

专题: 量子光学原理与应用

受飞行里德伯自旋控制的光学涡旋非互易传播*

王奕璇 刘一谋[†] 吴金辉[‡]

(东北师范大学物理学院, 量子科学中心, 长春 130024)

(2025年10月11日收到; 2025年11月9日收到修改稿)

自旋原子团与里德伯原子系综通过位置依赖的非共振偶极交换相互作用相耦合, 构成具有偶极交换诱导透明的复合量子系统. 飞行自旋原子团与目标里德伯原子系综具有宏观相对运动, 诱导目标里德伯原子系综产生光学非互易性. 涡旋光束不仅携带轨道角动量且具有复杂的三维空间结构, 其与位置依赖的相干原子系统的耦合有望展现出新颖的物理现象. 本文深入探讨了受飞行自旋原子团控制的里德伯原子系综中涡旋光束非互易传播的动态调控. 通过分步傅里叶传播方法, 对探测光束在系综中的空间演化进行了详细分析, 结果表明自旋原子团运动速度以及探测场失谐是影响涡旋光束非互易性的关键因素. 通过对二者进行协同调节, 可以灵活控制涡旋光束二维波阵面经非互易传输后的强度和相位分布. 本研究不仅拓宽了非互易光学器件设计和优化思路, 同时指出此类光学非互易调控可作为二维涡旋光束整形的潜在技术手段, 在光信息处理和量子通信等领域具有潜在应用价值.

关键词: 飞行里德伯自旋, 偶极交换相互作用, 结构光场, 光学非互易**DOI:** 10.7498/aps.75.20251375**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251375

1 引言

对于结构上满足空间对称的光学介质, 光学非互易性是指光沿不同传播方向入射该介质后, 该介质表现出不同光学性质的现象^[1-4]. 其在光信息处理^[5,6]、量子信息科学^[7-9]及其他前沿科技领域^[10,11]具有重要的应用前景. 基于光学非互易性, 光学隔离器^[12-14]、光环行器^[15,16]、单向放大器^[17]等新型光学器件, 在量子通信^[18,19]、量子计算^[20,21]、量子传感^[22,23]等方面也具有重要作用. 传统的光学非互易性实现方式通常依赖于法拉第磁光效应或非线性材料^[24-26], 但这些方法往往存在损耗大、集成度低等问题. 近年来, 基于无磁系统的光学非互易性的实现与操控引起了广泛关注, 诸如旋转微腔系统^[27,28]、非厄米光学系统^[29-31]以及基于多普勒效

应的原子系统^[32-34]已贡献了大量高水平的研究. 其中, 基于电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT)^[35,36]等相干光学效应的原子系统方案^[37-39]的优势在于, 可以通过对原子能级结构和光场参数的精确调控, 实现高效、低损耗的非互易传输. 例如, 相关研究利用 EIT 效应的窄带效应, 构建了非互易光传输通道^[40,41], 通过控制场与探测场的失谐或强度差异, 实现了对探测光场的单向透射、放大.

为了扩展 EIT 效应的调控维度, 里德伯 (Rydberg) 相互作用近年来被广泛应用于 Rydberg-EIT 系统中^[42-45]. 里德伯原子之间长程相互作用可借助相干原子系统的非线性效应引入显著的光子-光子相互作用, 并为诱导介质的可控光学非互易性提供了可能^[46,47]. 值得注意的是, Petrosyan^[48]提出了偶极交换诱导透明 (dipolar exchange induced

* 吉林省教育厅优秀青年基金 (批准号: JJKH20241411KJ) 和吉林省科学发展基金 (批准号: 20220101009JC) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: liuym605@nenu.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: jhwu@nenu.edu.cn

transparency, DEIT) 机制. 该机制利用位置敏感的长程偶极-偶极交换相互作用将自旋原子的空间位置作为 Rydberg-EIT 介质的调控机制, 为构建新型非互易器件提供了新的思路^[49].

拉盖尔-高斯 (Laguerre-Gaussian, LG) 光束携带轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM), 且光强与相位存在空间分布. 当与物质相互作用时, 其特殊属性会引发多种有趣现象, 包括涡旋慢光^[50,51]、轨道角动量态光子的纠缠^[52]、光学涡旋的传递^[53-60]、光致扭矩效应^[61,62]、携带轨道角动量光束的存储与读取^[63,64]以及空间依赖的电磁诱导透明现象^[65-67]. LG 光束复杂的三维空间结构^[68-70], 若与同样位置敏感的 DEIT 原子系统的耦合有望展现出新颖的物理现象和更丰富的调控维度.

本文旨在讨论 DEIT 里德伯原子系综中, 运动自旋原子团对平面波和 LG 光束非互易性传播的动态调控. 为了实现这一目标, 本研究构建了一个五能级 \mathcal{N} 型能级结构的目标原子系综模型. 并且目标原子通过偶极交换相互作用与两团以 v 沿 $+z$ 方向匀速运动的高激发态自旋原子团耦合. 通过分步傅里叶传播方法^[71,72]与超级原子模型^[73], 对探测 LG 光束在系综中的空间传播进行了数值模拟, 详细分析了出射光斑的强度和相位分布. 结果显示自旋原子团 (双 Rydberg 态自旋) 宏观速度 v 以及探测场失谐都是影响 LG 光束非互易传输的关键因素. 通过对二者进行协同调节, 可以灵活地控制 LG 光束非互易性传输. 这些发现为基于运动自旋的非互易光学器件设计和优化提供了理论依据, 在光信息处理和量子通信等领域具有潜在的应用价值.

2 理论模型

本研究构建了由目标原子系综与两团同速运动的控制原子构成的复合量子系统, 如图 1(a) 所示. 其中, 目标原子系综由具有五能级 \mathcal{N} 型构型的超冷 ^{133}Cs 原子构成, 其能级包括基态 $|g\rangle$ 、激发态 $|e\rangle$ 、亚稳态 $|m\rangle$ 以及里德伯态 $|i\rangle$ 和 $|r\rangle$. 而控制原子则由里德伯态 $|u\rangle$ 和 $|d\rangle$ 构成控制自旋 (初态制备在 $|u\rangle$ 态上). 自旋原子与目标原子通过长程偶极-偶极交换相互作用实现 $|u, i\rangle \leftrightarrow |d, r\rangle$ 的能级交换. 一束频率为 ω_p 的弱量子场 $\hat{\Omega}_p = \hat{\mathcal{E}}_p \cdot \hat{\rho}_{ge} \sqrt{\omega_p / (2\hbar\epsilon_0 V)}$ 被用于探测 $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ 之间的跃迁 (能级差为 ω_{eg}), 探测场失谐为 $\Delta_p = \omega_p - \omega_{eg}$. 其中 $\hat{\mathcal{E}}_p$ 代表局部的

探测场振幅算子, $V = w^2 L$ 表示量子化体积, w 是探测场的横向宽度, 满足关系 $w \ll L$. 经典光场 $\Omega_c = \mathcal{E}_c \cdot \hat{\rho}_{em} / 2\hbar$ 和 $\Omega_d = \mathcal{E}_d \cdot \hat{\rho}_{mi} / 2\hbar$ 分别用于耦合 $|e\rangle \leftrightarrow |m\rangle$ 和 $|m\rangle \leftrightarrow |i\rangle$ 跃迁过程, 并且失谐分别为 $\delta_c = \omega_c - \omega_{em}$ 和 $\delta_d = \omega_d - \omega_{mi}$. 其中, \mathcal{E}_c 和 \mathcal{E}_d (ω_c 和 ω_d) 是耦合场的慢变振幅 (光场频率), $\omega_{\mu\nu}$ 和 $\hat{\rho}_{\mu\nu}$ 分别是跃迁过程 $|\mu\rangle \leftrightarrow |\nu\rangle$ 的跃迁频率和跃迁偶极矩阵元, $\mu, \nu \in \{g, e, m, i, r, d, u\}$.

2.1 偶极交换诱导的 Rydberg-EIT 光学响应

自旋原子与目标原子通过非共振的长程偶极-偶极交换相互作用 D_{dd} 耦合^[48,74]:

$$D_{dd} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\hbar} \left[\frac{\hat{\rho}_{ri} \cdot \hat{\rho}_{du}}{|\mathbf{R}|^3} - \frac{3(\hat{\rho}_{ri} \cdot \mathbf{R})(\hat{\rho}_{du} \cdot \mathbf{R})}{|\mathbf{R}|^5} \right], \quad (1)$$

其中, $\mathbf{R} \equiv (\mathbf{r} - \mathbf{r}_s)$ 表示位于位置 \mathbf{r} 的目标原子与位于位置 \mathbf{r}_s 的控制自旋原子之间的相对距离. 考虑到 $\hat{\rho}_{ri} \parallel \hat{\rho}_{du} \perp \mathbf{R}$, 自旋交换相互作用可简化为 $D_{dd} = C_3 / |\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|^3$, 其中 $C_3 \equiv (\hat{\rho}_{ri} \cdot \hat{\rho}_{du}) / (4\pi\epsilon_0\hbar)$ 是偶极交换相互作用系数. 目标原子被激发到 $|r\rangle$ 态 (里德伯态) 是通过偶极交换相互作用与非共振的辅助耦合场 Ω_d (该场作用于从激发态 $|m\rangle$ 到中间里德伯态 $|i\rangle$ 的跃迁) 共同实现的, 如图 1(a) 所示. 在单光子远失谐 ($\delta_d \gg \Omega_d \sim \Gamma_{im}$) 且双光子共振 ($\delta_d + \delta_r = 0$) 的条件下, 态 $|i\rangle$ 可以被绝热消除^[48], 跃迁 $|m\rangle \rightarrow |r\rangle$ 的单个原子有效耦合强度为 $\Omega_{\text{eff}} = (\Omega_d \times D_{dd}) / \delta_d$ (推导过程见补充材料 (online)). 此处, 非共振偶极交换相互作用的频率失谐 $\delta_r = \omega_{ud} - \omega_{ri}$.

在图 1 所示的模型中, 相同的自旋原子团对称地放置在目标原子系综两侧, 且以速率 v 沿 $+z$ 方向匀速运动. 自旋原子的位置由 $\mathbf{r}_s = x_s \mathbf{e}_x + y_s \mathbf{e}_y + z_s \mathbf{e}_z$ 给出, 其中 x_s 和 y_s 分别是自旋原子团中心在 x 和 y 方向上到原子系综表面的距离 (以下忽略自旋原子团的形状, 其中所有自旋原子位置均近似用 \mathbf{r}_s 表示). 因此它们与目标原子之间的偶极-偶极相互作用强度也随之变化, 即 $D_{dd}(\mathbf{r}, v, t)$. z_s 代表自旋原子在 z 方向上的位置, 表示为 $z_s = z_{s0} \pm vt$, 其中 z_{s0} 是 $t = 0$ 时自旋原子在 z 方向上的初始位置. 如此, 位于位置 $\mathbf{r} \equiv \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ 的目标原子所受到的偶极交换相互作用由下式给出:

$$\Omega_{\text{EI}}(\mathbf{r}, v, t) = \frac{n_s \Omega_d C_3}{\delta_d} \left[\frac{1}{r_1^3} + \frac{1}{r_2^3} \right], \quad (2)$$

其中, r_1 和 r_2 分别表示两个自旋原子团中心与任

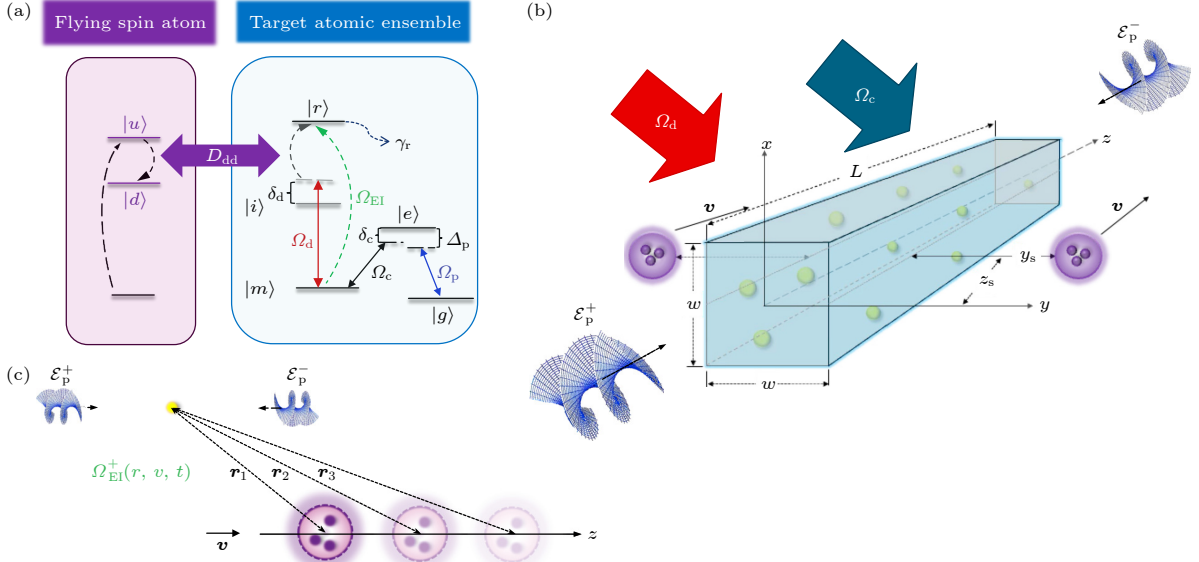


图 1 系统能级结构与示意图 (a) 五能级 \mathcal{N} 型系统 (目标原子系综) 与双里德伯态自旋原子团 (控制原子团) 相互作用的结构图。目标原子由两个经典场 Ω_c 与 Ω_d 驱动, 并被量子场 $\hat{\Omega}_p$ 探测。控制原子由原子自旋表示, 包括里德伯激发态 $|u\rangle$ 和 $|d\rangle$ 。控制原子限制在小体积中, 其内包含 n_s 个自旋, 形成有效自旋 $J = n_s/2$ 。控制原子预先制备在 $|u\rangle$ 态, 并通过非共振偶极-偶极交换相互作用 $D_{dd}(\mathbf{r}, v, t)$ (发生在控制原子跃迁 $|u\rangle \leftrightarrow |d\rangle$ 和目标原子跃迁 $|i\rangle \leftrightarrow |r\rangle$ 之间) 与目标原子相耦合。(b) 沿 z 轴传播的探测场 $\hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, t)$ 可以从 $+z$ 或 $-z$ 方向进入长度为 L 的超冷原子系综中。两个自旋原子团在 y 方向对称放置, 并以速度 v 沿 $+z$ 方向匀速运动。(c) 随着自旋原子以速度 v 运动, 目标系综中的原子在探测场以不同方向入射时, 感受到的有效耦合强度 Ω_{EI}^\pm 是不同的

Fig. 1. System schematic: (a) Structural diagram illustrating the interaction between a five-level \mathcal{N} -type atomic ensemble (target atom ensemble) and two Rydberg spin clusters (control atoms). The target atoms are driven by two classical fields Ω_c and Ω_d , and probed by a quantum field $\hat{\Omega}_p$. The control atoms are represented by Rydberg atomic spins, including states $|u\rangle$ and $|d\rangle$. The control atoms are confined within small volumes, with each volume containing n_s spins, forming an effective spin $J = n_s/2$. The control atoms are initially prepared in state $|u\rangle$, and coupled to the target atoms via non-resonant dipole-dipole exchange interaction $D_{dd}(\mathbf{r}, v, t)$ (occurring between transitions $|u\rangle \leftrightarrow |d\rangle$ of the control atoms and the transitions $|i\rangle \leftrightarrow |r\rangle$ of the target atoms). (b) The probe field $\hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, t)$ propagates along the z -axis and can enter the ultracold atomic ensemble of length L from either the $+z$ or $-z$ direction. The two Rydberg spin clusters are symmetrically placed in the y -direction and move uniformly with velocity v along the $+z$ direction. (c) As the spin atoms move with velocity v , the atoms in the target ensemble experience different effective coupling strengths Ω_{EI}^\pm .

