



里德伯原子中非厄米电磁诱导光栅引起的弱光孤子偏折及其操控

高洁 杭超

**Deflection and manipulation of weak optical solitons by non-Hermitian electromagnetically induced gratings in Rydberg atoms**

Gao Jie Hang Chao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 133202 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220456

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220456>

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

基于里德伯原子电磁诱导透明效应的光脉冲减速

Deceleration of optical pulses based on electromagnetically induced transparency of Rydberg atoms

物理学报. 2021, 70(10): 103201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210102>

周期驱动的二能级系统中的准宇称-时间对称动力学

Quasi-parity-time symmetric dynamics in periodically driven two-level non-Hermitian system

物理学报. 2022, 71(7): 074207 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20220270>

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>

高阶效应下对称三量子点系统中光孤子稳定性研究

Stability of optical soliton in symmetrical three-quantum-dot system under high-order effects

物理学报. 2021, 70(22): 224205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210942>

巨梯型四能级里德伯原子系统透射光谱性质的调控

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

物理学报. 2021, 70(11): 113201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202077>

专题: 非厄米物理前沿

## 里德伯原子中非厄米电磁诱导光栅引起的弱光孤子偏折及其操控\*

高洁<sup>1)</sup> 杭超<sup>1)2)3)†</sup>

1) (华东师范大学, 精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200241)

2) (纽约大学-华东师范大学联合物理研究所, 上海 200122)

3) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2022 年 3 月 14 日收到; 2022 年 4 月 6 日收到修改稿)

基于里德伯-电磁感应透明系统实现了具有宇称-时间对称的电磁感应诱导光栅, 并研究了系统中探测光场在到达光栅前形成孤子的过程以及经过光栅时引起的偏折现象. 发现由于里德伯-电磁感应透明系统具有很强的非线性光学效应, 因此只需要很少的输入探测光能量就能形成稳定的光孤子. 此外还发现, 通过改变电磁感应诱导光栅的增益/损耗系数、光栅周期、以及体系的克尔非线性非局域度都可以有效地改变探测光孤子的偏折程度和状态, 实现对弱光孤子偏折的主动操控. 本文的研究结果可为未来利用宇称-时间对称的电磁感应诱导光栅实现全光控制和光信息处理等相关应用提供一定的理论依据.

关键词: 里德伯原子, 宇称-时间对称, 光孤子, 光偏折

PACS: 32.80.Ee, 42.50.Gy, 42.65.Tg

DOI: 10.7498/aps.71.20220456

## 1 引言

宇称-时间 (parity-time, PT) 对称的概念最初是在量子力学的框架下提出的. 1998 年, Boettcher 和 Bender<sup>[1]</sup> 发现满足 PT 对称的一系列非厄米哈密顿算符, 也能支持全实的能量本征谱, 开辟了研究开放量子系统的新途径. 事实上, PT 对称对于具有全实本征谱的非厄米哈密顿算符来说是一个充分而非必要条件, 因此当哈密顿算符的非厄米程度增加时 (通常增加算符中的增益/损耗项来实现), 一部分实的本征谱会成为复的, 这种现象被称为自发 PT 对称性破缺<sup>[2]</sup>. 注意到 Maxwell 方程在傍轴近似下导出的光场传输方程与量子力学中的薛定谔方程在数学形式上非常相似, PT 对称的概念很快被人们引入光学领域中<sup>[3,4]</sup>. 通过类比, 光

学 PT 对称系统可以通过构造一个依赖于空间坐标的光学势  $V(\mathbf{r})$ , 且使该光学势满足 PT 对称条件:  $V(\mathbf{r}) = V(-\mathbf{r})^*$  来实现. 由于光学势的实部对应系统的折射率, 虚部对应系统的增益或损耗, 因而条件  $V(\mathbf{r}) = V(-\mathbf{r})^*$  等价于系统的折射率分布为偶对称, 增益/损耗分布为奇对称. 近年来, 随着光学实验技术的不断发展以及光学新材料的不断涌现, 人们在不同的光学 PT 对称系统中发现了许多新奇的物理现象并且实现了很多重要的应用, 包括光学放大<sup>[5]</sup>、非互易光传播<sup>[6,7]</sup>、完美吸收与无阈值激光<sup>[8–13]</sup>、增强灵敏度<sup>[14–16]</sup>及量子信息处理<sup>[17,18]</sup>等. 此外, 人们还研究了 PT 对称条件下非线性光学系统中光孤子的形成、传播及操控特性<sup>[19–29]</sup>, 为利用光孤子实现信息传输与处理打下了理论基础.

另一方面, 近年来大量关于里德伯原子系统的研究工作涌现出来. 里德伯原子是指主量子数非常

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11974117) 和国家自然科学基金重点项目 (批准号: 2017YFA0304201) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [chang@phy.ecnu.edu.cn](mailto:chang@phy.ecnu.edu.cn)

大的高激发态原子<sup>[30]</sup>, 里德伯原子的轨道半径、碰撞截面、原子寿命、电偶极矩、电极化率等都为主量子数的幂次成正比, 较普通原子大得多. 通过调节原子密度等参数, 里德伯原子之间的偶极-偶极相互作用不仅可以很强, 而且可以改变 12 个数量级, 从而呈现出许多十分有趣的物理现象. 特别地, 由于激光冷却与囚禁技术的发展, 使得里德伯原子的研究进入了一个崭新的发展阶段. 超冷里德伯原子不仅为实现高分辨、高灵敏、高精度量子调控与精密测量提供了新的有力手段<sup>[31]</sup>, 而且为探索各种重要的量子多体效应以及量子信息与计算提供了十分有效的研究平台<sup>[32]</sup>. 尤其值得注意的是, 通过和电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT)<sup>[33]</sup> 相结合, 里德伯-EIT 系统中的非线性光学效应不仅能比传统 EIT 系统大 4—5 个数量级, 还具有可调非局域特性, 为非局域非线性光学<sup>[34,35]</sup>、非线性量子光学<sup>[36,37]</sup> 等研究开辟了新的研究方向.

本文在里德伯-EIT 系统中实现了具有 PT 对称的电磁感应诱导光栅 (electromagnetically induced grating, EIG)<sup>[38–42]</sup>, 即实现了光栅的折射率分布是偶函数, 增益/损耗分布是奇函数, 并研究了系统中探测光场在到达 EIG 前形成孤子的过程以及经 e 过 EIG 时引起的偏折现象. 我们发现, 由于里德伯-EIT 系统具有很强的非线性光学效应 (可比通常的非线性光学介质大 10 个数量级以上), 因此只需要很少的输入探测光能量 (几个纳瓦的输入能量) 就能形成稳定的光孤子. 另外还发现, 通过改变 EIG 的增益/损耗系数、EIG 周期、以及原子的克尔非线性非局域度都可以有效地改变探测光孤子的偏折程度和状态, 实现对弱光孤子偏折的主动操控. 本文的研究结果可为未来利用 PT 对称 EIG 实现全光控制和光信息处理等相关应用提供一定的理论依据.

