种激发机制下对应的纠缠和激发概率的动力学演化. 选取 $V/\Omega = 5$ 意味着偶极-偶极相互作用强度中等, 这样能够更好地观察系统的动力学演化. 如图6(a)所示, 初始时刻没有原子激发, 所以纠缠也不存在. 随着里德伯原子的激发, 几乎所有原子都

参与相互作用过程, 因此纠缠逐渐增加并做集体拉比振荡, 共振情况 (偶极阻塞机制) 下集体拉比振荡频率正比于 $\sqrt{N}$ (N 为原子数) [5,34], 而失谐情况 (偶极反阻塞机制) 振荡频率高于共振情况, 失谐越大, 振荡频率越大, 在 $\gamma t \geq 3$ 系统进入稳态. 共振情况的纠缠峰值和稳态值均大于非共振情况, 这与前面的提到的稳态结果一致. 从图6(b)可以看出 $\Delta/V = 1/2$ 时原子激发概率最大, 这与稳态结果一致, 也是失谐补偿了能级移动的结果. 但是对应的纠缠却没有共振情况大, 原因在于前者接近单激发集体态 $\frac{1}{2} \sum_{i=1}^4 |g \cdots r_j \cdots g\rangle$ 而后者则接近双激发集体态 $\frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{i=1}^4 |g \cdots r_j \cdots r_k \cdots g\rangle$ 的原因. 对于失谐

更大的反阻塞机制 ($\Delta/V = 1, 5/4$), 单原子激发得不到满足, 所以纠缠自然就很小, 失谐越大, 纠缠的峰值和稳态值就越小.

实验上可以选择三能级梯形结构 Rb^{87} 原子, 基态、中间激发态以及最高能级分别为 $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$, $|5P_{3/2}, F = 2\rangle$ 和 $60S_{1/2}$, 一方面让 $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 2\rangle$ 的跃迁为大失谐, 另一方面保持 $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ 经 $|5P_{3/2}, F = 2\rangle$ 到里德伯能级 $60S_{1/2}$ 的跃迁为双光子共振, 即采取双光子激发方案, 这样原子可以等效为二能级原子. 进而通过样品中原子间平均距离来测算原子间的范德瓦耳斯势 $V = \hbar C_6/R^6$, 其中 C_6 和 R 分别为范德瓦耳斯系数和原子间距. 再调整大失谐获得有效的拉比频率, 使得 V/Ω 和 Δ/γ 的数值满足研究的参数范围. 最后, 测量里德伯原子的激发概率和测算共生纠缠的大小.

5 结 论

本文讨论了稀薄气体中的量子纠缠和里德伯激发性质. 以空间排布为正四面体的少体原子系统为模型, 同时计及原子间偶极-偶极相互作用. 通过精确的数值计算来考察系统在偶极阻塞和反阻塞机制下的稳态和瞬态动力学性质. 结果表明, 里德伯激发决定着量子纠缠, 无论是稳态和瞬态, 偶极阻塞机制下的共生纠缠度都是最大. 进一步考察高阶激发过程, 分析了两种机制下的纠缠类型并给出物理解释.

参考文献

- [1] Gallagher T F 1994 *Rydberg Atoms* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [2] Saffman M, Walker T G, Mølmer K 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 2313
- [3] Comparat D, Pillet P 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** A208
- [4] Jaksch D, Cirac J I, Zoller P, Rolston S L, Côté R, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2208
- [5] Lukin M D, Fleischhauer M, Côté R, Duan L M, Jaksch D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037901
- [6] Tong D, Farooqi S M, Stanojevic J, Krishnan S, Zhang Y P, Côté R, Eyler E E, Gould P L 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 063001
- [7] Porras D, Cirac J I 2008 *Phys. Rev. A* **78** 053816
- [8] Pedersen L H, Mølmer K 2009 *Phys. Rev. A* **79** 012320
- [9] Gorniaczyk H, Tresp C, Schmidt J, Fedder H, Hofferberth S 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 053601
- [10] Tiarks D, Baur S, Schneider K, Dürr S, Rempe G 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 053602
- [11] Pritchard J D, Maxwell D, Gauguier A, Weatherill K J, Jones M P A, Adams C S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 193603
- [12] Vogt T, Viteau M, Zhao J, Chotia A, Comparat D, Pillet P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 083003
- [13] Ye S, Zhang X, Dunning F B, Yoshida S, Hiller M, Burgdörfer J 2014 *Phys. Rev. A* **90** 013401
- [14] Labuhn H, Barredo D, Ravets S, de Léséleuc S, Macrì T, Lahaye T, Browaeys A 2016 *Nature* **534** 667
- [15] Gillet J, Agarwal G S, Bastin T 2010 *Phys. Rev. A* **81** 013837
- [16] Fan C H, Yan D, Liu Y M, Wu J H 2017 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **50** 115501
- [17] Lee T E, Häffner H, Cross M C 2011 *Phys. Rev. A* **84** 031402
- [18] Lee T E, Häffner H, Cross M C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 023602
- [19] Šibali N, Wade C G, Adams C S, Weatherill K J, Pohl T 2016 *Phys. Rev. A* **94** 011401
- [20] Dauphin A, Müller M, Martin-Delgado M A 2016 *Phys. Rev. A* **93** 043611
- [21] Petrosyan D, Otterbach J, Fleischhauer M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 213601
- [22] Yan D, Liu Y M, Bao Q Q, Fu C B, Wu J H 2012 *Phys. Rev. A* **86** 023828
- [23] Gärttner M, Whitlock S, Schönleber D W, Evers J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 233002
- [24] Carmele A, Vogell B, Stannigel K, Zoller P 2014 *New J. Phys.* **16** 063042
- [25] Weber T M, Höning M, Niederprüm T, Manthey T, Thomas O, Guarrera V, Fleischhauer M, Barontini G, Ott H 2015 *Nat. Phys.* **11** 157
- [26] Zeiher J, Schauß P, Hild S, Macrì T, Bloch I, Gross C 2015 *Phys. Rev. X* **5** 031015
- [27] Liu Y M, Tian X D, Wang X, Yan D, Wu J H 2016 *Opt. Lett.* **41** 408
- [28] Ates C, Pohl T, Pattard T, Rost J M 2007 *Phys. Rev. A* **76** 013413
- [29] Hill S, Wootters W K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 5022
- [30] Wootters W K 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2245
- [31] Yan D, Song L J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6832 (in Chinese) [严冬, 宋立军 2010 物理学报 **59** 6832]
- [32] Ates C, Pohl T, Pattard T, Rost J M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 023002
- [33] Amthor T, Giese C, Hofmann C S, Weidemüller M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 013001
- [34] Honer J, Löw R, Weimer H, Pfau T, Büchler H P 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 093601