意目标原子之间的距离,

$$r_1 = \sqrt{[z - (z_{s0} \pm vt)]^2 + (y - y_s)^2 + (x - x_s)^2},$$

$$r_2 = \sqrt{[z - (z_{s0} \pm vt)]^2 + (y + y_s)^2 + (x - x_s)^2}.$$

这里假设每个自旋原子团中包含 n_s 个原子位于以 \mathbf{r}_s 为中心, 体积为 Δr 的极小区域内。这种空间分布确保了偶极-偶极相互作用强度 D_{dd} 在整个 Δr 范围内近似保持恒定。因此, 所有自旋原子都以对称的方式与目标原子相互作用, 在 Dicke 模型的框架下, 可以形成有效总自旋 $J = n_s/2$ 。则对称态 $|J, M_J\rangle$ 表示这样一种情况: 自旋原子团中的 $J + M_J$ 个原子处于态 $|u\rangle$, 而 $J - M_J$ 个原子处于态 $|d\rangle$, 其中 M_J 代表“磁”(自旋投影)量子数, 取值范围是从 $-J$ 到 $+J$ 。

接下来讨论探测场分别沿 $+z$ 或 $-z$ 方向进入目标原子系综后的稳态光学响应。这里定义目标原

子在位置 \mathbf{r} 处的体密度为 $\rho(\mathbf{r})$ 。为方便起见, 目标原子的极化可以用慢变极化算符来描述,

$$\hat{P}(\mathbf{r}, v, t) = \sqrt{\rho(\mathbf{r})} \hat{\sigma}_{ge}(\mathbf{r}, v, t).$$

相应的自旋集体算符表示为

$$\hat{S}_m(\mathbf{r}, v, t) = \sqrt{\rho(\mathbf{r})} \hat{\sigma}_{gm}(\mathbf{r}, v, t),$$

$$\hat{S}_r(\mathbf{r}, v, t) = \sqrt{\rho(\mathbf{r})} \hat{\sigma}_{gr}(\mathbf{r}, v, t).$$

其中, $\hat{\sigma}_{ge}$, $\hat{\sigma}_{gm}$ 和 $\hat{\sigma}_{gr}$ 代表以位置 \mathbf{r} 为中心的小体积 ΔV 内的平均原子跃迁算符:

$$\hat{\sigma}_{ge}(\mathbf{r}, v, t) = \frac{1}{\rho(\mathbf{r})} \sum_j \hat{\sigma}_{ge}^{(j)} \cdot e^{-i\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r}},$$

$$\hat{\sigma}_{gm}(\mathbf{r}, v, t) = \frac{1}{\rho(\mathbf{r})} \sum_j \hat{\sigma}_{gm}^{(j)} \cdot e^{-i(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_c) \cdot \mathbf{r}},$$

$$\hat{\sigma}_{gr}(\mathbf{r}, v, t) = \frac{1}{\rho(\mathbf{r})} \sum_j \hat{\sigma}_{gr}^{(j)} \cdot e^{-i(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_c + \mathbf{k}_d + \mathbf{k}_i) \cdot \mathbf{r}}.$$

$\hat{\sigma}_{\mu\nu}^{(j)}$ 是目标原子系综中第 j 个原子的跃迁算符 (当 $\mu \neq \nu$ 时) 或投影算符 (当 $\mu = \nu$ 时). \mathbf{k}_p , \mathbf{k}_c 和 \mathbf{k}_d 代表相应光场的波矢, 且 \mathbf{k}_i 是与中间里德伯态 $|i\rangle$ 跃迁相关的波矢. 此外, 单个自旋原子的自旋升(降)算符分别为

$$\hat{\sigma}_+ = |u\rangle\langle d|, \quad \hat{\sigma}_- = |d\rangle\langle u|.$$

同样地, 也可以引入集体自旋降算符 $\hat{J}_- \equiv \sum_s^{n_s} \hat{\sigma}_-^{(s)}$ 及其对应的升算符 $\hat{J}_+ \equiv \sum_s^{n_s} \hat{\sigma}_+^{(s)}$, 这些集体算符也遵循基本的自旋代数关系.

在电偶极近似和旋转波近似下, 系统的哈密顿量 \hat{H} 由下式给出:

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{H}_p + \hat{H}_a + \hat{H}_{ap} + \hat{U}_{dd} + \hat{U}_{vdw}, \\ \hat{H}_p/\hbar &= \frac{ic}{V} \int d^3r \hat{\mathcal{E}}_p^\dagger(\mathbf{r}, t) \nabla^2 \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, t), \\ \hat{H}_a/\hbar &= - \int d^3r [\Delta_p \hat{P}^\dagger(\mathbf{r}, v, t) \hat{P}(\mathbf{r}, v, t) \\ &\quad + \Delta_\alpha \hat{S}_m^\dagger(\mathbf{r}, v, t) \hat{S}_m(\mathbf{r}, v, t) \\ &\quad + \Delta_\beta \hat{S}_r^\dagger(\mathbf{r}, v, t) \hat{S}_r(\mathbf{r}, v, t)], \\ \hat{H}_{ap}/\hbar &= - \int d^3r [g\sqrt{\rho(\mathbf{r})} \hat{\mathcal{E}}_p^\dagger(\mathbf{r}, t) \hat{P}(\mathbf{r}, v, t) \\ &\quad + \Omega_c^* \hat{S}_m^\dagger(\mathbf{r}, v, t) \hat{P}(\mathbf{r}, v, t) + \text{h.c.}], \\ \hat{U}_{dd}/\hbar &= - \int d^3r \left[\hat{S}_r^\dagger(\mathbf{r}, v, t) \hat{S}_m(\mathbf{r}, v, t) \right. \\ &\quad \left. \otimes \sum_s^{n_s} \frac{\Omega_d D_{dd}(\mathbf{r}, v, t)}{\delta_d} \hat{\sigma}_-^{(s)} + \text{h.c.} \right], \\ \hat{U}_{vdw}/\hbar &= \frac{1}{2} \int d^3r \int d^3r' \hat{S}_r^\dagger(\mathbf{r}, v, t) \hat{S}_r(\mathbf{r}', v, t) \\ &\quad \times U(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \hat{S}_r(\mathbf{r}', v, t) \hat{S}_r(\mathbf{r}, v, t), \quad (3) \end{aligned}$$

其中, \hat{H}_p 和 \hat{H}_a 分别表示光场和目标原子的自由哈密顿量, \hat{H}_{ap} 代表原子-光场相互作用哈密顿量. 此外, \hat{U}_{dd} 描述了目标原子与自旋原子之间的偶极-偶极相互作用, 而 \hat{U}_{vdw} 表征原子系综中里德伯原子之间的范德瓦耳斯相互作用. 通过合适里德伯态的选取, 可以使 $\hat{U}_{vdw} \ll \hat{U}_{dd}$, 因此可以在后续的讨论中忽略目标原子之间的偶极-偶极相互作用. 以上公式中, $\Delta_\alpha = \Delta_p - \delta_c$ 和 $\Delta_\beta = \Delta_p - \delta_c + \delta_d + \delta_r$ 分别代表多光子失谐, $g = \wp_{ge} \sqrt{\omega_p}/(2\hbar\epsilon_0 V)$ 是单光子耦合强度.

在傍轴近似和慢变包络近似下, 探测场在原子系综中的传播可以用简化形式的麦克斯韦方程进

行描述. 此外, 根据方程 (3), 可得到相关算符的海森伯-朗之万方程:

$$\begin{aligned} &\left(\frac{1}{c} \partial_t + \partial_z \right) \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, t) \\ &= i \frac{1}{2k_p} \nabla_\perp^2 \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, t) + i \frac{\zeta_p \gamma_e}{2L\sqrt{\rho(\mathbf{r})}} \hat{P}(\mathbf{r}, v, t), \\ \partial_t \hat{P}(\mathbf{r}, v, t) &= (i\delta_p - \gamma_e) \hat{P}(\mathbf{r}, v, t) \\ &\quad + i\Omega_c^* \hat{S}_m(\mathbf{r}, v, t) - ig \hat{\mathcal{E}}_p^\dagger(\mathbf{r}, t) + \hat{F}_{ge}, \\ \partial_t \hat{S}_m(\mathbf{r}, v, t) &= (i\Delta_\alpha - \gamma_m) \hat{S}_m(\mathbf{r}, v, t) + i\Omega_c \hat{P}(\mathbf{r}, v, t) \\ &\quad + i\Omega_{EI}(\mathbf{r}, v, t) \hat{J}_- \hat{S}_r(\mathbf{r}, v, t) + \hat{F}_{gm}, \\ \partial_t \hat{S}_r(\mathbf{r}, v, t) &= [i(\Delta_\beta - \langle \hat{U}_s \rangle) - \gamma_r] \hat{S}_r(\mathbf{r}, v, t) \\ &\quad + i\Omega_{EI}^*(\mathbf{r}, v, t) \hat{J}_+ \hat{S}_m(\mathbf{r}, v, t) + \hat{F}_{gr}, \quad (4) \end{aligned}$$

其中, γ_e , γ_m 和 γ_r ($\ll \gamma_e$) 是对应能级的退相干速率; $k_p = 2\pi/\lambda_p$ 是探测光在真空中的波矢; ζ_p 代表探测场的光学深度,

$$\zeta_p = \frac{4\pi\wp_{ge}^2 L \rho(\mathbf{r})}{\hbar\epsilon_0 \lambda_p \gamma_e};$$

横向导数项描述了探测光场的衍射,

$$\nabla_\perp^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2};$$

\hat{F}_{ge} , \hat{F}_{gm} 和 \hat{F}_{gr} 表示相应过程的朗之万噪声算符. 由于它们对系统稳态没有贡献, 因此可以忽略不计, 即 $\langle \hat{F}_{g\mu} \rangle = 0$ ($\mu \in e, m, r$).

方程 (4) 中的项 $\langle \hat{U}_s \rangle$ 表示的是由 \hat{U}_{vdw} 引起的频移, 其大小与范德瓦耳斯系数 $C_6(n_r)$ 相关. 该频移使得方程组难以求解, 于是我们引入超级原子 (superatom, SA) 模型来简化计算. 其核心思想是将处于阻塞体积 $V_{SA}(\mathbf{r}, v, t) = 4\pi R_b^3(\mathbf{r}, v, t)/3$ 内的所有 $N_{SA}(\mathbf{r}, v, t) = V_{SA}(\mathbf{r}, v, t)\rho(\mathbf{r})$ 个原子视作一个有效单元, 即超级原子. 其中 R_b 是阻塞半径,

$$R_b(\mathbf{r}, v, t) \approx \sqrt[6]{C_6 \gamma_e / (|\Omega_c|^2 + \langle \hat{J}_+ \hat{J}_- \rangle |\Omega_{EI}(\mathbf{r}, v, t)|^2)},$$

而 $\rho(\mathbf{r})$ 为原子的密度分布. 在平均场近似下, 当目标原子中存在里德伯激发时, $\langle \hat{U}_s \rangle$ 趋近于无穷大, 即表现为发散的频率移动; 当不存在里德伯激发时, $\langle \hat{U}_s \rangle$ 为 0, 表现为收敛的频率移动. 需要强调的是, 对于具有空间结构的探测光束 (如 LG 光束), 这里的平均场近似指的是在每个局部超级原子 (SA) 内部对原子间的相互作用进行平均化处理. 考虑到 LG 光束在阻塞半径 $R_b(\mathbf{r}, v, t)$ 内的强度和

相位分布是变化的, 每个超级原子 (SA) 的动力学将由其内部的局部探测场分布决定. 当探测场较弱且引起的里德伯激发微弱时, 亦可合理地忽略场空间部分的影响, 见 3.2 节. 为此, 可以使用集体算符来描述单个超级原子 (SA) 的动力学 [73,75,76], 其中探测场拉比频率 $\hat{\Omega}_p(\mathbf{r}, v, t)$ 需替换为 SA 内部的平均有效探测场,

$$\bar{\hat{\Omega}}_p(\mathbf{r}, v, t) = \wp_{ge} \sqrt{\frac{w_p}{2\hbar\epsilon_0 V}} \times \sqrt{\frac{1}{V_{SA}(\mathbf{r}, v, t)} \int_{V_{SA}(\mathbf{r}, v, t)} |\hat{\mathcal{E}}(\mathbf{r}', v, t)|^2 d^3\mathbf{r}'}$$

具体而言, 每个超级原子可以用以下集体态描述: $|G\rangle$, $|E^{(1)}\rangle$, $|M^{(1)}\rangle$ 和 $|R^{(1)}\rangle$. 超级原子跃迁算符

定义为

$$\hat{\Sigma}_{GE} = |G\rangle\langle E^{(1)}|, \hat{\Sigma}_{GM} = |G\rangle\langle M^{(1)}|, \hat{\Sigma}_{GR} = |G\rangle\langle R^{(1)}|,$$

其动力学演化遵循与先前系统算符 $\hat{P}(\mathbf{r}, v, t)$, $\hat{S}_m(\mathbf{r}, v, t)$ 和 $\hat{S}_r(\mathbf{r}, v, t)$ 类似的方程. 仅需将方程中的 $g\hat{\mathcal{E}}_p$ 替换为 $N_{SA}g\bar{\hat{\mathcal{E}}}_p$, 其中,

$$g\bar{\hat{\mathcal{E}}}_p(\mathbf{r}, v, t) = \frac{1}{V_{SA}(\mathbf{r}, v, t)} \int_{V_{SA}(\mathbf{r}, v, t)} g\hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}', v, t) d^3\mathbf{r}'$$

表示在 SA 内部的平均有效探测场. 在弱探测极限下, 仅需考虑态 $|R^{(1)}\rangle$ 对 $\hat{\Sigma}_{RR}$ 的贡献, 因此 $\hat{\Sigma}_{RR}$ 可以近似写作 $\hat{\Sigma}_{RR} \approx \hat{\Sigma}_{RG}\hat{\Sigma}_{GR}$. 考虑归一化条件 $\hat{\Sigma}_{GG} + \hat{\Sigma}_{RR} \approx 1$, 得到集体激发投影算符 (计算方法见补充材料 (online)):

$$\begin{aligned} \hat{\Sigma}_{RR}(\mathbf{r}, v, t) &\approx \hat{\Sigma}_{RR}^{(1)}(\mathbf{r}, v, t) = |\hat{R}^{(1)}\rangle\langle\hat{R}^{(1)}| \\ &= \frac{|\Omega_c|^2 |\Omega_{EI}(\mathbf{r}, v, t)|^2 \langle\hat{J}_+ \hat{J}_-\rangle N_{SA}(\mathbf{r}, v, t) g^2 \hat{\mathcal{E}}_p^\dagger(\mathbf{r}, v, t) \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, v, t)}{|\Omega_c|^2 |\Omega_{EI}(\mathbf{r}, v, t)|^2 \langle\hat{J}_+ \hat{J}_-\rangle N_{SA}(\mathbf{r}, v, t) g^2 \hat{\mathcal{E}}_p^\dagger(\mathbf{r}, v, t) \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, v, t) + AA(\mathbf{r}, v, t)}, \\ AA(\mathbf{r}, v, t) &= \Omega_c^4 (\Delta_\beta^2 + \gamma_r^2) + 2\Omega_c^2 (\Delta_\beta^2 + \gamma_r^2) (\gamma_m \gamma_e - \Delta_p \Delta_\alpha) + 2\Omega_c^2 \Omega_{EI}^2(\mathbf{r}, v, t) \langle\hat{J}_+ \hat{J}_-\rangle (\gamma_r \gamma_e + \Delta_p \Delta_\beta) \\ &\quad + (\Delta_p^2 + \gamma_e^2) [(\Delta_\alpha^2 + \gamma_m^2) (\Delta_\beta^2 + \gamma_r^2) + \Omega_{EI}^4(\mathbf{r}, v, t) \langle\hat{J}_+ \hat{J}_-\rangle^2]. \end{aligned} \quad (5)$$

分析可知, 超级原子 (SA) 中 N_{SA} 个原子的光学响应取决于其中是否存在里德伯激发: 当 $\langle\hat{\Sigma}_{RR}\rangle \rightarrow 1$ ($\langle\hat{U}_s\rangle \rightarrow \infty$) 时, 这些原子表现为三能级 Λ 型系统; 而当没有里德伯激发, 即 $\langle\hat{\Sigma}_{RR}\rangle \rightarrow 0$ ($\langle\hat{U}_s\rangle \rightarrow 0$) 时, 它们的光学响应转变为四能级 \mathcal{N} 型原子系统. 因此, 利用传播方程 (4), 可以得到探测场的极化率表达式:

$$\hat{\alpha}(\mathbf{r}, v, t) = \alpha_{3\Lambda} \hat{\Sigma}_{RR}(\mathbf{r}, v, t) + \alpha_{4\mathcal{N}} [1 - \hat{\Sigma}_{RR}(\mathbf{r}, v, t)], \quad (6)$$

其中, $\alpha_{3\Lambda}$ 和 $\alpha_{4\mathcal{N}}$ 分别表示 Λ 型和 \mathcal{N} 型原子系统的极化率:

$$\begin{aligned} \alpha_{3\Lambda} &= \frac{i(\gamma_m - i\Delta_\alpha)}{(\gamma_e - i\Delta_p)(\gamma_m - i\Delta_\alpha) + |\Omega_c|^2}, \\ \alpha_{4\mathcal{N}} &= \frac{i(\gamma'_m \gamma'_r + |\Omega_{EI}|^2 \langle\hat{J}_+ \hat{J}_-\rangle)}{\gamma'_e \gamma'_m \gamma'_r + \gamma'_e |\Omega_{EI}|^2 \langle\hat{J}_+ \hat{J}_-\rangle + \gamma'_r |\Omega_c|^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $\gamma'_e = \gamma_e - i\Delta_p$, $\gamma'_m = \gamma_m - i\Delta_\alpha$ 和 $\gamma'_r = \gamma_r - i \times (\Delta_\beta - \langle\hat{U}_s\rangle)$ 表示有效衰减率.