## 2 物理模型

考虑超冷倒 Y 型四能级原子气体与激光场相互作用的系统, 如图 1(a) 所示. 在该系统中, 与原子相互作用的激光场可以写为  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_p + \mathbf{E}_c + \mathbf{E}_a$ , 其中  $\mathbf{E}_j = \mathbf{e}_j \mathcal{E}_j \exp[i(\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r} - \omega_j t)] + \text{c.c.}$  ( $j = p, c, a$ ; p 表示探测场, c 表示控制场, 以及 a 表示辅助场). 这里,  $\mathbf{e}_j$  为光场的极化方向单位矢量;  $\mathcal{E}_j$  为光场的振幅;  $\omega_p$  为弱探测场的角频率 (对应波矢为

$k_p$ , 半拉比频率为  $\Omega_p$ ), 耦合能级 |1⟩ 与 |3⟩ 之间的跃迁;  $\omega_c$  为强控制场的角频率 (对应波矢为  $k_c$ , 半拉比频率为  $\Omega_c$ ), 耦合能级 |2⟩ 与 |3⟩ 之间的跃迁;  $\omega_a$  为较强辅助场的角频率 (对应波矢为  $k_a$ , 半拉比频率为  $\Omega_a$ ), 耦合能级 |3⟩ 与 |4⟩ 之间的跃迁. 此外, 探测光与控制光沿  $z$  轴的正方向传播, 辅助光沿  $z$  轴的负方向传播. 为了实现 PT 对称的光学势, 引入了非相干泵浦 (泵浦率为  $\Gamma_{21}$ ), 将原子布居数从能级 |1⟩ 泵浦到能级 |2⟩ 上, 使探测光可以工作在受激辐射模式, 从而获得光学增益. 在具体的实验中, 非相干泵浦可以通过入射一束中心频率与相关能级跃迁共振但是线宽很宽的激光来实现<sup>[43]</sup>. 考虑到能级 |1⟩ 和 |2⟩ 是基态的精细分裂, 可采用入射线宽很宽的微波场来实现.

在电偶极近似和旋转波近似下, 包含原子间相互作用 (里德伯-里德伯相互作用) 的体系哈密顿量写作:  $H = N_a \int d^3r \mathcal{H}(r, t)$ , 其中  $N_a$  是原子气体密度,  $\mathcal{H}(r, t)$  是哈密顿量密度, 在相互作用表象下可进一步写成:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(r, t) &= \sum_{\alpha=1}^4 \hbar \Delta_{\alpha} \hat{S}_{\alpha\alpha}(r, t) - \hbar [\Omega_p \hat{S}_{13}(r, t) \\ &+ \Omega_a S_{34}(r, t) + \Omega_c S_{23}(r, t) + \text{h.c.}] \\ &+ N_a \int d^3r' \hat{S}_{44}(r', t) \hbar V_{\text{vdw}}(r' - r) \hat{S}_{44}(r, t), \quad (1) \end{aligned}$$

其中与能级  $|\alpha\rangle$ ,  $|\beta\rangle$  相关的跃迁算符  $\hat{S}_{\alpha\beta}$  定义为  $\hat{S}_{\alpha\beta} = |\beta\rangle \langle \alpha| e^{i[(\mathbf{k}_{\beta} - \mathbf{k}_{\alpha}) \cdot \mathbf{r} - (\omega_{\beta} - \omega_{\alpha} + \Delta_{\beta} - \Delta_{\alpha})t]}$ , 该算符满足对易关系  $[S_{\alpha\beta}(r, t), S_{\mu\nu}(r', t)] = (1/N_a) \delta(r - r') [\delta_{\alpha\nu} S_{\mu\beta}(r', t) - \delta_{\mu\beta} \hat{S}_{\alpha\nu}(r', t)]$ ;  $\Delta_{\alpha}$  为失谐量, 定义为  $\Delta_2 = \omega_p - \omega_c - (\omega_2 - \omega_1)$ ,  $\Delta_3 = \omega_p - (\omega_3 - \omega_1)$ , 以及  $\Delta_4 = (\omega_4 - \omega_1) - \omega_p - \omega_a$ , 其中  $\omega_{\alpha}$  是能级  $|\alpha\rangle$  的本征频率; 控制场、探测场和辅助场的半拉比频率分别定义为  $\Omega_p = (\mathbf{e}_p \cdot \mathbf{p}_{31}) \mathcal{E}_p / \hbar$ ,  $\Omega_c = (\mathbf{e}_c \cdot \mathbf{p}_{32}) \mathcal{E}_c / \hbar$ , 和  $\Omega_a = (\mathbf{e}_a \cdot \mathbf{p}_{43}) \mathcal{E}_a / \hbar$ , 其中  $\mathbf{p}_{\alpha\beta}$  是能级  $|\alpha\rangle$  与  $|\beta\rangle$  之间的电偶极矩矩阵元. 哈密顿量表达式中的最后一项表示两个激发到里德伯态的原子分别在位置  $\mathbf{r}$  和  $\mathbf{r}'$  之间的远程相互作用, 由范德瓦耳斯相互作用势  $\hbar V_{\text{vdw}}(\mathbf{r}' - \mathbf{r})$  表示, 其中  $V_{\text{vdw}}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) = C_6 / |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|^6$ ,  $C_6$  为色散系数.

相干原子的演化动力学由密度矩阵方程 (Bloch 方程) 来描述, 具体形式如下:

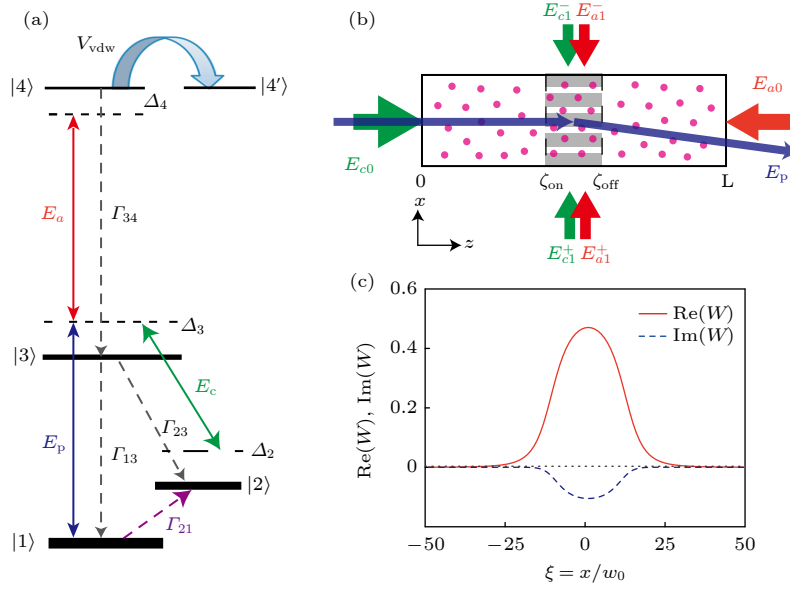


图 1 里德伯-EIT 系统的能级图、装置示意图、以及非线性响应函数的空间分布 (a) 里德伯-EIT 系统的能级图. 能级  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$ , 和  $|3\rangle$  构成经典的  $\Lambda$  型 EIT, 其中探测场  $E_p$  耦合能级跃迁  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ , 控制场耦合能级跃迁  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ ,  $\Delta_j$  为失谐量,  $\Gamma_{jl}$  为能级  $|l\rangle$  到能级  $|j\rangle$  的自发辐射衰减率. 里德伯能级  $|4\rangle$  通过辅助光场  $E_a$  与能级  $|3\rangle$  远共振耦合. 引入非相干泵浦 (泵浦率  $\Gamma_{21}$ ) 将原子从能级  $|1\rangle$  泵浦到能级  $|2\rangle$ . 里德伯原子之间的相互作用 (即里德伯-里德伯相互作用) 由范德瓦耳斯相互作用势  $V_{\text{vdw}}$  描述 ( $V_{\text{vdw}}$  的表达式在文中给出). (b) 里德伯-EIT 系统的装置示意图. (c) 非线性响应函数实部和虚部的空间分布,  $\text{Re}(W(\xi))$  (红色实线表示) 和  $\text{Im}(W(\xi))$  (蓝色虚线表示); 横坐标为  $\xi = x/w_0$ . 图中所用的系统参数在正文中给出

Fig. 1. Level diagram and excitation scheme of the Rydberg-EIT, possible setting, and spatial distributions of the nonlinear response function. Energy levels  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$ , and  $|3\rangle$  constitute a  $\Lambda$ -type EIT configuration, where the probe laser field  $E_p$  couples the transition  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  and the control laser field  $E_c$  couples the transition  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ .  $\Delta_j$  are detunings and  $\Gamma_{jl}$  are the spontaneous-emission decay rate from  $|l\rangle$  to  $|j\rangle$ . The  $\Lambda$ -type EIT is dressed by a high-lying Rydberg state  $|4\rangle$ , which is far-off-resonantly coupled to state  $|3\rangle$  through an assistant laser field  $E_a$ . An incoherent pumping (with the pumping rate  $\Gamma_{21}$ ) is introduced to pump the atoms from  $|1\rangle$  to  $|2\rangle$ . The interaction between two Rydberg atoms is described by the van der Waals potential  $V_{\text{vdw}}$  (given in the text). (b) Possible setting of the Rydberg-EIT system. (c) Spatial distributions of the real and imaginary parts of the nonlinear response function,  $\text{Re}(W)$  (the red solid line) and  $\text{Im}(W)$  (the blue dashed line), as functions of  $\xi = x/w_0$ .

$$i\frac{\partial}{\partial t}\rho_{11} + i\Gamma_{21}\rho_{11} - i\Gamma_{13}\rho_{33} - \Omega_p\rho_{13} + \Omega_p^*\rho_{31} = 0, \quad (2a)$$

$$i\frac{\partial}{\partial t}\rho_{22} + i\Gamma_{21}\rho_{11} - i\Gamma_{23}\rho_{33} - \Omega_c\rho_{23} + \Omega_c^*\rho_{32} = 0, \quad (2b)$$

$$i\frac{\partial}{\partial t}\rho_{33} + i\Gamma_{34}\rho_{44} - i\Gamma_{34}\rho_{44} + \Omega_p\rho_{13} - \Omega_p^*\rho_{31} + \Omega_c\rho_{23} - \Omega_c^*\rho_{32} - \Omega_a\rho_{34} + \Omega_a^*\rho_{43} = 0, \quad (2c)$$

$$i\frac{\partial}{\partial t}\rho_{44} + i\Gamma_{34}\rho_{44} + \Omega_a\rho_{34} - \Omega_a^*\rho_{43} = 0, \quad (2d)$$

$$\left(i\frac{\partial}{\partial t} + d_{21}\right)\rho_{21} + \Omega_c^*\rho_{31} - \Omega_p\rho_{23} = 0, \quad (2e)$$

$$\left(i\frac{\partial}{\partial t} + d_{31}\right)\rho_{31} + \Omega_p(\rho_{11} - \rho_{33}) + \Omega_c\rho_{21} + \Omega_a^*\rho_{41} = 0, \quad (2f)$$

$$\left(i\frac{\partial}{\partial t} + d_{41}\right)\rho_{41} + \Omega_a\rho_{31} - \Omega_p\rho_{43}$$

$$- N_a \int d^3r' V_{\text{vdw}}(r' - r)\rho_{44,41}(r', r, t) = 0, \quad (2g)$$

$$\left(i\frac{\partial}{\partial t} + d_{32}\right)\rho_{32} + \Omega_c(\rho_{22} - \rho_{33}) + \Omega_p\rho_{12} + \Omega_a^*\rho_{42} = 0, \quad (2h)$$

$$\left(i\frac{\partial}{\partial t} + d_{42}\right)\rho_{42} + \Omega_a\rho_{32} - \Omega_c\rho_{43}$$

$$- N_a \int d^3r' V_{\text{vdw}}(r' - r)\rho_{44,42}(r', r, t) = 0, \quad (2i)$$

$$\left(i\frac{\partial}{\partial t} + d_{43}\right)\rho_{43} + \Omega_a(\rho_{33} - \rho_{44}) - \Omega_p^*\rho_{41} - \Omega_c^*\rho_{42}$$

$$- N_a \int d^3r' V_{\text{vdw}}(r' - r)\rho_{44,43}(r', r, t) = 0, \quad (2j)$$

其中  $d_{\alpha\beta} = \Delta_\alpha - \Delta_\beta + i\gamma_{\alpha\beta}$ , 并且  $\gamma_{\alpha\beta} = (\Gamma_\alpha + \Gamma_\beta)/2 + \gamma_{\alpha\beta}^{\text{dep}}$ . 这里,  $\Gamma_\beta = \sum_{\alpha < \beta} \Gamma_{\alpha\beta}$  表示能级  $|\beta\rangle$

的总自发辐射衰减率, 其中  $\Gamma_{\alpha\beta}$  是能级  $|\beta\rangle$  到能级  $|\alpha\rangle$  的自发辐射衰减率;  $\gamma_{\alpha\beta}^{\text{dep}}$  是能级  $|\beta\rangle$  到能级  $|\alpha\rangle$  的退相干衰减率, 通常由原子间碰撞等因素引起. 在上面的公式中, 我们使用了记号  $\rho_{\alpha\beta,\mu\nu}(r', r, t) \equiv \langle \hat{S}_{\alpha\beta}(r, t) \hat{S}_{\mu\nu}(r', t) \rangle$  来表示两体关联子的平均值, 两体关联效应来自原子的里德伯-里德伯相互作用.