Two-body entanglement in a dilute gas of Rydberg atoms*

Zhang Qin-Rong¹⁾ Wang Bin-Bin¹⁾ Zhang Meng-Long¹⁾ Yan Dong^{1)2)†}

1) (School of Science and Key Laboratory of Materials Design and Quantum Simulation, Changchun University, Changchun 130022, China)

2) (Center for Quantum Sciences, Northeast Normal University, Changchun 130117, China)

(Received 17 September 2017; revised manuscript received 25 October 2017)

Abstract

Since the establishment of quantum mechanics, quantum entanglement has become one of the most important realms in quantum physics. On the one hand, it reflects some of the most fascinating features, such as quantum coherence, probability and non-locality and so on. On the other hand, it proves to be an indispensable resource of quantum information processing and quantum computation, which is considered to greatly promote the development of human science and technology. In the past decades, inspired by advances in quantum information theory and quantum physics, people have been searching for suitable systems with great enthusiasm to prepare the robust and manipulable quantum entanglement. Recently, Rydberg atoms have been considered to be a good candidate for many quantum information and quantum computation tasks. Compared with general neutral atoms, Rydberg atoms with large principal quantum number have several advantages in the quantum information and computation service. Firstly, they have finite lifetimes much larger than general neutral atoms, which indicates that the long-time entanglement between Rydberg atoms can be achieved. Secondly, due to the high-excitation level, Rydberg-excitation atoms have long-ranged dipole-dipole interaction much stronger than ground state atoms. This strong atomic interaction leads to the so-called blockade effect: when one atom is excited to Rydberg level, the excitation of the neighboring atoms will be strictly suppressed due to the energy shift induced by the strong atomic interaction. On the contrast, if the energy shift is compensated for by the detuning between the energy levels and the driven laser field, these atoms can be excited with higher probability simultaneously. These effects imply that Rydberg atoms provide an excellent platform for investigating the quantum information and quantum computation process, and many important achievements based on them have been achieved. Encouraged by these researches on entanglement and Rydberg atoms, in this paper, we study the steady-state and transient dynamical properties of two-body entanglement and the Rydberg-excitation properties in a dilute gas of Rydberg atoms, which can be represented by a tetrahedrally arranged interacting four-atom model. By solving numerically the master equation of four atoms involving Rydberg level, we investigate the higher-order Rydberg excitations and bipartite entanglement, which is estimated by concurrence. Our results show that the bipartite entanglement can only achieve its maximal value in the strongest dipole blockade regime rather than anti-blockade one (the high-order Rydberg excitations). Furthermore, the physical essence of quantum entanglement is analyzed theoretically in relevant regimes. Our work can naturally extend to more complicated atomic space structures, and might be treated as a good platform for fulfilling many quantum information tasks by employing the quantum entanglement.

Keywords: quantum entanglement, concurrence, Rydberg atom, dipole-dipole interaction

PACS: 42.50.Ct, 03.67.Bg, 42.50.Nn

DOI: 10.7498/aps.67.20172052

* Project supported by the National Nature Science Foundation of China (Grant No. 11204019), the Science Foundation of Education Department of Jilin Province, China (Grant No. 2016287), and the General Financial Grant from the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2015M570260).

† Corresponding author. E-mail: ydbest@126.com