2.2 涡旋光场传播动力学

为了研究入射光束在原子系综中传播时的空

间演化, 考虑在稳态条件 $\partial_t \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, v, t) = 0$ 下, 对方程 (4) 中的第一个方程进行分析. 此时该方程可以简化为

$$\frac{\partial \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, v)}{\partial z} = i \frac{1}{2k_p} \nabla_\perp^2 \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, v) + i \frac{\zeta_p \gamma_e}{2L \sqrt{\rho(\mathbf{r})}} \hat{P}(\mathbf{r}, v). \quad (8)$$

方程 (8) 可以利用分步法进行数值求解. 第一步, 先忽略衍射效应, 仅考虑传播过程中原子系综对光场的局域影响, 则方程简化为

$$\frac{\partial \hat{\mathcal{E}}_p}{\partial z} = i \frac{\zeta_p \gamma_e}{2L \sqrt{\rho(\mathbf{r})}} \hat{P}.$$

假设集体极化算符的期望值 $\langle\hat{P}\rangle$ 在微小步长 Δz 内可以被视为常数, 于是在当前参数 (x, y, z_0, v) 下, 可以将 $\hat{P}(x, y, z_0, v)$ 视为有效极化, 利用指数形式来计算光场通过这一小段原子系综后的变化:

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{E}}_p(x, y, z_0 + \Delta z, v) &= \hat{\mathcal{E}}_p(x, y, z_0, v) \\ &\times \exp \left[i \frac{\zeta_p \gamma_e}{2L} \cdot \frac{\hat{P}(x, y, z_0, v)}{\sqrt{\rho(x, y, z_0)}} \Delta z \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

第二步, 忽略光场传播过程中与目标原子的相

互作用, 则方程 (8) 简化为

$$\frac{\partial \hat{\mathcal{E}}_p}{\partial z} = i \frac{1}{2k_p} \left(\frac{\partial^2 \hat{\mathcal{E}}_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \hat{\mathcal{E}}_p}{\partial y^2} \right).$$

显然, 该方程在傅里叶空间中更容易求解. 在对探测场 $\hat{\mathcal{E}}_p$ 进行傅里叶变换后, 方程变为

$$i \frac{\partial \hat{\mathcal{E}}_p(k_x, k_y, z, v)}{\partial z} - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k_p} \hat{\mathcal{E}}_p(k_x, k_y, z, v) = 0, \quad (10)$$

其中, k_x 和 k_y 是探测场在傅里叶空间中的频率分量. 方程 (10) 的解为

$$\begin{aligned} & \hat{\mathcal{E}}_p(k_x, k_y, z_0 + \Delta z, v) \\ &= \hat{\mathcal{E}}_p(k_x, k_y, z_0, v) \exp \left[i \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k_p} \Delta z \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

结合方程 (9) 和 (11), 可以通过微元 Δz 内独立处理衍射和传播的方法来研究探测光束在离开系综后的幅度和相位信息. 除了分析探测光场的出射光斑剖面外, 还需探究目标原子系综的整体传输特性. 探测场光强 $I_p(\mathbf{r}, v) = \langle \hat{\mathcal{E}}_p^\dagger(\mathbf{r}, v) \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, v) \rangle$ 和相位 $\phi_p(\mathbf{r}, v) = \arg(\hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, v))$ 期望值所遵循的动力学演化方程如下 (推导过程可见补充材料 (online)):

$$\begin{aligned} \partial_z I_p(\mathbf{r}, v) &= i \frac{1}{2k_p} \nabla_\perp \cdot [\hat{\mathcal{E}}_p^\dagger(\mathbf{r}, v) \nabla_\perp \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, v) \\ &\quad - \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, v) \nabla_\perp \hat{\mathcal{E}}_p^\dagger(\mathbf{r}, v)] \\ &\quad - \eta(\mathbf{r}) \langle \hat{\mathcal{E}}_p^\dagger(\mathbf{r}, v) \text{Im}[\hat{\alpha}(\mathbf{r}, v)] \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, v) \rangle, \\ \partial_z \phi_p(\mathbf{r}, v) &= \frac{1}{2k_p \sqrt{I_p(\mathbf{r}, v)}} \left[\nabla_\perp^2 \sqrt{I_p(\mathbf{r}, v)} \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{I_p(\mathbf{r}, v)} (\nabla_\perp \phi_p(\mathbf{r}, v))^2 \right] \\ &\quad + \frac{\eta(\mathbf{r})}{2} \langle \text{Re}[\hat{\alpha}(\mathbf{r}, v)] \rangle. \end{aligned} \quad (12)$$

这里的 $\eta(\mathbf{r})$ 和 $\langle \hat{\alpha}(\mathbf{r}, v) \rangle$ 分别代表共振吸收系数和局域归一化极化率:

$$\begin{aligned} \eta(\mathbf{r}) &= \frac{4\pi g |\rho_{\text{ge}}|^2 \rho(\mathbf{r})}{\hbar \epsilon_0 \lambda_p}, \\ \langle \hat{\alpha}(\mathbf{r}, v) \rangle &= \langle \hat{P}(\mathbf{r}, v) / \sqrt{\rho(\mathbf{r})} g \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, v) \rangle. \end{aligned}$$

满足关系:

$$\hat{\chi}(\mathbf{r}, v) = \rho(\mathbf{r}) \rho_{\text{eg}}^2 \langle \hat{\alpha} \rangle(\mathbf{r}, v) / \hbar \epsilon_0.$$

超级原子方法中, 欲对方程 (12) 进行数值求解, 可在平均场近似下将 $\text{Im}[\hat{\alpha}(\mathbf{r}, v)]$ 移到期望算符 $\langle \cdot \rangle$ 之外.

为此需将 $\hat{\Omega}_p^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Omega}_p(\mathbf{r})$ 替换为 $\langle \hat{\Omega}_p^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Omega}_p(\mathbf{r}) \rangle g_p^{(2)}(\mathbf{r}, v)$, 以保留由偶极-偶极相互作用引起的两体量子关联效应 [73]. 其中 $g_p^{(2)}$ 是双光子关联函数, 它用于量化在阻塞体积内至少存在两个探测光子的概率:

$$g_p^{(2)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', v) = \frac{\langle \hat{\mathcal{E}}_p^\dagger(\mathbf{r}, v) \hat{\mathcal{E}}_p^\dagger(\mathbf{r}', v) \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}', v) \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, v) \rangle}{\langle \hat{\mathcal{E}}_p^\dagger(\mathbf{r}, v) \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}, v) \rangle \langle \hat{\mathcal{E}}_p^\dagger(\mathbf{r}', v) \hat{\mathcal{E}}_p(\mathbf{r}', v) \rangle}.$$

综上, 方程 (12) 整理为

$$\begin{aligned} \partial_z I_p(\mathbf{r}, v) &= -\frac{1}{k_p} \nabla_\perp \cdot [I_p(\mathbf{r}, v) \nabla_\perp \phi_p(\mathbf{r}, v)] \\ &\quad - \eta(\mathbf{r}) \langle \text{Im}[\hat{\alpha}(\mathbf{r}, v)] \rangle I_p(\mathbf{r}, v), \\ \partial_z \phi_p(\mathbf{r}, v) &= \frac{1}{2k_p \sqrt{I_p(\mathbf{r}, v)}} \left[\nabla_\perp^2 \sqrt{I_p(\mathbf{r}, v)} \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{I_p(\mathbf{r}, v)} (\nabla_\perp \phi_p(\mathbf{r}, v))^2 \right] \\ &\quad + \frac{\eta(\mathbf{r})}{2} \langle \text{Re}[\hat{\alpha}(\mathbf{r}, v)] \rangle, \\ \partial_z g_p^{(2)}(\mathbf{r}, v) &= i \frac{1}{2k_p} \nabla_\perp^2 g^{(2)}(\mathbf{r}, v) - \eta(\mathbf{r}) \langle \hat{\Sigma}_{\text{RR}}(\mathbf{r}, v) \rangle \\ &\quad \times \text{Im}[\alpha_{3\Lambda} - \alpha_{4N}] g_p^{(2)}(\mathbf{r}, v). \end{aligned} \quad (13)$$

同时求解方程 (5)、(6) 和 (13), 并将相关算符替换为其期望值后, 可以利用蒙特卡罗模拟过程来探究每个超级原子 (SA) 中是否存在真实的里德伯激发. 具体而言, 在给定初始值 $\Omega_p(0)$ 和 $g_p^{(2)}(0)$ 后, 首先将系综长度 L 划分为 $L/(2R_b)$ 个区间, 而后检测每个小区间是否满足 $\langle \hat{\Sigma}_{\text{RR}}(\mathbf{r}, v) \rangle \rightarrow 1$ 或 $\langle \hat{\Sigma}_{\text{RR}}(\mathbf{r}, v) \rangle \rightarrow 0$. 在对大量独立样本取平均值后, 便可求解探测光束穿过里德伯系综后的透射强度 $I_p(L)$ 和透射关联函数 $g_p^{(2)}(L)$.

上述讨论分析了平面波场在里德伯原子介质中传播的相关问题. 对于涡旋光场, 单个轨道角动量 (OAM) 模式可以用 LG 模式进行描述, 其在柱坐标系中的拉比频率表示为 [77,78]

$$\begin{aligned} \Omega_{p,l}(r, \phi, z) &= C \frac{w_0}{w(z)} \cdot \left[\frac{\sqrt{2}r}{w(z)} \right]^{|l|} \cdot L_p^{|l|} \left[\frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \\ &\quad \times e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} \cdot e^{-i\phi} \cdot e^{i \left[kz - k \frac{r^2}{2R(z)} + \Psi(z) \right]}. \end{aligned} \quad (14)$$

其中, l 和 p 分别是 LG_p^l 模式的拓扑荷数和径向指数. C 是归一化系数, $w(z)$ 表示光束半径,

$$C = \sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+|l|)!}}, \quad w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2},$$

其中 w_0 是束腰, $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ 是瑞利距离. $R(z) = z[1 + (z_R/z)^2]$ 表示波前曲率半径, 描述了光束波前的弯曲程度. $\Psi(z)$ 是广义 Gouy 相位:

$$\Psi(z) = [2p + |l| + 1] \cdot \arctan(z/z_R).$$

在光束的传播过程中, Gouy 相位的积累会影响介质出口处的相位图像. (14) 式中的项 $L_p^{l|} \left(\frac{2r^2}{w^2(z)} \right)$ 代表缔合拉盖尔多项式, 具体表达式为

$$L_p^{l|}(s) = \frac{e^s s^{-|l|}}{p!} \frac{d^p}{ds^p} (s^{|l|+p} e^{-s}), \quad (15)$$

其中参数 $s = 2r^2/w^2$ 描述了 LG 光束的径向特性.

当 $l \neq 0$ 时, LG 光束沿其光轴具有轨道角动量 (OAM). 当径向指数 $p = 0$ 时, $L_0^{l|}(x) = 1$, 此时 LG_0^l 模式的拉比频率简化为

$$\Omega_{0,l}(r, \phi, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi|l|!}} \cdot \frac{(\sqrt{2}r)^{|l|}}{w(z)^{|l|+1}} \cdot e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} \cdot e^{-il\phi} \times e^{i\left[kz - k\frac{r^2}{2R(z)} + (|l|+1)\arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)\right]}. \quad (16)$$

可见 LG 光束具有复杂的三维空间结构, 其振幅和相位在横向与纵向均有精细分布. 这意味着光束在传播过程中会发生衍射和发散, 导致横向尺寸、强度和相位分布持续演化. 由于原子感受到的光场特性会随位置动态变化, 因此这种固有的三维空间调制对光与物质的相互作用至关重要. 上述的理论分析已考虑了 LG 光在传播中的衍射效应及空间调制. 需要强调的是, 为使 Dicke 模型成立, LG 光在每个超原子的内部必须是近似均匀的, 即超原子的大小远小于 LG 光束的空间尺度, 具体而言需要满足 $3R_b \leq r_{\max}, R_{\text{FWHM}}$, 其中 r_{\max} 为 LG 光束的中心亮环半径, R_{FWHM} 代表 LG 光束的半高宽. 这使得理论计算异常复杂, 且实现变得较为苛刻. 于是, 在后续的计算和分析中, 仅讨论弱探测极限下的情况. 此外, 上述方程仅讨论了探测光场沿 $+z$ 方向传播的处理方法, 在后续讨论探测光场沿 $-z$ 方向传播时, 根据空间对称性仅需将 z 轴的正负方向对调即可.

3 结果与讨论

为了深入探究自旋原子团运动引起的该复合系统的光学非互易性, 本节计算和分析目标原子系综的稳态光学响应. 方便起见, 分别考虑平面波和

拉盖尔-高斯 (LG) 光两种探测光入射的情况. 以下选用 ^{133}Cs 冷原子作为研究对象. 具体能级 $|g\rangle, |e\rangle, |m\rangle, |r\rangle, |i\rangle, |u\rangle$ 和 $|d\rangle$ 则分别对应 $|6S_{1/2}, F=4\rangle, |6P_{1/2}, F=4\rangle, |6S_{1/2}, F=3\rangle, |50S_{1/2}, m_j=1/2\rangle, |49S_{1/2}, m_j=1/2\rangle, |92P_{3/2}, m_j=1/2\rangle$ 和 $|92S_{1/2}, m_j=1/2\rangle$. 相应能级的退相干速率为 $\gamma_{\text{ge}} = 2\pi \times 4.561 \text{ MHz}$, $\gamma_{\text{gr}} = 1.366 \times 2\pi \text{ kHz}$, $\gamma_{\text{gm}} \approx 0.1 \text{ kHz}$. 偶极交换相互作用系数为: $C_3(ri, ud) = 2\pi \times 4.248 \text{ GHz} \cdot \mu\text{m}^3$ (另附参数作为参考: $C_6(r, r) = -10.87 \text{ GHz} \cdot \mu\text{m}^6$; $C_6(u, r) = 1.7 \text{ GHz} \cdot \mu\text{m}^6$; $C_6(d, r) = 0.13 \text{ GHz} \cdot \mu\text{m}^6$, 均远小于 $C_3(ri, du)$)^[79].

在实际实验中, 目标原子系综的体密度 $\rho(r)$ 可能会存在空间上的不均匀性. 然而, 为了简化分析并突出自旋原子团宏观质心运动对非互易性的影响, 在此考虑理想情况, 假设系综是均匀的, 于是规定体密度为 $\bar{\rho} = N/(w^2L) = 1.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. 这里 N 代表目标原子的总数, $w = 10 \mu\text{m}$ 为光场的横向尺寸, 并且系综沿 z 方向长度为 $L = 250 \mu\text{m}$. 经计算, 当前原子能级对应的阻塞半径为 $R_b \approx 3.92 \mu\text{m}$, Le Roy 半径为 $R_{\text{LR}} \approx 0.71 \mu\text{m}$ ^[79], 而原子间距离 $d = (3\bar{\rho}/4\pi)^{1/3} \approx 1.33 \mu\text{m}$, 满足关系 $R_{\text{LR}} < d \ll R_b$. 该参数下可以确保目标原子之间的里德伯相互作用为 vdW 型, 且使用超原子模型合理. 此外, 系统中其他参数为 $\Omega_d = 2 \times 2\pi \text{ MHz}$, $\delta_d = 10 \Omega_d$ 且 $\delta_r + \delta_c = 0$.