探测光场的传播动力学由 Maxwell 方程来描述, 在慢变包络近似下可写为

$$i \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Omega_p + \frac{1}{2k_p} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Omega_p + \kappa_{13} \rho_{31} = 0, \quad (3)$$

其中耦合系数  $\kappa_{13} \equiv N_a \omega_p |\mathbf{p}_{13}|^2 / (2\varepsilon_0 \hbar c)$ ,  $N_a$  表示原子密度. 方程中关于横向坐标  $x$  和  $y$  的二阶导数

项表示探测场在传播过程具有衍射效应.

如果探测场随时间变化很慢, 可以令 Maxwell-Bloch 方程 (2) 和 (3) 中的时间求导项为零 (即求稳态解), 此时方程将简化为代数方程. 此外, 辅助场与能级  $|3\rangle$ ,  $|4\rangle$  之间的跃迁为远共振耦合, 即满足条件  $|\Delta_3 - \Delta_4| \gg \Omega_a$ , 因此只有很小一部分原子能被激发到里德伯态. 由于探测场的强度比控制场和辅助场都小得多, 可使用渐进展开:  $\Omega_p = \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon^m \Omega_p^{(m)}$  以及  $\rho_{\alpha\beta} = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n \rho_{\alpha\beta}^{(n)}$  来求解方程, 其中  $\varepsilon$  是一个正比于  $\Omega_p/\Omega_c$  的小量. 将渐进展开式代入 Maxwell-Bloch 方程 (2) 和 (3), 可对方程逐级求解<sup>[44,45]</sup>. 注意到在首级 ( $\mathcal{O}(1)$ ) 近似下, 探测场约为零, 且处于里德伯态  $|4\rangle$  上的原子布居数也近似为零, 方程 (2) 和 (3) 的零级解为

$$\begin{aligned} \rho_{11}^{(0)} &= -\Gamma_{13} X / [\Gamma_{21} \Gamma_{13} - (\Gamma_{21} + \Gamma_{13}) X + \Gamma_{21} (\Gamma_{23} + Y)], \\ \rho_{22}^{(0)} &= \Gamma_{21} (\Gamma_{13} + \Gamma_{23} + Y) / [\Gamma_{21} \Gamma_{13} - (\Gamma_{21} + \Gamma_{13}) X + \Gamma_{21} (\Gamma_{23} + Y)], \\ \rho_{33}^{(0)} &= -\Gamma_{21} X / [\Gamma_{21} \Gamma_{13} - (\Gamma_{21} + \Gamma_{13}) X + \Gamma_{21} (\Gamma_{23} + Y)], \\ \rho_{32}^{(0)} &= \left[ - (d_{42} d_{43} - |\Omega_c|^2) \rho_{22}^{(0)} + (d_{42} d_{43} - |\Omega_c|^2 + |\Omega_a|^2) \rho_{33}^{(0)} \right] \Omega_c / Z, \\ \rho_{42}^{(0)} &= \left[ d_{43} \rho_{22}^{(0)} - (d_{32} + d_{43}) \rho_{33}^{(0)} \right] \Omega_c \Omega_a / Z, \\ \rho_{43}^{(0)} &= \left[ |\Omega_c|^2 \rho_{22}^{(0)} - (d_{32} d_{42} + |\Omega_c|^2 - |\Omega_a|^2) \rho_{33}^{(0)} \right] \Omega_a / Z, \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $X = 2\text{Im}[(d_{42} d_{43} - |\Omega_c|^2) |\Omega_c|^2 / Z]$ ,  $Y = -2\text{Im} \times [(d_{42} d_{43} - |\Omega_c|^2 + |\Omega_a|^2) |\Omega_c|^2 / Z]$ , 及  $Z = d_{32} d_{42} d_{43} - |\Omega_c|^2 d_{32} - |\Omega_a|^2 d_{43}$ . 其他密度矩阵元的零级解均为零,  $\rho_{21}^{(0)} = \rho_{31}^{(0)} = \rho_{41}^{(0)} = 0$ . 从上面的结果还可以看到, 当没有非相干泵浦 ( $\Gamma_{21} = 0$ ) 时,  $\rho_{11}^{(0)} = 1$  而其他密度矩阵元零级解均为零. 因此, 当系统中不引入非相干泵浦时, 探测场将无法工作在受激辐射模式从而获得光学增益.

描述探测场传播的非线性方程可以在三级 ( $\mathcal{O}(\varepsilon^3)$ ) 近似下得到. 为了方便后面的讨论, 将探测场传播方程写成无量纲的形式:

$$i \frac{\partial U}{\partial \zeta} + \frac{\partial^2 U}{\partial \zeta^2} + V(\xi) U + \int d\xi' W(\xi' - \xi) |U(\xi', \zeta)|^2 U(\xi, \zeta) = 0, \quad (5)$$

其中, 探测场的无量纲振幅  $U = \Omega_p / \Omega_{p0}$  ( $\Omega_{p0}$  是探测场的特征半拉比频率), 无量纲坐标  $\zeta = z / L_{\text{diff}}$

( $L_{\text{diff}} = 2k_p w_0^2$  是特征衍射长度;  $w_0$  是探测光束的束腰半径), 以及  $(\xi, \xi') = (x, x') / w_0$ . 无量纲的光学势  $V(\xi)$  可表达为

$$V(\xi) = \frac{N_a (\mathbf{e}_p \cdot \mathbf{p}_{13})^2 \Omega_p^2 w_0^2}{\varepsilon_0 c^2 \hbar} \times \frac{d_{21} d_{41} (\rho_{33}^{(0)} - \rho_{11}^{(0)}) - d_{41} \Omega_c \rho_{23}^{(0)} - d_{21} \Omega_a^* \rho_{43}^{(0)}}{D}, \quad (6)$$

其中  $D = d_{21} d_{31} d_{41} - |\Omega_c|^2 d_{41} - |\Omega_a|^2 d_{21}$ ; 非局域非线性响应函数  $W(\xi' - \xi)$  可表达为

$$W(\xi' - \xi) = 2 \frac{N_a^2 (\mathbf{e}_p \cdot \mathbf{p}_{13})^2 \Omega_p^3 w_0^6}{\varepsilon_0 c^3 \hbar} \frac{d_{21} \Omega_a^* \Omega_{p0}^2}{D} \times \iint d\eta d\zeta G(\xi' - \xi, \eta, \zeta), \quad (7)$$