3.1 平面波场的非互易光学响应

首先, 讨论稳态下平面波场的光学响应. 在弱探测极限下 ($\Omega_p/2\pi = 0.003 \text{ MHz}$), 目标原子系综中里德伯态 $|r\rangle$ 的激发概率极低, 因此不同原子 $|r\rangle$ 态之间的 vdW 相互作用可以忽略不计 ($U_{\text{vdw}} \rightarrow 0$). 图 2(a1) 展示了探测光通过整个原子系综后的透射强度 $T_i(\omega, z_s) = I_p(z=L)/I_p(z=0)$ 随探测场失谐 Δ_p 的变化. 可见, 当探测光从系综 $+z$ 端射入 (红色实线) 或从系综 $-z$ 端射入 (蓝色虚线) 时, 透射光谱曲线完美重合, 这表明在自旋原子团静止于介质中央的条件下该系统呈现出光学互易性. 透射谱线表现为典型的双峰结构, 在共振位置 ($\Delta_p = 0$) 透射率达到最小值, 而在两侧出现透射峰, 这与电磁诱导透明 (EIT) 窗口的特征相符. 图 2(a2) 进一步展示了系综中处于 z 轴不同位置处目标原子的吸收特性 $\langle \text{Im}[\chi] \rangle$ 随探测场失谐 Δ_p 的变化. 可以看出,

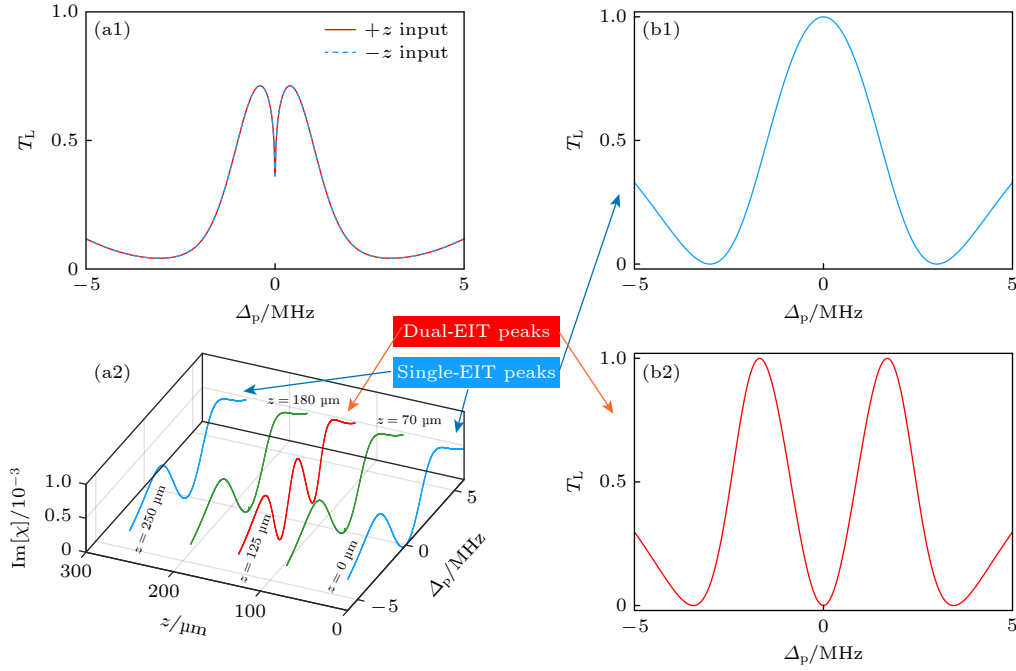


图2 自旋原子团静止于系综中间位置时 ($z_{s0} = L/2$, $v = 0$) 的光学响应 (a1) 系综末端 ($z = L$) 的探测光强度透射率 $T_L = I_p(L)/I_p(0)$ 随探测场失谐 Δ_p 的变化; (a2) 系综中不同位置 z 处目标原子的吸收特性 $\langle \text{Im}[\chi] \rangle$ 随探测场失谐 Δ_p 的变化; (b1), (b2) 分别展示了在 $z = 0$ 和 $z = 125 \mu\text{m}$ 处的局部透射光谱. 所用参数为 $\Omega_p = 0.003 \times 2\pi$ MHz, $\Omega_c = 3 \times 2\pi$ MHz, $n_s = 10$, $x_s = 0$, $y_s = 20 \mu\text{m}$

Fig. 2. Optical response of the atomic medium when the spin atoms are located at the center of the medium ($z_{s0} = L/2$, $v = 0$): (a1) Transmission rate $T_L = I_p(L)/I_p(0)$ of the probe field at the end of the medium ($z = L$) as a function of probe detuning Δ_p ; (a2) absorption characteristics $\langle \text{Im}[\chi] \rangle$ of the atomic medium at different positions z along the medium as a function of probe detuning Δ_p ; (b1), (b2) the local transmission spectra at $z = 0$ and $z = 125 \mu\text{m}$, respectively. Parameters used: $\Omega_p = 0.003 \times 2\pi$ MHz, $\Omega_c = 3 \times 2\pi$ MHz, $n_s = 10$, $x_s = 0$, $y_s = 20 \mu\text{m}$.

在系综中间位置 ($z = L/2$), 由于有效耦合强度 $\Omega_{\text{EIT}}(\mathbf{r}, v, t)$ 达到最大值, 可以观察到典型四能级 \mathcal{N} 型系统的双 EIT 结构. 随着相对位置 $|z - z_s|$ 的增加, 有效耦合强度 Ω_{EIT} 逐渐减弱. 耦合强度的变化导致双重 EIT 透射峰逐渐靠近并最终合并为单 EIT 峰. 特别地, 在系综的两端 ($z = 0$ 和 $z = L$), 吸收谱表现为三能级 Λ 型 EIT 曲线. 图 2(b1) 和图 2(b2) 分别展示了假定 $\Omega_{\text{EIT}} \equiv \Omega_{\text{EIT}}(z = 0, L)$ 下的单 EIT 峰透射谱, 以及假定 $\Omega_{\text{EIT}} \equiv \Omega_{\text{EIT}}(z = L/2)$ 下的双 EIT 透射谱作为对照. 可见, 该系统的透射性质为三能级 Λ 型与四能级 \mathcal{N} 型系统的叠加, 并受到自旋原子与目标原子间相对位置的调制.

接下来, 讨论飞行自旋原子团 ($v \neq 0$) 引入的光学非互易性. 既然 (2) 式表明目标原子感受到的有效耦合强度与速度有关, 当探测场传入原子介质的方向与自旋原子飞行方向不同时, 相应的有效耦合强度 Ω_{EIT}^\pm 应当有所不同. 这应当是导致光学非互易性的根本原因. 图 3 展示了目标系综中不同位置的原子在不同自旋原子团运动速度下感受到的有

效耦合强度 Ω_{EIT}^\pm . 这里 Ω_{EIT}^+ 和 Ω_{EIT}^- 分别代表探测场从 $+z$ 和 $-z$ 方向传入目标原子介质的情况. 可见, 尽管位置不同, 当 $v = 0$ 时, 目标原子感受到的有效耦合强度是相同的 $\Omega_{\text{EIT}}^+ = \Omega_{\text{EIT}}^-$. 分别在低速和高速两种极限下对 (2) 式做泰勒展开和渐近展开, 得到两种极限下有效耦合强度关于速度 v 的近似解:

$$\Omega_{\text{EIT}}^\pm(\mathbf{r}, v, v \rightarrow 0) \sim \frac{2n_s\Omega_d C_3}{\delta_d} r_0^{-2/3} \times \left[1 \mp \frac{2Zt}{3S} v + \frac{t^2}{9S^2} (-3S + 5Z^2)v^2 + O(v^3) \right], \quad (17)$$

$$\Omega_{\text{EIT}}^\pm(\mathbf{r}, v, v \rightarrow \infty) \sim \frac{2n_s\Omega_d C_3}{\delta_d} t^{-2/3} v^{-2/3} \times \left[1 \mp \frac{2Z}{3t} v^{-1} + \frac{-3S + 5Z^2}{9t^2} v^{-2} + O(v^{-3}) \right], \quad (18)$$

其中, $r_0^2 = (y - y_s)^2 + (x - x_s)^2 + (z - z_0)^2$, $Z = z - z_0$ 以及 $S = (y - y_s)^2 + (x - x_s)^2$. 图 3 显示, 有耦合强度的非单调性与目标原子的位置有关 (z), 当目标原子未处在介质正中央时 ($z \neq L/2$), $\Omega_{\text{EIT}}^\pm(v)$ 至少有一个不单调. 这直接导致了有效耦合强度的

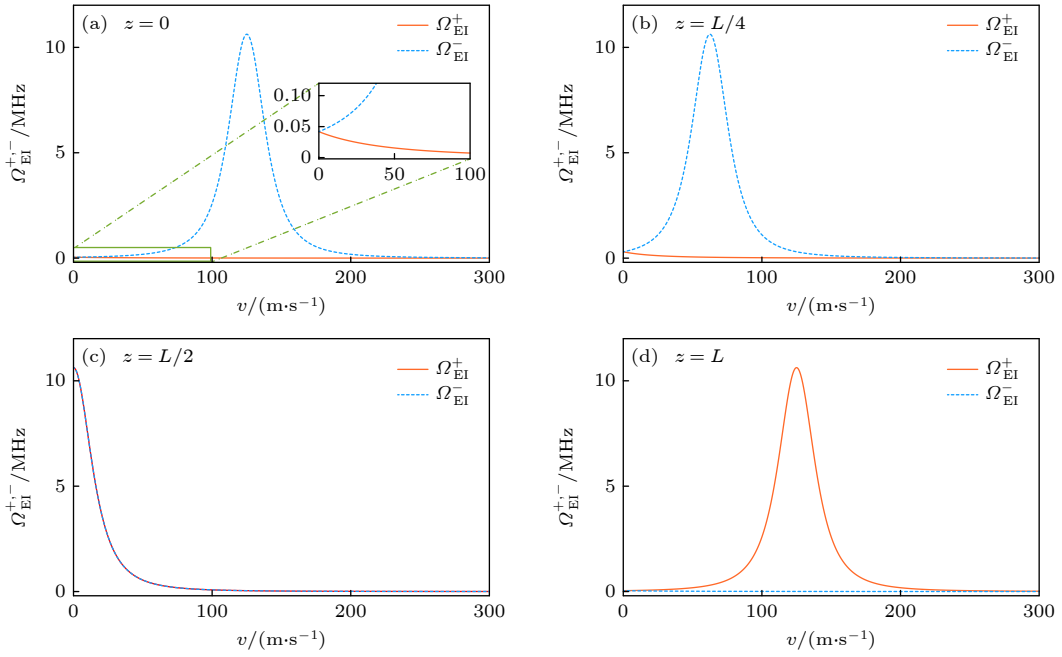


图 3 自旋原子团以速度 v 匀速运动时不同位置的目标原子感受到的有效耦合强度. 蓝色点线与橙色实线分别代表从 $+z$ 和 $-z$ 方向入射探测光情况下的有效耦合强度 Ω_{EI}^+ 和 Ω_{EI}^- . 所用参数与图 2 相同

Fig. 3. The effective coupling strength experienced by target atoms at different positions when the spin atomic ensemble moves at a constant velocity v . The blue-dotted curves and the orange solid curves represent the effective coupling strengths Ω_{EI}^+ and Ω_{EI}^- for probe light incident from the $+z$ and $-z$ directions, respectively. The parameters used are the same as in Fig. 2.

非互易性, 进而导致整个目标原子系综光学响应的非互易性. 为了量化这种非互易性, 这里引入反衬度 (contrast ratio) C 的定义: $C = |I_- - I_+| / (I_- + I_+)$. 其中, I_+ 和 I_- 分别表示探测光从系综左端 ($+z$) 或右端 ($-z$) 入射时的透射强度. 当 $C \neq 0$ 时, 系统表现为光学非互易, 且 C 值越大非互易性越显著.

图 4(a1) 和图 4(b1) 分别展示了自旋原子团以不同速度运动 ($v = 20, 150$ m/s) 时, 探测光从原子系综左右两侧入射的透射率 T_L 随探测场失谐 Δ_p 的变化. 与图 2(a1) 中的完美互易性不同, 当自旋原子团开始运动时, 左右两侧透射谱不再重合, 这意味着系统光学非互易性的产生. 具体来看, 图 4(a1) 展示了当原子团速度 $v = 20$ m/s 时的透射光谱. 此时, 尽管左右两侧的透射曲线已经出现分离, 但其差异相对较小, 非互易性效应尚不显著. 相应地, 图 4(a2) 给出了该速度下反衬度 C 随 Δ_p 的变化, 可见 C 的最大值仅为 0.137. 值得注意的是, 随着自旋原子团速度的增大, 系统的非互易性显著增强. 图 4(b1) 展示了 $v = 150$ m/s 时的透射谱. 与 $v = 20$ m/s 的情况相比, 左右两侧入射的透射曲线分离更加明显, 特别是在近共振处透射峰的形状和位置

差异显著. 图 4(b2) 进一步量化了这种非互易性增强的趋势. 反衬度 C 的最大值已达到 0.64424, 远高于 $v = 20$ m/s 的情况. 这明确证实了该系统中原子团运动速度是诱导和增强系统非互易性的关键因素.

为了进一步讨论非互易性与原子团速度之间的依赖关系, 图 4(c) 展示了研究区间内 ($\Delta_p = [-6, 6] \times 2\pi$ MHz), 反衬度最大值 C_{max} 随速度 v 的变化曲线. 从图中可以清晰地观察到, 在较低速度区域, 随着速度 v 的增大, 反衬度 C_{max} 呈现出快速增长的趋势, 表明系统非互易性迅速增强. 然而, 当速度 v 进一步增大时, 反衬度 C_{max} 的增长速率逐渐减缓, 曲线趋于平缓, 暗示非互易性效应可能达到饱和或增长趋于稳定. 这种非线性依赖关系为理解和调控基于运动原子团的非互易光学器件提供了重要的依据.

3.2 静止自旋控制下的涡旋光场传播

接下来, 讨论 LG 探测光束在该系统的传播特性. 由于里德伯原子系综的光学响应存在合作光学非线性效应 [73,75,76], 所以 LG 光束的空间分布是否导致本研究的超级原子模型失效需要提前讨论.

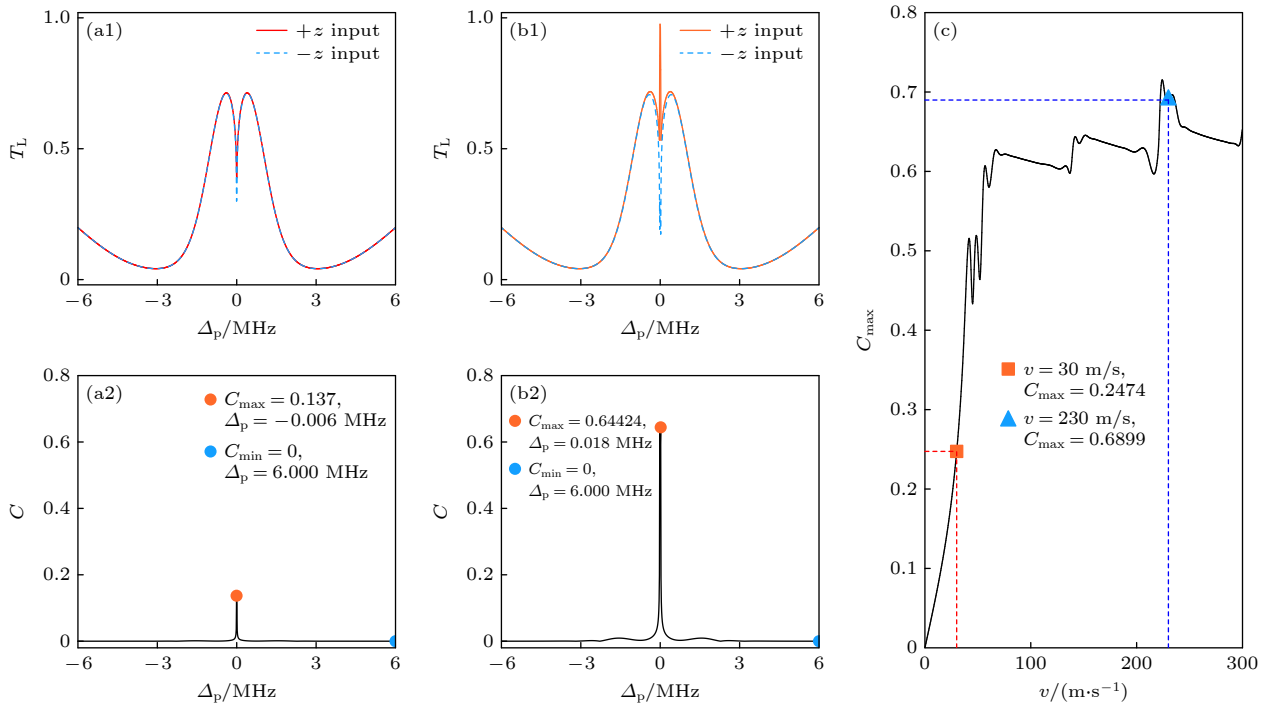


图4 自旋原子团以速度 v 匀速运动时系统的光学响应 (a1), (b1) 分别为 $v = 20$ m/s 和 $v = 150$ m/s 时, 探测光从系综左侧 (+z) 和右侧 (-z) 入射的强度透射率 T_L 随探测场失谐 Δ_p 的变化; (a2), (b2) 相应的反衬度 C 随探测场失谐 Δ_p 的变化; (c) 在所取 Δ_p 范围内 ($[-6, 6] \times 2\pi$ MHz) 的反衬度最大值 C_{\max} 随自旋原子团速度 v 的变化. 所用参数与图 2 相同

Fig. 4. Optical response of the system when the spin atoms moves at a constant velocity v . (a1), (b1) The intensity transmission rate T_L of the probe beam incident from the left and right sides of the medium as a function of probe detuning Δ_p , for $v = 20$ m/s and $v = 150$ m/s, respectively; (a2), (b2) the corresponding contrast ratio magnitude $|C|$ as a function of probe detuning Δ_p for these velocities; (c) the maximum contrast ratio C_{\max} within the chosen Δ_p range ($[-6, 6] \times 2\pi$ MHz) as a function of the spins velocity v . All parameters used are the same as in Fig. 2.

在弱探测极限下的超级原子内的里德伯激发概率的计算是必要的. 图 5(a) 和图 5(b) 分别展示了拉比频率为 $\Omega_p/2\pi = 0.003$ MHz (LG 中心强度) 与半高强度时 ($\Omega_p/2\pi = 0.0015$ MHz) 的里德伯激发概率 Σ_{RR} . 可见在介质内部不同的空间位置和失谐下二者几乎没有区别. 这表明在弱探测极限下, 超级原子模型依然可以适用于 LG 光束传播性质的讨论, 而不必做理论修正 (忽略合作光学非线性效应).

后续计算中, 选取 LG 光束的束腰 $w_0 = 20$ μm , 亮环中心半径为 $r_{\max} = 14.14$ μm , 半高宽 $R_{\text{FWHM}} = 16.33$ μm , 且瑞利距离约为 $z_R \approx 1.47$ mm. 显然系综长度远小于瑞利距离 ($L \ll z_R$), 且意味着 LG 光在穿过原子系综时, 其自身的衍射和发散效应非常微弱. 因此探测光在系综中的显著变化将主要由光-原子相互作用的调制主导. 此时, 自旋原子团的运动特性及其所诱导的非互易性效应, 将能够更清晰、更直接地体现在出射光斑的强度和相位分布中. 本节探讨当自旋原子团静止于原子系综中央 ($z_{s0} = L/2$, $v = 0$) 时, 系统在 LG(LG₀¹) 探测光

入射下的光学响应.

首先选择特定的探测场失谐 $\Delta_p = 0.1 \times 2\pi$ MHz 进行分析. 图 6 展示了入射和出射的 LG 光斑的光强分布. 当自旋原子和目标原子之间不存在有效耦合强度 (即 $n_s = 0$, $\Omega_{\text{EI}} = 0$) 时, 如图 6(c1) 和图 6(c2) 所示, 出射光斑能够保持其原始的圆环形结构, 这符合 LG 光束在均匀介质中传播的预期. 然而, 当存在有效耦合相互作用 ($n_s = 10$, $\Omega_{\text{EI}} \neq 0$) 时, 如图 6(b1) 和图 6(b2) 所示, 出射光斑发生了显著的拉伸变形, 不再呈现理想的圆环形. 这种变形是由于里德伯相互作用的存在, 导致波前 (即传播截面上的每个点) 感受到的有效耦合强度不再均匀, 从而破坏了光斑的圆环对称性.

图 6 中的各插图展示了相对应的 LG 光斑的相位分布, 从图中可以观察到两个现象: 其一, 对于偶极交换相互作用起作用的情况 (见图 6(b1) 和图 6(b2)), 当探测光从系综左侧入射时, 出射光斑的相位变化呈现逆时针旋转; 而当探测光从系综右侧入射时, 其相位变化则呈现顺时针旋转. 这表明

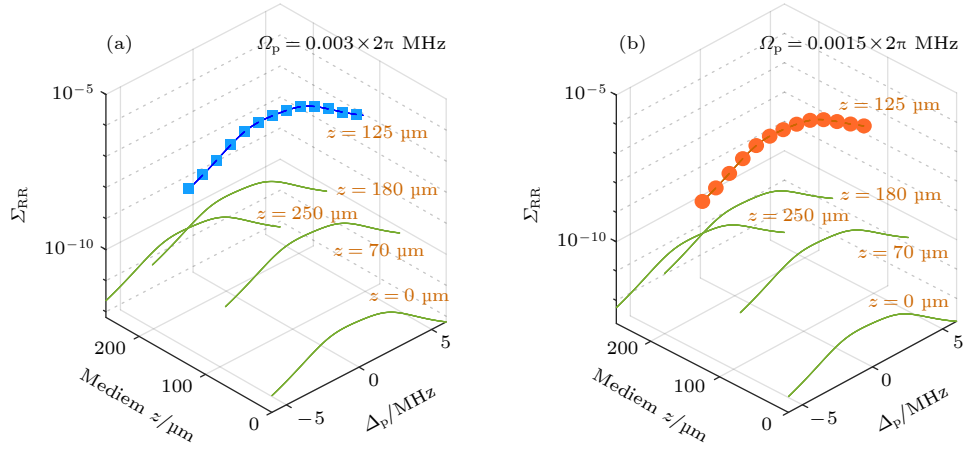


图 5 弱探测极限下 $\Omega_p^{\max} = 0.003 \times 2\pi$ MHz 时, LG 光束入射时不同系综位置下的里德伯激发概率: (a) LG 光束强度最大位置时的里德伯激发概率; (b) LG 光束强度为最大值一半时的里德伯激发概率

Fig. 5. In the weak probe limit, when $\Omega_p^{\max} = 0.003 \times 2\pi$ MHz, the Rydberg excitation probability at different ensemble positions under LG beam incidence: (a) Rydberg excitation probability at the position where the LG beam intensity is maximum; (b) Rydberg excitation probability when the LG beam intensity is half of the maximum value.

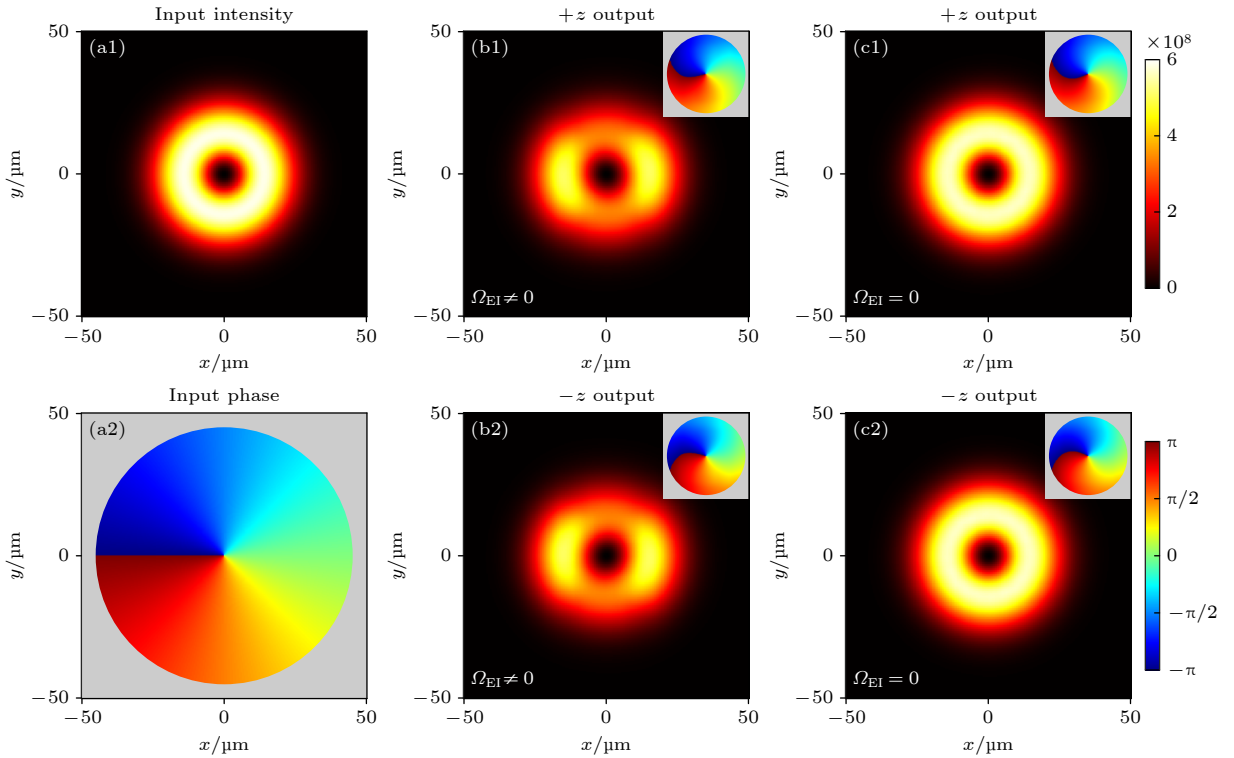


图 6 自旋原子团静止于原子系综中央时 ($z_{s0} = L/2$, $v = 0$), 拉盖尔-高斯光 LG_0^1 ($l = 1$, $p = 0$) 的光学响应: (a1), (a2) 初始 (未入射时) 的 LG 光强与相位; (b1) 存在自旋原子团 ($n_s = 10$) 时, 光从左侧入射的出射光强; (c1) 有效耦合强度为零 ($\Omega_{EI} = 0$) 时, 光从左侧入射的出射光强; (b2) 存在自旋原子团 ($n_s = 10$) 时, 光从右侧入射的出射光强; (c2) 有效耦合强度为零 ($\Omega_{EI} = 0$) 时, 光从右侧入射的出射光强. 所有结果均在探测场失谐 $\Delta_p = 0.1 \times 2\pi$ MHz 下获得, 所取 LG 光束腰为 $w_0 = 20 \mu\text{m}$, 其他参数与图 2 相同

Fig. 6. Optical response to a Laguerre-Gaussian LG_0^1 ($l = 1$, $p = 0$) beam when spin atoms are located at the center of the medium ($z_{s0} = L/2$, $v = 0$): (a1), (a2) Initial (before incidence) LG beam intensity and phase; (b1) output beam intensity and phase with left incident probe beam in the presence of spin atoms ($n_s = 10$); (c1) output intensity and phase with left incident probe beam under zero effective coupling strength ($\Omega_{EI} = 0$); (b2) output beam intensity and phase with right incident probe beam in the presence of spin atoms ($n_s = 10$); (c2) output intensity and phase with right incident probe beam under zero effective coupling strength ($\Omega_{EI} = 0$). All results are obtained at a probe field detuning of $\Delta_p = 0.1 \times 2\pi$ MHz. The LG beam waist is $w_0 = 20 \mu\text{m}$, and other parameters are the same as in Fig. 2.

光束的传播方向对出射光的相位分布产生了影响. 其二, 在其他所有参数保持不变的情况下, 对于 $\Omega_{\text{EI}} = 0$ 和 $\Omega_{\text{EI}} \neq 0$ 的情况, 出射光斑的相位图像 (图 6(b1), 图 6(c1) 与图 6(b2), 图 6(c2)) 是完全相同的. 这表明该相位变化不受系统中里德伯相互作用的影响.

为了深入理解上述相位行为的物理机制, 特别是为何出射相位会随着传播方向反转, 并且不受有效耦合强度 Ω_{EI} 的影响, 我们回顾光场在原子系综中传播的动力学方程. 根据理论部分的分析, 光场 $\hat{\mathcal{E}}_{\text{p}}(x, y, z)$ 在系综中沿 z 方向传播时, 其相位 (幅度) 变化主要由两部分贡献: 目标原子极化引起的吸收色散效应和光束在自由空间中的衍射效应.

根据方程 (9) 可知, 由于目标原子极化效应引起的每一步相位变化为

$$\Delta\Phi_{\text{medi}} = \frac{\zeta_{\text{p}}\gamma_{\text{e}}\hat{P}(\mathbf{r}, v)}{2L\sqrt{\rho(\mathbf{r})}}\Delta z.$$

当自旋原子静止在系综中央时, 由于有效耦合强度 Ω_{EI} 的表达式是相同的, 即极化率 \hat{P} 在左右侧入射时是相同的 ($\hat{P}^{\text{l}} = \hat{P}^{\text{r}}$), 因此由目标原子极化引起的相位变化在左右侧入射时大小相同, 符号取决于 Δz 的方向. 对于左侧入射, $\Delta z = L/N_{\text{steps}} > 0$ (N_{steps} 为总步数), 而对于右侧入射, $\Delta z = -L/N_{\text{steps}} < 0$, 则:

$$\Delta\Phi_{\text{medi}}^{\text{(right)}} = \frac{\zeta_{\text{p}}\gamma_{\text{e}}\hat{P}(\mathbf{r}, v)}{2L\sqrt{\rho(\mathbf{r})}}\left(\frac{-L}{N_{\text{steps}}}\right) = -\Delta\Phi_{\text{medi}}^{\text{(left)}}, \quad (19)$$

这说明由目标原子极化引起的相位变化在传播方向相反时符号相反.

对于由光场衍射效应引起的相位变化, 即 (11) 式所示, 可见每一步中的相位变化为

$$\Delta\Phi_{\text{diff}} = \left(\frac{k_x^2 + k_y^2}{2k_0}\right)\Delta z.$$

由于 k_x 和 k_y 是光场在横向傅里叶空间中的频率分量, 对于左右侧入射是相同的. 因此, 由衍射引起的相位变化在左右侧入射时也大小相同, 符号同样取决于 Δz 的方向. 即:

$$\Delta\Phi_{\text{diff}}^{\text{(right)}} = \left(\frac{k_x^2 + k_y^2}{2k_0}\right)\left(\frac{-L}{N_{\text{steps}}}\right) = -\Delta\Phi_{\text{diff}}^{\text{(left)}}, \quad (20)$$

这同样说明衍射引起的相位变化在传播方向相反时符号也相反.

可见, 无论是目标原子极化引起的相位变化还是衍射引起的相位变化, 它们在左右侧入射 (即传

播方向相反) 时都呈现符号相反的特性. 这正是图 6 中出射相位图像旋转方向相反的根本原因. 更重要的是, 从上述分析可以看出, 相位变化的表达式 ($\Delta\Phi_{\text{medi}}$ 和 $\Delta\Phi_{\text{diff}}$) 并不直接依赖于里德伯相互作用的强度. 因此, 即使 Ω_{EI} 发生变化 (即 n_{s} 从 0 变为 10), 也不会对相位图像产生影响.

而后, 我们注意到出射光斑的对称性问题. 理论上, 即使光斑发生变形, 其光强分布也应保持反射对称性. 然而, 图 6(b1) 和图 6(b2) 展示的结果却呈现出一种“非反射对称的变形”(经过计算后证明其仍保持中心对称性). 此外, 在 $v = 0$ 的条件下, 左侧入射和右侧入射的出射光斑理论上应该是完全相同的, 但我们的结果显示, 左侧入射 (图 6(b1)) 和右侧入射 (图 6(b2)) 的出射光斑的变形方向呈现出相反的扭曲方向. 这种“非反射对称的变形”以及左右入射光斑扭曲方向的差异, 原因在于探测光场作为复数波的复杂演化, 特别是其相位波前与系综响应以及衍射效应的耦合. 尽管观察到目标原子的极化率实部 $\text{Re}[\hat{\alpha}(\mathbf{r})]$ 和虚部 $\text{Im}[\hat{\alpha}(\mathbf{r})]$ 在空间上保持高度对称, 但由于光强 $I_{\text{p}} = |\mathcal{E}_{\text{p}}|^2$ 仅是电场模的平方, 其不对称性包含在电场 $\hat{\mathcal{E}}_{\text{p}}$ 的相位或复数分量中, 并在传播过程中通过衍射等机制显现出来.

从 (13) 式的第一个方程, 即光强 $I_{\text{p}}(\mathbf{r}, v)$ 的传播方程进行分析. 其中, 第一项 $-\frac{1}{k_{\text{p}}}\nabla_{\perp} \times (I_{\text{p}}\nabla_{\perp}\phi_{\text{p}})$ 描述了横向能量流的散度, 即由衍射引起的能量在横向的重新分布, 进而改变了局部光强. 第二项 $-\eta(\text{Im}[\hat{\alpha}])I_{\text{p}}$ 则描述了由系综吸收或增益引起的局部光强变化. 可见尽管系综的吸收特性 $\text{Im}[\hat{\alpha}]$ 在空间上是对称的, 但光强 I_{p} 的演化还受到其自身横向分布和相位梯度 $\nabla_{\perp}\phi_{\text{p}}$ 的影响. 对于 LG 光束, 其初始相位 $i\phi_{\text{p}}(x, y, z = 0) = -i\ell \cdot \text{atan2}(y, x)$ 本身就具有旋转对称性而非反射对称性. 在光束传播过程中, 相位 ϕ_{p} 的演化由其自身的传播方程决定 (即 (13) 式中的第二个方程), 可见相位的演化不仅依赖于系综的折射特性, 还耦合于光强 I_{p} 及其横向梯度. 由于 LG 光束的初始相位波前本身具有角向依赖性, 因此这种非反射对称的相位结构在传播过程中会通过衍射项 (项 $\nabla_{\perp}^2\sqrt{I_{\text{p}}}$ 和 $(\nabla_{\perp}\phi_{\text{p}})^2$) 与光强分布相互作用, 导致光强 I_{p} 的横向能量流发生不对称的重新分布. 可见, 即使目标原子响应 $\text{Re}[\hat{\alpha}]$ 和 $\text{Im}[\hat{\alpha}]$ 在空间上是对称的, 但由相位波前固有不对称性引起的衍射效应, 也会在光束传播过程中逐

渐导致探测光的振幅失去反射对称性. 因此, 尽管在当前参数下光束自身的衍射效应贡献微弱, 但它在光场传播方程中依然存在, 并对光场的演化产生了轻微但不可忽略的影响.