其中

$$G = \sum_{j=0}^3 A_j V(\xi' - \xi, \eta, \zeta)^j \bigg/ \sum_{j=0}^4 B_j V(\xi' - \xi, \eta, \zeta)^j,$$



(系数  $A_j$ ,  $B_j$  可由具体的系统参数确定 [44,45],  $\eta = y/w_0$ . 在方程 (5) 的推导中, 为了进一步简化问题, 假设输入探测场在  $y$  和  $z$  方向上的空间分布远大于原子的里德伯-里德伯相互作用范围 (该范围可用里德伯阻塞半径来刻画, 见下方方程 (9) 中的定义). 因此, 非局域非线性响应函数在  $y, z$  方向上可近似为局域响应函数, 仅保留  $x$  方向上的非局域性. 其次, 方程 (5) 中忽略了由于光子-原子相互作用引起的克尔非线性, 这是因为在通常的原子密度下, 光子-原子相互作用引起的克尔非线性比里德伯-里德伯相互作用引起的克尔非线性要小好几个数量级 (前者与原子密度成正比; 后者与原子密度的平方成正比).

为了更好地比较各种不同效应的重要性, 下面以处于低温的铯 87 ( $^{87}\text{Sr}$ ) 原子气体为例, 原子能级选为  $|1\rangle = |5s^2\ ^1S_0, F=9/2, m_F=-1/2\rangle$ ,  $|2\rangle = |5s^2\ ^1S_0, F=9/2, m_F=3/2\rangle$ ,  $|3\rangle = |5s5p\ ^1P_1\rangle$ , 以及  $|4\rangle = |5sns\ ^1S_0\rangle$ . 主量子数选为  $n=60$ , 对应的系统色散系数  $C_6 \approx 2\pi \times 10.9\ \text{GHz} \cdot \mu\text{m}^6$ ; 非相干泵浦率取为  $\Gamma_{21} \approx 2\pi \times 0.1\ \text{MHz}$ ; 自发辐射衰减率分别为  $\Gamma_2 = \Gamma_{12} \approx 2\pi \times 0.1\ \text{MHz}$ ,  $\Gamma_3 = \Gamma_{13} + \Gamma_{23} \approx 2\pi \times 16\ \text{MHz}$  ( $\Gamma_{13} \approx \Gamma_{23}$ ), 以及  $\Gamma_4 = \Gamma_{34} \approx 2\pi \times 16.7\ \text{kHz}$ ; 原子气体密度取为  $N_a = 1.0 \times 10^{12}\ \text{cm}^{-3}$ ; 失谐量分别为  $\Delta_2 = -1.186\ \text{MHz}$ ,  $\Delta_3 = 50\ \text{MHz}$ , 以及  $\Delta_4 = -100\ \text{MHz}$ ; 控制场以及辅助场的半拉比频率分别取为  $\Omega_c = \Omega_{c0} = 15\ \text{MHz}$  以及  $\Omega_a = \Omega_{a0} = 10\ \text{MHz}$ . 从以上参数的取值可以看到远共振耦合条件可以得到满足, 即  $|\Delta_3 - \Delta_4|/\Omega_a = 15 \gg 1$ . 选取探测光在  $x$  方向上的束腰半径为  $w_0 = 10\ \mu\text{m}$  (光在  $y$  方向上的束腰半径大于  $w_0$ , 即探测光的横截面是椭圆形的, 短轴在  $x$  方向上, 长轴在  $y$  方向上), 可以得到系统的衍射特征长度为  $L_{\text{diff}} = 1.4\ \text{mm}$ .

使用以上参数并进一步选取  $\Omega_{p0} \approx 0.1\ \text{MHz}$ , 可以得到非线性响应函数的近似表达式:

$$W(\xi' - \xi) \approx 0.02 \iint d\eta d\zeta \times \left\{ 1 + i0.41 + \frac{[(\xi' - \xi)^2 + \eta^2 + 2k_p w_0^2 \zeta^2]^3}{(0.48R_b)^6} \right\}^{-1}, \quad (8)$$

其中里德伯阻塞半径  $R_b$  为

$$R_b = (|C_6|/|\delta_{\text{EIT}}|)^{1/6} \approx 5.6\ \mu\text{m}, \quad (9)$$

$\delta_{\text{EIT}} = |\Omega_a|^2/|\Delta_3 - \Delta_4|$  表示 EIT 透明窗口的频率宽度. 注意, 方程 (8) 所给出的非线性响应函数是归一化的, 即  $\int d\xi W(\xi) \approx 1$ , 这与局域极限情况下  $W(\xi' - \xi) \rightarrow \delta(\xi' - \xi)$  保持一致. 由于铯 87 原子具有相互吸引的里德伯-里德伯相互作用 ( $C_6 > 0$ ), 因此可以得到  $\text{Re}(W) > 0$ , 即方程 (5) 中的克尔非线性是自聚焦的, 这对于亮孤子的形成至关重要. 图 1(c) 给出了非线性响应函数的实部和虚部在  $x$  方向上的分布, 即  $\text{Re}(W(\xi))$  和  $\text{Im}(W(\xi))$ . 从图中可以看到, 虽然  $W$  是个复数, 但是其实部大虚部一个数量级以上, 因此  $W$  可近似地视为实数. 此外, 为了更好地显示克尔非线性的非局域程度, 定义非局域度  $\sigma = R_b/w_0$ . 由上面的参数可得非局域度  $\sigma \approx 0.56$ , 值得注意的是  $\sigma$  的控制可以通过改变里德伯阻塞半径  $R_b$  或探测光束腰半径  $w_0$  来实现.

到目前为止, 方程 (5) 中的光学势并不依赖于空间位置, 为了使光学势依赖于空间坐标并满足周期性和 PT 对称, 令控制场和辅助场都具有空间分布. 事实上, 本文所要实现的光学势 (目标势) 具有如下形式:

$$V(\xi, \zeta) = V_0 - [V_1 \cos(K\xi) - iV_2 \sin(K\xi)] f(\zeta), \quad (10)$$

其中  $V_0$  是常数,  $V_1$  ( $V_2$ ) 是光学势空间调制部分实部 (虚部) 的深度,  $K$  是空间调制的频率 (周期为  $\Lambda = 2\pi w_0/K$ ); 分布函数  $f(\zeta)$  写为

$$f(\zeta) = \frac{1}{2} \left[ \tanh\left(\frac{\zeta - \zeta_{\text{on}}}{\zeta_s}\right) - \tanh\left(\frac{\zeta - \zeta_{\text{off}}}{\zeta_s}\right) \right], \quad (11)$$

表示光学势空间调制部分在  $z$  方向上的范围, 其中  $\zeta_{\text{on}}$ ,  $\zeta_{\text{off}}$  和  $\zeta_s$  分别表示势的调制部分打开和关闭的位置以及打开和关闭所需要的距离. 光学势的空间调制部分所起的作用相当于 EIG, 而且满足条件  $V(\xi, \zeta) = V(-\xi, \zeta)^*$ , 即  $V(\xi, \zeta)$  在  $x$  方向具有 PT 对称. 特别地, 在线性情况下 (即不考虑克尔非线性项时), 当  $V_2 > V_1$  时, EIG 发生自发 PT 对称破缺.

有了上面给出的系统参数, 目标光学势 (10) 式可以通过设计控制场和辅助场的空间分布来实现. 通过使用文献 [46, 47] 中提出的方法, 能够得到控制场和辅助场的具体形式取为

$$\Omega_c(\xi, \zeta)/\Omega_{c0} = 1 + 0.03V_2 \sin(K\xi)f(\zeta), \quad (12a)$$

$$\Omega_a(\xi, \zeta)/\Omega_{a0} = 1 + [3.44V_1 \cos(K\xi) - 5.02V_2 \sin(K\xi)] f(\zeta). \quad (12b)$$

从 (12) 式可以看到, 当  $\zeta_{\text{on}} \leq \zeta \leq \zeta_{\text{off}}$  时 (即在光学势的空间调制部分或 EIG 区域内), 控制场和辅助场的半拉比频率分别在  $\Omega_{c0}$  和  $\Omega_{a0}$  附近变化. 在具体的实验中, 控制场和辅助场的空间分布可以通过在 EIG 区域内采用具有驻波形式的额外的控制场和辅助场来实现, 即需要在 EIG 区域内沿  $x$  方向额外入射一对相向传播的控制场和一对相向传播的辅助场 (见图 1(b) 中的  $E_{c1}^{\pm}$  以及  $E_{a1}^{\pm}$ ).

事实上, 控制场和辅助场的空间分布也会使方程 (5) 中的克尔非线性项产生空间调制. 然而, 考虑到克尔非线性与线性折射率和增益/损耗相比是高阶效应, 并且克尔非线性的空间调制部分远小于空间不变的部分, 因此可以忽略其空间调制部分, 将其视为一个空间不变的量.

图 2(a) 给出了 EIG 实部和虚部在  $x$  方向上的分布, 即  $\text{Re}(V(\xi))$  和  $\text{Im}(V(\xi))$ , 调制系数取为  $V_1 = V_2 = 0.01$ . 可以看到 EIG 的实部在  $x$  方向上是偶对称的, 虚部在  $x$  方向上是奇对称的, 符合 PT 对称的要求. 图 2(b) 给出了控制场和辅助场在  $x$  方向上的分布, 即  $\Omega_c(\xi)$  和  $\Omega_a(\xi)$ .

### 3 光孤子偏折与导引

讨论完探测场传播方程 (5) 并得到目标光学势 (10) 式后, 本节继续研究探测场如何形成弱光孤子以及如何在满足 PT 对称的 EIG 作用下发生孤子的偏折. 本文研究的物理模型可分成三个部

分: 第一部分 ( $0 < \zeta < \zeta_{\text{on}}$ ) 和第三部分 ( $\zeta_{\text{off}} < \zeta < L$ ;  $L$  表示介质的总长度) 都是由光学势为常数的原子气体组成的, 中间部分 ( $\zeta_{\text{on}} \leq \zeta \leq \zeta_{\text{off}}$ ) 原子气体的折射率和增益/吸收特性同时满足周期性和 PT 对称性, 构成 PT 对称的 EIG. 当探测场未到达光栅区域, 即  $0 < \zeta < \zeta_{\text{on}}$  时, 方程 (5) 具有亮孤子解. 特别地, 当克尔非线性的非局域度趋向于零 ( $\sigma \rightarrow 0$ ), 即原子的克尔非线性为局域克尔非线性时, 方程 (5) 退化为标准的非线性薛定谔方程, 亮孤子解的形式为

$$U(\xi, \zeta) = A \text{sech}[A(\xi - \xi_0)] e^{i\zeta + iV_0}, \quad (13)$$

其中  $A$  是孤子的振幅,  $\xi_0$  表示孤子的中心位置. 当克尔非线性的非局域度趋向于无穷大 ( $\sigma \rightarrow \infty$ ), 即原子的克尔非线性为强非局域时, 方程 (5) 中的非线性项可近似为简谐势 [48]:

$$\begin{aligned} \int d\xi' W(\xi' - \xi) |U(\xi', \zeta)|^2 U(\xi, \zeta) &= (Q_0 - Q_2 \xi^2) U, \\ Q_0 &= \text{Re}(W)|_{\xi=0} \int d\xi |U|^2, \\ Q_2 &= -(\partial^2 \text{Re}(W)/\partial \xi^2)|_{\xi=0} \int d\xi |U|^2, \end{aligned} \quad (14)$$

在这种情况下, 方程退化为变系数线性方程, 孤子解可写为

$$U(\xi, \zeta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\sqrt{Q_2}(\xi - \xi_0)^2/2 + iQ_0 \zeta}. \quad (15)$$

一般情况下, 克尔非线性的非局域度大于零 ( $\sigma > 0$ )