至于左右入射光斑变形方向呈现相反扭曲的原因, 同样可以追溯到光场传播方向对相位演化和衍射项的深刻影响. 如前所述, 当传播方向反转时, 目标原子极化引起的相位变化 $\Delta\phi_{\text{medi}}$ 和衍射效应引起的相位变化 $\Delta\phi_{\text{diff}}$ 的符号会反转. 这种相位累积方向的整体反转, 意味着光束的横向相位波前 $\nabla_{\perp}\phi_p$ 的方向随之反转. 根据刚才的分析, 这种反转会使得横向能量流 $J_{\perp} = \frac{1}{k_p} I_p \nabla_{\perp}\phi_p$ 的方向也发生镜像反转, 最终使得出射光斑的扭曲方向呈现相反的趋势. 这进一步强调了 LG 光束相位波前在该原子系综中传播时, 其精细演化如何通过驱动横向能量流, 对最终光强空间分布的形成和变形产生决定性的作用.

接下来, 探究探测场失谐 Δ_p 对出射 LG 光斑形态的影响. 为了简化分析, 仅展示探测光从系综左侧入射的情况, 因为如前所述, 右侧入射的光强图

像仅在扭曲方向上有所不同, 而相位图像完全相同. 图 7 展示了在不同探测场失谐 Δ_p 下 (分别对应 $\Delta_p = 0.5 \times 2\pi$ MHz, $1 \times 2\pi$ MHz 和 $3 \times 2\pi$ MHz), LG 光束通过介质后的出射光强和相位分布. 通过对比不同失谐下的出射光斑, 可以发现一个显著现象: 光斑的拉伸方向会随着探测场失谐 Δ_p 的变化而发生改变. 具体而言, 当 $\Delta_p = 0.5 \times 2\pi$ MHz 时 (图 7(a1)), 出射光斑呈现出沿 x 方向的拉伸; 在 $\Delta_p = 1 \times 2\pi$ MHz 时 (图 7(b1)), 光斑在 x 方向的变形程度开始变小; 而当 $\Delta_p = 3 \times 2\pi$ MHz 时 (图 7(c1)), 光斑的拉伸方向则转变为沿 y 方向.

为了理解拉伸方向随 Δ_p 变化的物理机制, 我们分析了在不同失谐下, 目标原子极化率虚部 $\text{Im}[\hat{\alpha}(\mathbf{r})]$ 在特定横向位置 z 处的空间分布, 如图 8 所示. 从图 8(a) ($\Delta_p = 0.5 \times 2\pi$ MHz) 的极化率虚部空间分布可以看出, 原子系综中间位置 ($z = L/2$) 处 $\text{Im}[\hat{\alpha}(\mathbf{r})]$ 在 y 方向上存在两个明显的吸收峰 (红色区域), 表明 LG 光束在 y 方向上会经历较为显著的能量损耗或“削弱”. 这是因为此时在 $z = L/2$ 处, 目标原子与静止自旋的距离最近, 有效

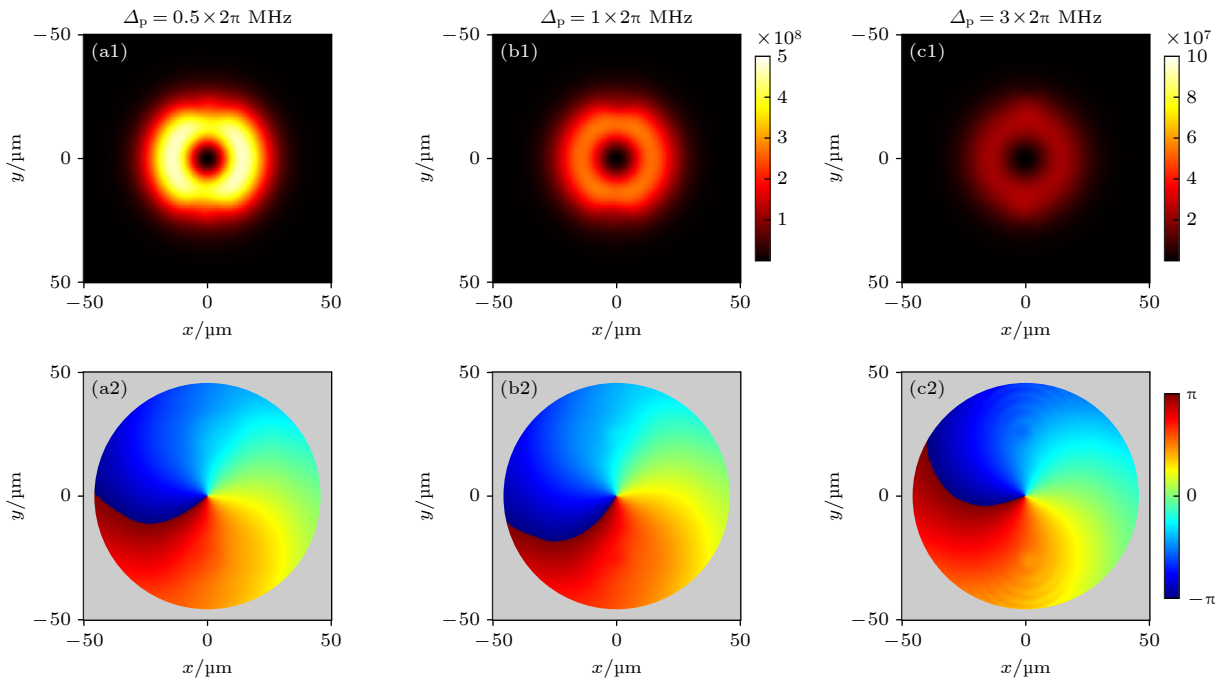


图 7 自旋原子团静止时 ($z_{s0} = L/2$, $v = 0$), 探测场失谐 Δ_p 对出射 LG 光斑的影响 (a1), (a2) $\Delta_p = 0.5 \times 2\pi$ MHz 时的出射光强和相位; (b1), (b2) $\Delta_p = 1 \times 2\pi$ MHz 时的出射光强和相位; (c1), (c2) $\Delta_p = 3 \times 2\pi$ MHz 时的出射光强和相位. 所有子图均针对探测光从介质左侧入射的情况, 其他参数与图 2 相同

Fig. 7. Influence of probe detuning Δ_p on the output LG beam when the spin atoms are located ($z_{s0} = L/2$, $v = 0$): (a1), (a2) Output intensity and phase for $\Delta_p = 0.5 \times 2\pi$ MHz; (b1), (b2) output intensity and phase for $\Delta_p = 1 \times 2\pi$ MHz; (c1), (c2) output intensity and phase for $\Delta_p = 3 \times 2\pi$ MHz. All subfigures are for probe light incident from the left side of the medium, and other parameters are the same as in Fig. 2.

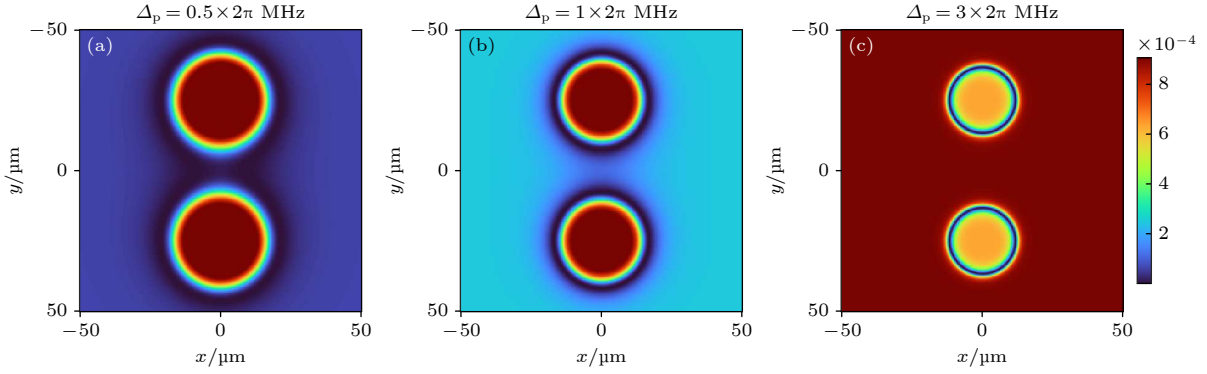


图 8 位于系综 $z = L/2$ 处, 目标原子极化率虚部 $\text{Im}[\hat{\alpha}(\mathbf{r})]$ 的空间分布 (a) $\Delta_p = 0.5 \times 2\pi$ MHz; (b) $\Delta_p = 1.0 \times 2\pi$ MHz; (c) $\Delta_p = 3.0 \times 2\pi$ MHz. 所有子图仅对应探测光从介质左侧入射的情况, 其他参数与图 2 相同

Fig. 8. Spatial distribution of the imaginary part of the atomic medium polarizability $\text{Im}[\hat{\alpha}(\mathbf{r})]$ at position $z = L/2$: (a) $\Delta_p = 0.5 \times 2\pi$ MHz; (b) $\Delta_p = 1.0 \times 2\pi$ MHz; (c) $\Delta_p = 3.0 \times 2\pi$ MHz. All subfigures are for probe beam incident from the left side of the medium, and other parameters are the same as in Fig. 2.

耦合强度 Ω_{EIT} 最大. 这导致此处的目标原子的光学响应更趋近于 \mathcal{N} 的四能级双 EIT 透射峰结构, 那么在 Δ_p 较小的位置, 其吸收变强. 图 8(a) 中显示的两个红色区域则恰巧对应两团自旋原子的大致区域 (中心位置为 $\pm 20 \mu\text{m}$). 根据光强传播方程中的吸收项 $-\eta \langle \text{Im}[\hat{\alpha}(\mathbf{r})] \rangle I_p$, 这种局部增强的吸收会导致 LG 光束在 y 方向上的光强显著衰减. 相比之下, 光束在 x 方向上的吸收相对较弱. 这种横向吸收的不均匀性, 使得光斑在 y 方向上被“压缩”或“削弱”, 从而在视觉上表现为沿 x 方向的拉伸. 相反, $\Delta_p = 3.0 \times 2\pi$ MHz 时, 图 8(c) 表明失谐恰巧对应双 EIT 透射峰的大致频率位置 ($\Delta_p \approx \sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_{\text{EIT}}^2}$), 于是此处 ($z = L/2$) 的吸收较弱. 极化率虚部呈现出两个位于 y 轴上的低吸收圆形区域 (蓝色及内部的橙色), 这意味着 LG 光束在 y 方向上的光强衰减相对于 x 方向更小, 导致光斑在 x 方向上被“压缩”, 从而在视觉上呈现出沿 y 方向的拉伸. 这种依赖于探测场失谐 Δ_p 的光斑拉伸方向转变, 揭示了目标原子对 LG 光束横向模式的差异化响应. 通过调节 Δ_p , 可以有效控制原子系综的横向吸收特性, 进而实现对出射光斑形状的灵活调控.

3.3 飞行自旋控制下的涡旋光场传播

3.2 节详细讨论了自旋原子团静止时 ($v = 0$) 目标原子对 LG 探测光的光学响应. 尽管在 $v = 0$ 的理想互易条件下, LG 光束从系综左侧和右侧入射的出射光斑仍会呈现出微弱的非互易性, 具体表现为光斑呈现相反方向的轻微旋转. 需要强调的是, 这种现象并非源于系统装置本身或原子团运动

导致的非互易性, 而是 LG 光束固有相位结构与系综对称响应在传播过程中复杂耦合的体现. 本节将在此基础上, 深入探究自旋原子团运动时 ($v \neq 0$) 系统所展现的非互易性问题, 揭示运动原子团如何进一步诱导和调控 LG 光束的非互易性, 并对其量化.

在此之前, 首先需要引入一个合适的物理量来定量描述这种非互易性的程度. 传统的基于总透射光强的反衬度 C (即 3.1 节中所述) 主要适用于衡量整体透射率的差异, 但对于具有复杂横向强度和相位分布的 LG 光束而言, 非互易性往往体现在光斑形状、扭曲或局域强度分布的差异上. 此时单一的总透射率差异可能无法充分捕捉其精细特征. 因此, 这里分别定义了两种不同的 LG 光非互易性指数: 其一, C_{LG}^{N} 作为总体衡量 LG 光束非互易性的物理量, 是基于左右入射出射光斑的归一化平均绝对强度差异进行计算的, 其表达式为

$$C_{\text{LG}}^{\text{N}} = \frac{\iint |I_+(x, y) - I_-(x, y)| dx dy}{\iint |I_+(x, y) + I_-(x, y)| dx dy},$$

其中, $I_+(x, y)$ 和 $I_-(x, y)$ 分别表示探测光从系综左侧 ($+z$) 和右侧 ($-z$) 入射时, 出射光斑在横向平面 (x, y) 上的强度分布. 这个定义能够总体反映左右入射出射光斑在各个空间位置上的差异, 从而更有效地量化 LG 光束的整体非互易性. C_{LG}^{N} 的取值范围也在 0—1 之间, $C_{\text{LG}}^{\text{N}} = 0$ 表示完美的互易性 (左右光斑完全相同), 而 $C_{\text{LG}}^{\text{N}} = 1$ 则表示极强的非互易性 (左右光斑差异最大).

首先固定探测场失谐 $\Delta_p = 0.01 \times 2\pi$ MHz, 探

究自旋原子团速度 v 对 LG 光束非互易性的影响. 图 9 展示了在不同速度 v 下, LG 探测光束通过原子系综后的出射光斑强度分布. 其中, 第一行图 9(a1)—(a3) 对应探测光从系综左侧入射的情况, 第二行图 9(b1)—(b3) 则展示了探测光从系综右侧入射的结果. 从左至右三列分别对应 $v = 50$ m/s, $v = 100$ m/s 和 $v = 150$ m/s 的情况. 由于相位分布表现为旋转方向相反, 其余都不变, 为了简便起见相位图像不再展示.

通过对比不同速度下的出射光斑, 可以清晰地观察到自旋原子团的速度 v 对系统的非互易性具有显著影响. 在低速情况下 (如 $v = 50$ m/s, 图 9(a1) 和图 9(b1)), 尽管左右入射的出射光斑已经出现微弱的差异, 但整体形变和强度分布的非互易性尚不明显. 然而, 随着速度 v 的增加, 这种非互易性逐渐增强. 当 $v = 100$ m/s 时 (图 9(a2) 和图 9(b2)), 左右入射光斑的差异变得更为明显, 光斑的拉伸和扭曲程度加剧. 特别是在 $v = 150$ m/s 时 (图 9(a3) 和图 9(b3)), 右侧入射的出射光斑呈现出显著的拉

伸变形, 与左侧入射光斑的形状差异巨大, 这直观地表明了系统非互易性的显著增强. 同时, 我们注意到左右入射光斑的扭曲方向依旧保持相反, 这与我们之前对 $v = 0$ 情况下 LG 光束固有相位演化的分析相符.

接下来, 固定自旋原子团的速度为 $v = 150$ m/s, 进一步探究探测场失谐 Δ_p 对 LG 光束非互易性的影响. 图 10 展示了在不同 Δ_p 下, LG 探测光束通过原子系综后的出射光斑强度分布. 图 10(a1)—(a3) 对应探测光从系综左侧入射的情况, 图 10(b1)—(b3) 则展示了探测光从系综右侧入射的结果. 从左至右三列分别对应 $\Delta_p = 0.005 \times 2\pi$ MHz, $\Delta_p = 0.01 \times 2\pi$ MHz 以及 $\Delta_p = 2 \times 2\pi$ MHz 的情况.