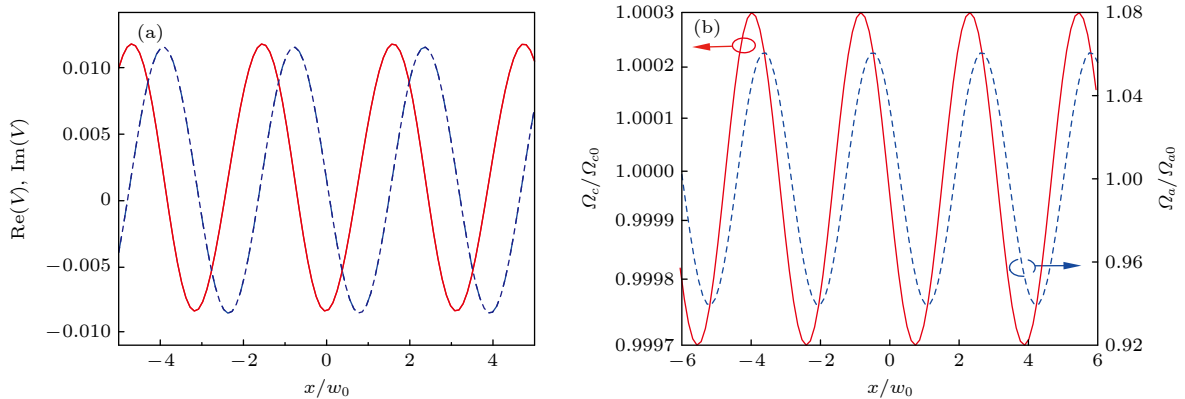


图 2 EIG 以及控制场和辅助场的空间分布 (a) EIG 的实部和虚部在  $x$  方向上的分布,  $\text{Re}(V(\xi))$  (红色实线表示) 和  $\text{Im}(V(\xi))$  (蓝色虚线表示); (b) 控制场和辅助场在  $x$  方向上的分布,  $\Omega_c(\xi)/\Omega_{c0}$  (红色实线表示) 和  $\Omega_a(\xi)/\Omega_{a0}$  (蓝色虚线表示). 图中, 横坐标为  $\xi = x/w_0$ , 调制系数取值为  $V_1 = V_2 = 0.01$ , 其他系统参数在文中给出

Fig. 2. Spatial distributions of the optical potential and the control and assistant fields: (a) Real and imaginary parts of the optical potential,  $\text{Re}(V)$  (solid red line) and  $\text{Im}(V)$  (blue dashed line), as functions of  $\xi = x/w_0$ ; (b) half Rabi frequencies of the control and assistant fields,  $\Omega_c$  (red solid line) and  $\Omega_a$  (blue dashed line), as functions of  $\xi = x/w_0$ . In all panels,  $V_1 = V_2 = 0.01$ . Other system parameters are given in the text.

但不是很大, 这种情况下无法找到方程的严格解析解, 只能使用数值方法来进行研究.

为了进一步简化问题, 假设输入探测场的形式为  $U(\xi, 0) = A \operatorname{sech}(A\xi) e^{iV_0}$ , 因此输入光的功率为  $P_0 = \int d\xi |U(\xi, 0)|^2 = 2A$ . 同时, 固定 EIG 的折射率 (实部) 为  $V_1 = 0.1$ , EIG 的厚度为  $\zeta_{\text{on}} - \zeta_{\text{off}} = 1$  (对应 1.4 mm), 以及介质的总长度  $L = 10$  (对应 1.4 cm), 仅仅改变输入探测场的振幅  $A$ , EIG 的增益/损耗系数 (虚部)  $V_2$ , EIG 的周期  $2\pi/K$ , 以及克尔非线性非局域度  $\sigma$ , 以此研究探测光经过光栅后发生的偏折程度与这些参数之间的关系. 为了更好地表征探测光的偏折程度, 定义偏折角  $\theta$ , 即探测光发生偏折后的传播方向与原来的传播方向 ( $z$  方向) 之间的夹角为

$$\theta = \arctan(\Delta\xi/\Delta\zeta), \quad (16)$$

其中  $\Delta\xi$  是探测光发生偏折并传播一段距离后中心位置在  $x$  方向上发生的移动,  $\Delta\zeta$  是偏折后探测光传播的距离在  $z$  方向上的投影. 偏折角  $\theta$  越大, 表示探测场发生偏折的程度越大.

图 3 给出了取不同输入探测场振幅  $A$  时探测

光的传播结果, 其他参数固定为  $V_2 = 0$ ,  $K = 1$ , 以及  $\sigma = 0$  (对应局域克尔非线性). 结果显示, 当  $A = 0.1$  ( $P_0 = 0.02$ ) 时, 由于输入探测场的振幅太小, 无法产生足够的非线性来平衡衍射效应, 探测光在到达光栅前已经发生显著的扩散, 无法形成孤子 (见图 3(a)). 当  $A = 1$  ( $P = 2$ ) 时, 输入探测场能够产生足够的非线性来平衡衍射效应, 探测光在到达光栅前能够形成孤子并稳定地传播 (见图 3(b)). 在后面的研究中, 将锁定  $A = 1$ , 即只研究输入探测场能形成稳定孤子的情况.

值得注意的是, 由于里德伯-EIT 系统具有很强的克尔非线性 (较普通 EIT 系统的克尔非线性效应大 4—5 个数量级, 参考文献 [44,45], 探测场仅需极小的输入能量就能产生光孤子. 为了估计产生图 3(b) 所示的孤子所需的输入能量, 计算了探测场的能流密度矢量 (坡印廷矢量), 得到:

$$P_{\text{gen}} = 2\varepsilon_0 c n_p S_0 \left( \frac{2\hbar}{\mathbf{e}_p \cdot \mathbf{p}_{13}} \right)^2 |\Omega_p|^2 \approx 1.8 \text{ nW}, \quad (17)$$

其中  $n_p$  表示原子气体对于探测场的折射率, 约等于 1;  $S_0$  表示探测光束的横截面积, 约为  $10^4 \mu\text{m}^2$ .