从图 10 可以看出, 探测场失谐 Δ_p 同样对 LG 光束的非互易性产生显著影响. 在 $\Delta_p = 0.005 \times 2\pi$ MHz 时, 右侧入射的出射光斑 (图 10(b1)) 已经呈现出明显的拉伸变形, 与左侧入射光斑 (图 10(a1)) 存在显著差异. 当 Δ_p 增大到 $0.01 \times 2\pi$ MHz 时, 右侧入射光斑 (图 10(b2)) 的变形程度进一步加剧,

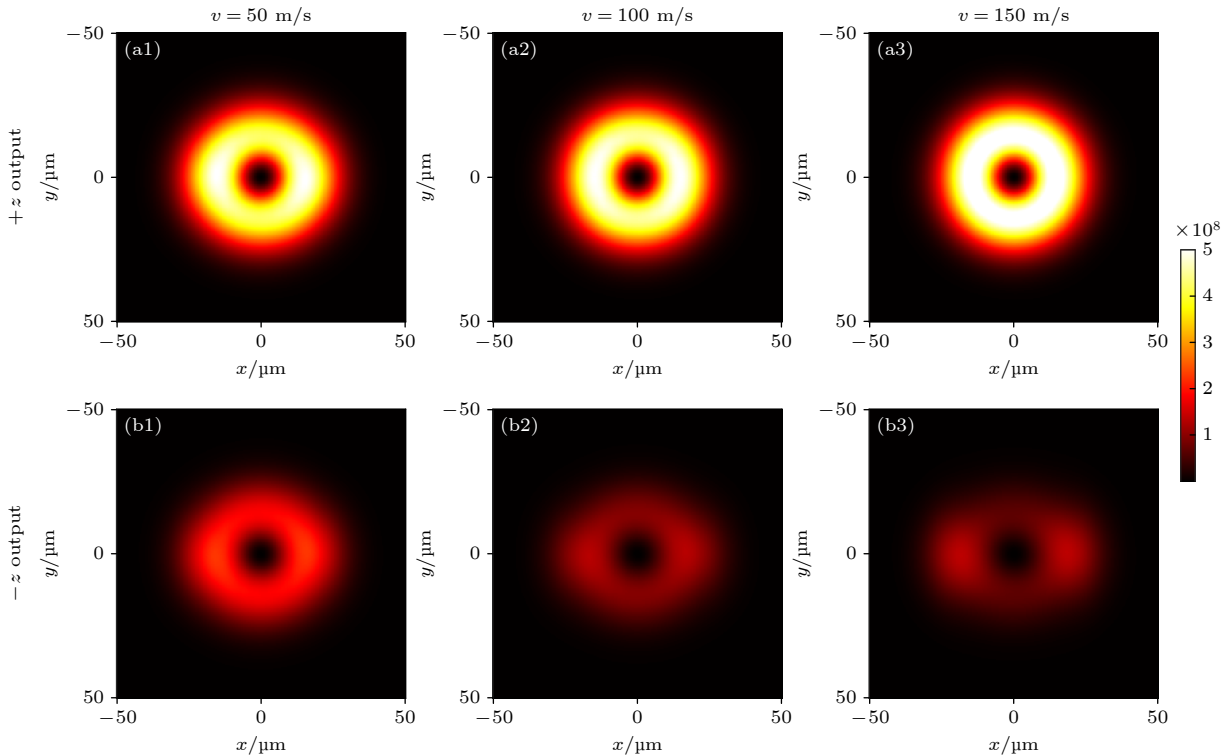


图 9 在探测场失谐 $\Delta_p = 0.01 \times 2\pi$ MHz 时, 自旋原子团速度 v 对 LG 光斑非互易性的影响 (a1)—(a3) 探测光从系综左侧入射时 ($+z$) 的出射光斑; (b1)—(b3) 探测光从系综右侧入射时 ($-z$) 的出射光斑. 从左至右三列分别对应 $v = 50$ m/s, 100 m/s, 150 m/s. 其他参数与图 2 相同

Fig. 9. Influence of spin velocity v on LG beam non-reciprocity with probe detuning $\Delta_p = 0.01 \times 2\pi$ MHz: (a1)—(a3) The output beam spots when the probe light is incident from the left side of the ensemble; (b1)—(b3) the output beam spots when the probe light is incident from the right side of the ensemble. The three columns from left to right correspond to $v = 50$ m/s, 100 m/s, 150 m/s, respectively. Other parameters are the same as in Fig. 2.

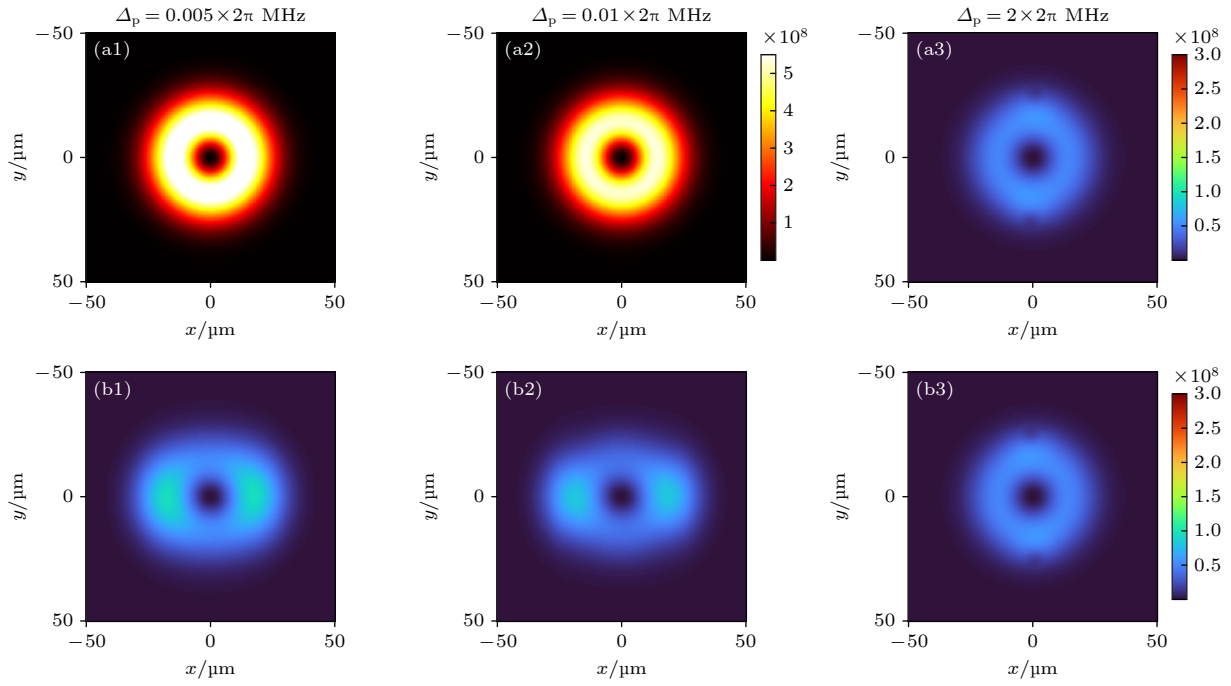


图 10 在自旋原子团速度 $v = 150$ m/s 时, 探测场失谐 Δ_p 对 LG 光斑非互易性的影响 (a1)–(a3) 探测光从原子系综左侧入射的出射光斑; (b1)–(b3) 探测光从系综右侧入射的出射光斑. 从左至右三列分别对应 $\Delta_p = 0.005 \times 2\pi$ MHz, $\Delta_p = 0.01 \times 2\pi$ MHz, $\Delta_p = 2 \times 2\pi$ MHz. 其他参数与图 2 相同

Fig. 10. Influence of probe detuning Δ_p on LG beam non-reciprocity at spin atomic velocity $v = 150$ m/s: (a1)–(a3) The output beam spots when the probe light is incident from the left side of the atomic ensemble; (b1)–(b3) the output beam spots when the probe light is incident from the right side of the ensemble. The three columns from left to right correspond to $\Delta_p = 0.005 \times 2\pi$ MHz, $\Delta_p = 0.01 \times 2\pi$ MHz, and $\Delta_p = 2 \times 2\pi$ MHz, respectively. Other parameters are the same as in Fig. 2.

非互易性表现更为突出. 然而, 当 Δ_p 进一步增大到 $2 \times 2\pi$ MHz 时, 右侧入射光斑 (图 10(b3)) 的变形反而减弱, 光斑形状趋于恢复圆形, 表明系统的非互易性有所下降. 这与我们之前在 $v = 0$ 情况下观察到的光斑拉伸方向随 Δ_p 变化的现象 (图 7) 相呼应, 再次强调了 Δ_p 对系综横向吸收和色散特性的调控作用, 进而影响光斑的形变和非互易性.

为了定量分析 LG 光非互易性随 Δ_p 的变化规律, 我们绘制了 LG 光非互易性指数 C_{LG}^N 随 Δ_p 变化的曲线, 如图 11(a) 所示. 图中清晰地显示, C_{LG}^N 随 Δ_p 的增加呈现出先上升后下降的趋势. 在 Δ_p 较小的区域, C_{LG}^N 迅速增大, 达到一个峰值. 随后, 随着 Δ_p 的继续增大, C_{LG}^N 逐渐减小, 表明非互易性效应减弱. 图 11(a1) 进一步放大了 Δ_p 较小范围 (分别是 $\Delta_p = [0 - 0.05] \times 2\pi$ MHz 以及 $[0.05 - 0.5] \times 2\pi$ MHz) 的 C_{LG}^N 曲线, 清晰地展示了其在峰值附近的精细结构和快速变化趋势. 这一结果表明, 通过精确调节探测场失谐 Δ_p , 可以有效地控制 LG 光束非互易性的强度, 实现对其在不同应用场景下的优化. 同样地, 为了定量描述并系统地揭示 LG 光

束非互易性随速度 v 的变化规律, 计算了 LG 光非互易性指数 C_{LG}^N 随 v 的变化曲线, 如图 11(b) 所示. 从图中可以清晰地观察到, C_{LG}^N 随速度 v 的增加呈现出先快速上升后趋于平缓的趋势. 在较低速度区域, C_{LG}^N 随 v 的增大而迅速增长, 表明系统非互易性迅速增强. 例如, 在 $v = 90$ m/s 时, C_{LG}^N 达到 0.3049. 随后, C_{LG}^N 达到一个峰值, 在 $v = 120$ m/s 时达到最大值 0.7099, 这与图 9 中 $v = 150$ m/s 时观察到的显著非互易性相符合. 当速度 v 进一步增大时, C_{LG}^N 的增长速率逐渐减缓, 曲线趋于平缓, 暗示非互易性效应可能达到饱和. 这种非线性依赖关系明确证实了自旋原子团的速度是诱导和调控 LG 光束非互易性的关键参数.

可见, 通过探究自旋原子团速度 v 和探测场失谐 Δ_p 对 C_{LG}^N 的影响可以发现: 当固定 Δ_p 时, 随着 v 的增大, C_{LG}^N 呈现先快速上升后趋于饱和的趋势, 表明非互易性强度可随原子团速度进行有效调节. 当固定 v 时, 随着 Δ_p 的变化, C_{LG}^N 也呈现先上升后下降的趋势, 这与 Δ_p 对系综横向吸收和色散特性的差异化调控密切相关. 结合上述现象发现, C_{LG}^N 曲

线虽然可以展示整体的非互易程度, 但是描述原子介质空间某一点的非互易程度则需要另一种定义:

$$C(x, y) = \frac{|I_+(x, y) - I_-(x, y)|}{I_+(x, y) + I_-(x, y)}$$

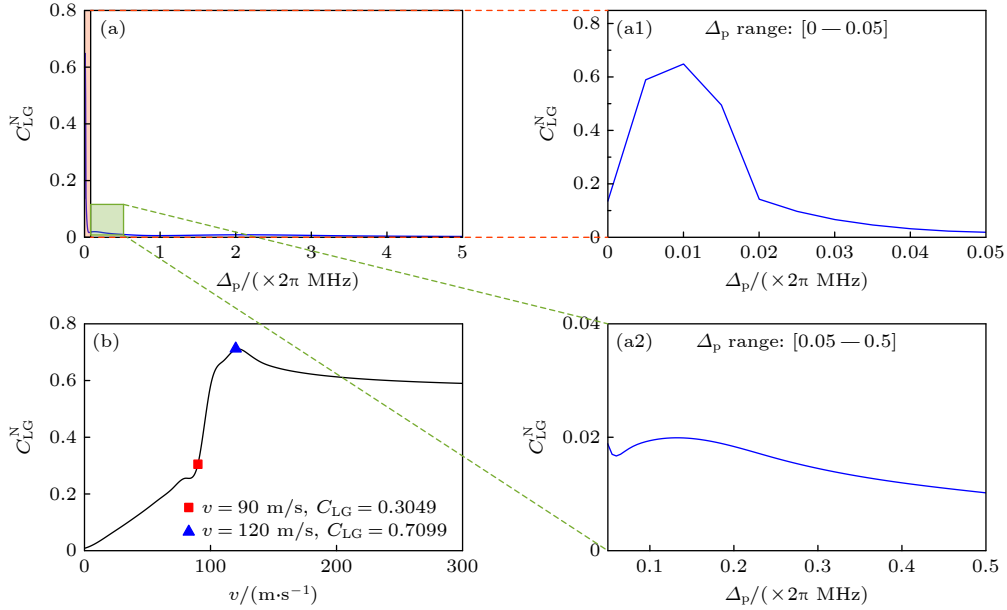


图 11 与在不同探测失谐 (a) (固定速度 $v = 150$ m/s) 以及在自旋原子团不同速度 (b) (固定失谐 $\Delta_p = 0.01 \times 2\pi$ MHz) 下, LG 光非互易性指数 C_{LG}^N 随探测场失谐 Δ_p 的变化. 图 (a1) 与图 (a2) 为 Δ_p 在较小范围时 ($\Delta_p = [0 - 0.05] \times 2\pi$ MHz 和 $\Delta_p = [0.05 - 0.5] \times 2\pi$ MHz) 的局部放大图

Fig. 11. The non-reciprocity index C_{LG}^N of the LG beam versus the probe detuning Δ_p under different probe detunings (a) (fixed speed $v = 150$ m/s) and at different velocities of the spin ensemble (b) (fixed probe detuning $\Delta_p = 0.01 \times 2\pi$ MHz). Panels (a1) and (a2) show local magnifications in smaller ranges of Δ_p ($\Delta_p = [0 - 0.05] \times 2\pi$ MHz and $\Delta_p = [0.05 - 0.5] \times 2\pi$ MHz).

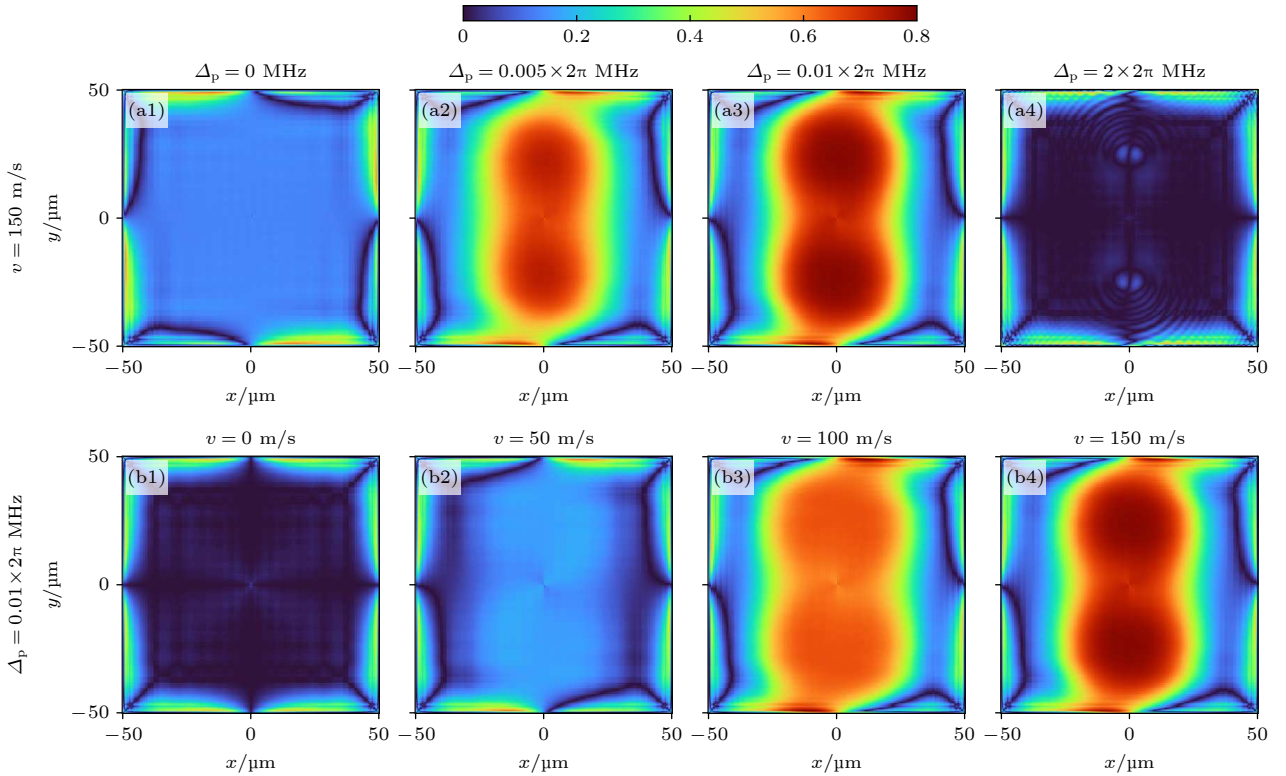


图 12 不同频率失谐与不同自旋运动速度下的二维非互易指数 $C(x, y)$

Fig. 12. Two-dimensional non-reciprocity index $C(x, y)$ under different frequency detunings and different spin motion velocities.

图 12 展示了不同探测场失谐与原子团运动速率下的空间各点的透射非互易程度. 局部的非互易系数的定义是对第一种定义的有效补充, 且更清晰地展示二维平面上局部各点的非互易程度.

因此, 通过协同调节自旋原子团的速度 v 和探测场失谐 Δ_p , 能够灵活地控制 LG 光束非互易性的强度和表现形式. 这些发现为基于运动原子团的非互易光学器件设计和优化提供了重要的理论指导, 特别是在光信息处理和量子通信等领域具有潜在应用价值.

4 结 论

本研究在弱探测极限下, 系统地分析了运动自旋原子团调控下里德伯原子系综中 LG 光束的非互易传播特性 (二维空间非互易性). 结果表明自旋原子团的宏观速度 (v) 和探测场失谐 Δ_p 是调控该复合系统光学非互易性的关键因素. 二者协同作用可动态调节 LG 光束的传输空间强度与相位分布, 从而实现了对涡旋光束二维波阵面的灵活操控. 这一发现不仅揭示运动原子团对复杂结构光场的动态调控机制, 同时证实了偶极交换诱导透明系统在非互易光学器件设计中的潜力, 为光信息处理提供了速度与频率双自由度调制的理论储备, 拓宽了非互易光学调控的设计思路. 然而, 本研究仍存在不足, 例如模型未考虑原子团间碰撞效应或热运动引起的涨落, 且仅讨论了在弱探测极限下 LG 光束的传输特性. 未来工作可聚焦于构建突破弱探测极限的 LG 光束传播模型 (考虑合作光学非线性效应), 并探索和推动在量子通信中非互易光学器件的应用.

参考文献

[1] Potton R J 2004 *Rep. Prog. Phys.* **67** 717
 [2] Krasnok A, Alù A 2022 *ACS Photonics* **9** 2
 [3] Tripathi A, Ugwu C F, Asadchy V S, Faniayeu I, Kravchenko I, Fan S, Kivshar Y, Valentine J, Kruk S S 2024 *Nat. Commun.* **15** 5077
 [4] Li R N, Xue J J, Song D, Li X, Wang D, Yang B D, Zhou H T 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 044203 (in Chinese) [李若楠, 薛晶晶, 宋丹, 李鑫, 王丹, 杨保东, 周海涛 2025 *物理学报* **74** 044203]
 [5] Zhao X, Wu K, Chen C, Bifano T G, Anderson S W, Zhang X 2020 *Adv. Sci.* **7** 2001443
 [6] Pan R K, Tang L, Xia K 2024 *Phys. Rev. A* **110** 043505
 [7] Li B, Huang R, Xu X, Miranowicz A, Jing H 2019 *Photon. Res.* **7** 630
 [8] Ren Y L, Ma S L, Xie J K, Li X K, Cao M T, Li F L 2022 *Phys. Rev. A* **105** 013711

[9] You Y, Jia Z, Chen B, Peng Y 2023 *Phys. Rev. A* **107** 053710
 [10] Sedov E, Glazov M, Kavokin A 2022 *Phys. Rev. Appl.* **17** 024037
 [11] Jing Z, Ma C, Li P, Yu P, Neogi A, Wang Z 2024 *Appl. Phys. Lett.* **124** 171701
 [12] Hafezi M, Rabl P 2012 *Opt. Express* **20** 7672
 [13] Zhou Y, Ruesink F, Gertler S, et al. 2024 *Phys. Rev. X* **14** 021002
 [14] Li Z H, Zheng L L, Zhu G L, Wu Y, Lu X Y 2024 *Phys. Rev. A* **110** 013515
 [15] You Y, Hu Y, Lin G, Qi Y, Niu Y, Gong S 2021 *Phys. Rev. A* **103** 063706
 [16] Shen Z, Zhang Y L, Chen Y, Xiao Y F, Zou C L, Guo G C, Dong C H 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 013601
 [17] Otterstrom N T, Kittlaus E A, Gertler S, Behuning R O, Lentine A L, Rakich P P 2019 *Optica* **6** 1117
 [18] Zhang W, Hou R, Wang T, Liu S, Zhang S, Wang H F 2024 *Phys. Rev. A* **110** 023723
 [19] Ullah M, Mikki S 2024 *Phys. Rev. B* **109** 214303
 [20] Dong F A, Zhang W Q, Atakaramian S, Afshar V S 2023 *Opt. Laser Technol.* **160** 109600
 [21] Fan S, Qi Y, Niu Y, Gong S 2022 *Chin. Opt. Lett.* **20** 012701
 [22] Zheng J C, Zheng X W, He X L, Qiao Y F, Yao X Y, Pan X F, Ren Y M, Huo X W, Li P B 2025 *Quantum Sci. Technol.* **10** 035005
 [23] Xiang Y, Zuo Y, Xu X W, Huang R, Jing H 2023 *Phys. Rev. A* **108** 043702
 [24] Wang H, Fan F, Li P, Xue Q, Tan Z, Zhao D, Zhao H, Yang Q, Wen Q, Chang S 2025 *Laser Photonics Rev.* **19** 2500375
 [25] Peng W, Wang B 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 253907
 [26] Kang T, Zhang T, Zhang F, Pu M, Chen L, Bao H, Chen S, Du A, Long L, Guo Y, Xu M, Luo X 2025 *Adv. Funct. Mater.* **35** 2504593
 [27] Shi H, Xiong Z, Chen W, Xu J, Wang S, Chen Y 2019 *Opt. Express* **27** 28114
 [28] Lu T X, Li Z S, Chen L S, Wang Y, Xiao X, Jing H 2025 *Phys. Rev. A* **111** 013713
 [29] Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 123004
 [30] Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2015 *Phys. Rev. A* **91** 033811
 [31] Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2017 *Phys. Rev. A* **95** 053862
 [32] Chang Z G, Niu Y P, Zhang J T, Gong S Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 114210
 [33] Zhang X J, La Rocca G C, Artoni M, Wang H H, Wu J H 2021 *Phys. Rev. A* **103** 062205
 [34] Zhao H M, Zheng D D, Zhang X J, Wu J H 2024 *New J. Phys.* **26** 043018
 [35] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
 [36] Yang L J, Zhang L S, Li X L, Li X J, Guo Q L, Han L, Fu G S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5206 (in Chinese) [杨丽君, 张连水, 李晓莉, 李晓著, 郭庆林, 韩理, 傅广生 2006 *物理学报* **55** 5206]
 [37] Horsley S A R, Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 223602
 [38] Lin G, Zhang S, Hu Y, Niu Y, Gong J, Gong S 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 033902
 [39] Liu L, Niu Y, Gong S 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 241101
 [40] Zhang S, Hu Y, Lin G, Niu Y, Xia K, Gong J, Gong S 2018 *Nat. Photonics* **12** 744
 [41] Li J F, Wang Y F, Huang P S, Su K Y, Peng Y Q, Zhang S, Yan H, Zhu S L 2023 *Phys. Rev. Appl.* **20** 014027

- [42] Cai J B, Jiao Y C, Hao L P, Xue Y M, Zhao J M, Jia S T 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 093201 (in Chinese) [蔡佳蓓, 焦月春, 郝丽萍, 薛咏梅, 赵建明, 贾锁堂 2018 *物理学报* **67** 093201]
- [43] Sinclair J, Angulo D, Lupu-Gladstein N, Bonsma-Fisher K, Steinberg A M 2019 *Phys. Rev. Res.* **1** 033193
- [44] An Z Y, Lu B W, Li J, Yang C W, Li L, Bao X H, Pan J W 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 230803
- [45] Li D, Xu B, Qin K, Jia X, Zhao C, Zhou Y, Xu Z 2025 *Photonics* **12** 204
- [46] Zheng D D, Zhao H M, Zhang X J, Wu J H 2022 *Phys. Rev. A* **106** 043119
- [47] Zheng D D, Zhang Y, Liu Y M, Zhang X J, Wu J H 2023 *Phys. Rev. A* **107** 013704
- [48] Petrosyan D 2017 *New J. Phys.* **19** 033001
- [49] Bao X Q, Tian X D, Li D X, Liu Y M 2024 *Opt. Express* **32** 25661
- [50] Dutton Z, Ruostekoski J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 193602
- [51] Ruseckas J, Juzeliūnas G, Öhberg P, Barnett S M 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053822
- [52] Chen Q F, Shi B S, Zhang Y S, Guo G C 2008 *Phys. Rev. A* **78** 053810
- [53] Ding Q F, Pan J X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 094204 (in Chinese) [丁琴峰, 潘继雄 2011 *物理学报* **60** 094204]
- [54] Hamed H R, Ruseckas J, Juzeliūnas G 2018 *Phys. Rev. A* **98** 013840
- [55] Hamed H R, Ruseckas J, Paspalakis E, Juzeliūnas G 2019 *Phys. Rev. A* **99** 033812
- [56] Hamed H R, Paspalakis E, Žlabys G, Juzeliūnas G, Ruseckas J 2019 *Phys. Rev. A* **100** 023811
- [57] Mahmoudi M, Sabegh Z A, Mohammadi M, Mahmoudi M, Hamed H R 2020 *Phys. Rev. A* **101** 063811
- [58] Wang Z, Zhang Y, Paspalakis E, Yu B 2020 *Phys. Rev. A* **102** 063509
- [59] Asadpour S H, Paspalakis E, Hamed H R 2021 *Phys. Rev. A* **103** 063705
- [60] Meng C, Shui T, Yang W X 2023 *Phys. Rev. A* **107** 053712
- [61] Babiker M, Power W, Allen L 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1239
- [62] Lembessis V E, Babiker M 2010 *Phys. Rev. A* **82** 051402
- [63] Moretti D, Felinto D, Tabosa J 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023825
- [64] Veissier L, Nicolas A, Giner L, Maxein D, Sheremet A S, Giacobino E, Laurat J 2013 *Opt. Lett.* **38** 712
- [65] Radwell N, Clark T, Piccirillo B, Barnett S, Franke-Arnold S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 123603
- [66] Sharma S, Dey T N 2017 *Phys. Rev. A* **96** 033811
- [67] Hamed H R, Kudriašov V, Ruseckas J, Juzeliūnas G 2018 *Opt. Express* **26** 28249
- [68] Abdurazakov O, Li C, Shim Y P 2023 *Phys. Rev. B* **108** 125435
- [69] Das B K, Granados C, Krüger M, Chiappina M F 2024 *Phys. Rev. Res.* **6** 043244
- [70] Abadi M G G, Mahmoudi M 2022 *Sci. Rep.* **12** 5972
- [71] Cronin-Golomb M 2025 *Photonics* **12** 113
- [72] Chen D, Jiang D, Xiao Z 2025 *Photonics* **12** 566
- [73] Petrosyan D, Otterbach J, Fleischhauer M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 213601
- [74] Gallagher T F, Pillet P 2008 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **56** 161
- [75] Yan D, Cui C L, Liu Y M, Song L J, Wu J H 2013 *Phys. Rev. A* **87** 023827
- [76] Liu Y M, Yan D, Tian X D, Cui C L, Wu J H 2014 *Phys. Rev. A* **89** 033839
- [77] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [78] Mao L W, Ding D S, Rosales-Guzmán C, Zhu Z H 2022 *J. Opt.* **24** 044004
- [79] Robertson E, Šibalić N, Potvliege R M, Adams C S, Weatherill K J 2021 *Comput. Phys. Commun.* **261** 107814

SPECIAL TOPIC — Principles and applications of quantum optics

Non-reciprocal propagation of optical vortices controlled by flying Rydberg spins*

WANG Yixuan LIU Yimou[†] WU Jinhui[‡]

(Center for Quantum Sciences, School of Physics, Northeast Normal University, Changchun 130024, China)

(Received 11 October 2025; revised manuscript received 9 November 2025)

Abstract

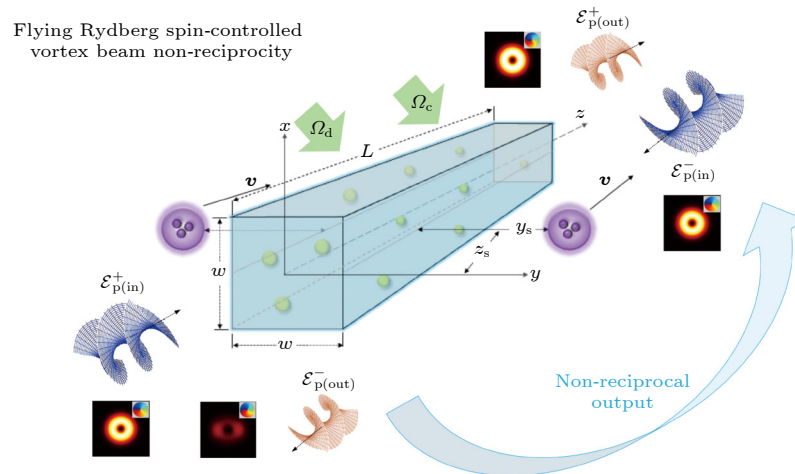
This paper investigates the dynamic control of non-reciprocal propagation for vortex beams in a Rydberg atomic ensemble mediated by flying spin atomic clusters. The system comprises a target Rydberg atomic ensemble with a five-level \mathcal{N} -type structure and two flying spin atomic clusters moving at velocity v , coupled

* Project supported by the Scientific Research Project of Jilin Provincial Department of Education, China (Grant No. JJKH20241411KJ) and the Scientific and Technological Development Program of Jilin Province, China (Grant No. 20220101009JC).

[†] Corresponding author. E-mail: liuym605@nenu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: jhwu@nenu.edu.cn

through position-dependent non-resonant dipole-exchange interactions to form a hybrid quantum system exhibiting dipole-exchange-induced transparency. The macroscopic relative motion between the flying spin clusters and the stationary target ensemble induces optical non-reciprocity. Using the split-step Fourier propagation method combined with the superatom model, we perform numerical simulations to analyze the spatial evolution of a probe Laguerre-Gaussian (LG) vortex beam. To quantify nonreciprocity, we introduce the LG nonreciprocity index CLG, defined through the difference in normalized mean absolute intensity between output spots for left and right incidences. Our findings show that the spin cluster velocity v and the probe detuning (Δ_p) are key parameters governing the non-reciprocal response. By adjusting v and Δ_p , we can flexibly manipulate both the intensity and phase profile of the transmitted two-dimensional vortex wavefront. In the presence of dipole-exchange interaction, the output spot undergoes marked stretching deformation, deviating from an ideal annular shape, and its stretching direction (e.g., along x or y axis) can be precisely switched through parameter adjustment. Moreover, the input direction of the probe beam influences the output phase pattern, producing counterclockwise phase rotation for left incidence and clockwise rotation for right incidence. This work reveals a dynamic control mechanism for non-reciprocal propagation of structured light through macroscopic motion of spin clusters and underscores the potential of dipole-exchange-induced transparent systems for designing nonreciprocal optical devices. These results lay a theoretical foundation for optical information processing and quantum communication, and suggest a viable technique for two-dimensional vortex beam shaping with broad application prospects.



Keywords: flying Rydberg spin, dipole-exchange interaction, structured optical field, optical non-reciprocity

DOI: [10.7498/aps.75.20251375](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251375)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251375](https://cstr.net.cn/32037.14.aps.75.20251375)



受飞行里德伯自旋控制的光学涡旋非互易传播

王奕璇 刘一谋 吴金辉

Non-reciprocal propagation of optical vortices controlled by flying Rydberg spins

WANG Yixuan LIU Yimou WU Jinhui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 040403 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251375

CSTR: 32037.14.aps.75.20251375

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251375>

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

基于光学非互易的双路多信道全光操控

All-optical manipulation of two-way multi-channel based on optical nonreciprocity

物理学报. 2022, 71(18): 184202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220506>

非互易-互易放大转换下光学轨道角动量的转移

Transfer of optical orbital angular momentum under nonreciprocity-reciprocity amplification conversion

物理学报. 2025, 74(4): 044203 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241565>

基于共振里德伯偶极-偶极相互作用的双反阻塞机制及量子逻辑门的实现

Implementation of the Rydberg double anti-blockade regime and the quantum logic gate based on resonant dipole-dipole interactions

物理学报. 2021, 70(13): 134202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210059>

室温下铯原子体系光学非互易调控实验研究

Experimental research on optical nonreciprocal control of cesium atomic systems at room temperature

物理学报. 2025, 74(6): 064206 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241463>

基于半导体量子阱中四波混频效应的高效光学非互易

Efficient optical nonreciprocity based on four-wave mixing effect in semiconductor quantum well

物理学报. 2024, 73(1): 014201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231212>

周期莫尔晶格中里德伯缀饰玻色气体的基态结构

Ground state of Rydberg-dressed Bose gas confined in periodic moiré lattices

物理学报. 2023, 72(10): 100307 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222292>