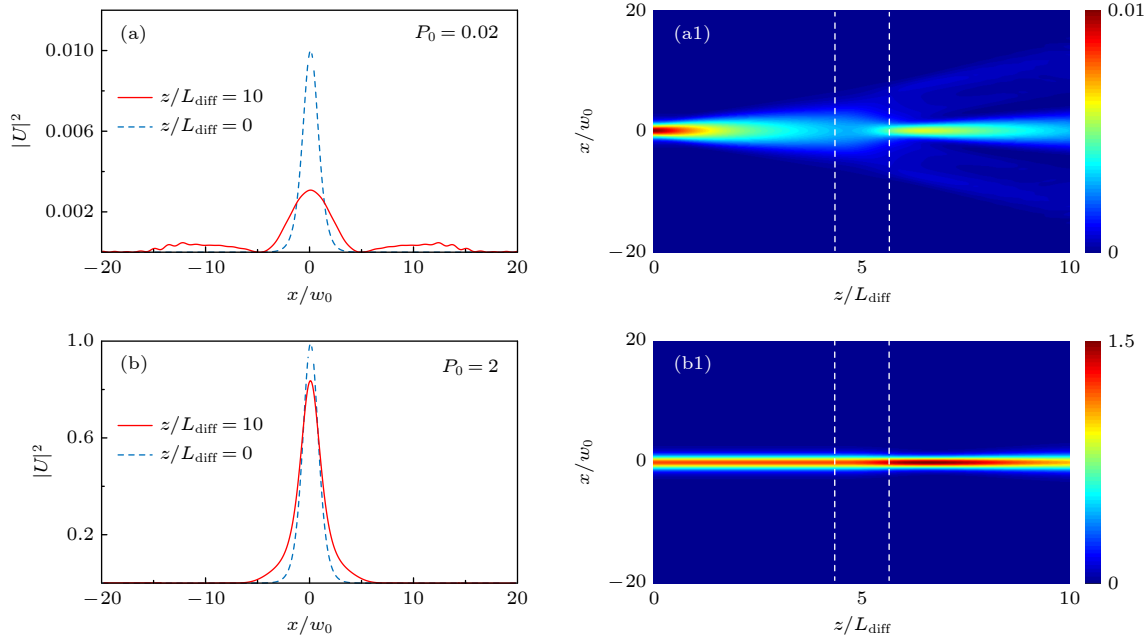


图 3 改变输入探测场振幅时探测光的传播结果 (a) 输入探测场振幅  $A = 0.1$  (输入探测场能量  $P_0 = 0.02$ ); (b)  $A = 1$  ( $P_0 = 2$ ). 其他参数取为  $V_2 = 0$ ,  $K = 1$ , 以及  $\sigma = 0$  (对应于局域克尔非线性). 图 (a) 和图 (b) 中蓝色虚线和红色实线分别表示探测场的输入 ( $z = 0$ ) 与输出 ( $z = 10L_{\text{diff}} = 1.4 \text{ cm}$ ) 波形. 与图 (a) 和图 (b) 对应的传播过程分别在图 (a1) 和图 (b1) 中显示, 图 (a1) 和图 (b1) 中的垂直白色虚线表示 EIG 所在的区域

Fig. 3. Propagation of probe laser field with different input amplitude: (a)  $A = 0.1$  ( $P_0 = 0.02$ ); (b)  $A = 1$  ( $P_0 = 2$ ). Other system parameters are chosen as  $V_2 = 0$ ,  $K = 1$ , and  $\sigma = 0$ . Panel (a1) and panel (b1) show propagation results corresponding to panel (a) and panel (b), respectively. The vertical white dashed lines in panel (a1) and panel (b1) represent the EIG regions.



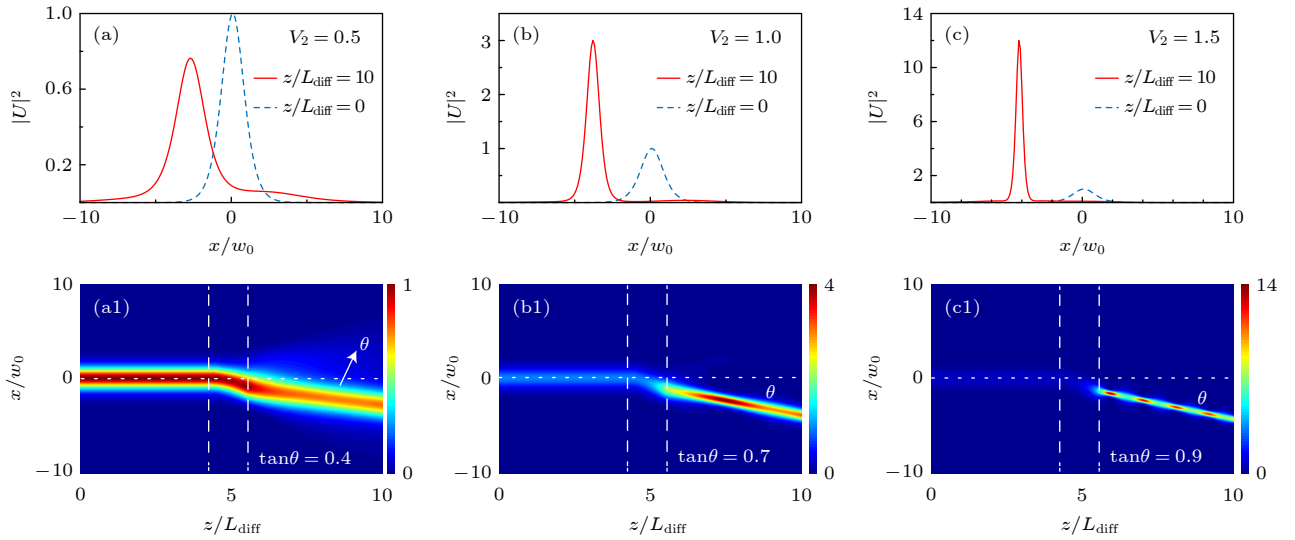


图 4 探测光孤子随 EIG 增益/吸收系数增大引起的偏折 (a) 增益/吸收系数  $V_2 = 0.5$ , 偏折角  $\theta \approx \arctan 0.4$ ; (b)  $V_2 = 1$ ,  $\theta \approx \arctan 0.7$ ; (c)  $V_2 = 1.5$ ,  $\theta \approx \arctan 0.9$ . 其他参数固定为  $K = 1$  以及  $\sigma = 0$ . 图 (a)–(c) 中蓝色虚线和红色实线分别表示探测场的输入 ( $z = 0$ ) 与输出 ( $z = 10L_{\text{diff}} = 1.4 \text{ cm}$ ) 波形; 与图 (a)–(c) 对应的传播过程分别在图 (a1)–(c1) 中显示, 图 (a1)–(c1) 中的垂直白色虚线表示 EIG 所在的区域

Fig. 4. Deflection of the probe soliton due to the increase of gain/loss coefficient of the EIG: (a)  $V_2 = 0.5$ , the deflection angle  $\theta \approx \arctan 0.4$ ; (b)  $V_2 = 1$ , the deflection angle  $\theta \approx \arctan 0.7$ ; (c)  $V_2 = 1.5$ , the deflection angle  $\theta \approx \arctan 0.9$ . Other system parameters are chosen as  $K = 1$  and  $\sigma = 0$ . Panels (a1)–(c1) show propagation results corresponding to panel (a)–(c), respectively. The vertical white dashed lines in panels (a1)–(c1) represent the EIG regions.

当 EIG 的增益/损耗系数不为零时, 探测光孤子经过该 EIG 会发生偏折现象. 图 4 给出了探测光孤子随 EIG 增益/损耗系数  $V_2$  增大引起的偏折, 其他参数固定为  $K = 1$  以及  $\sigma = 0$ . 从图 4 给出的结果可以发现, 当  $V_2 = 0$  时, 探测光孤子在经过光栅后不发生偏折 (见图 4(a)). 随着  $V_2$  从零开始慢慢增大, 孤子在经过光栅后发生越来越明显的偏折, 且偏折角  $\theta$  逐渐变大 (见图 4(b) 和 图 4(c)). 此外, 当 EIG 的 PT 对称性还未破缺 ( $V_2 < V_1$ ) 时, 经过光栅后的孤子与到达光栅前的孤子相比能量有微小的衰减; 反之, 当 EIG 的 PT 对称性发生破缺 ( $V_2 > V_1$ ) 时, 经过光栅后的孤子与到达光栅前的孤子相比能量有显著的增强, 且 PT 对称的破缺程度越深, 孤子能量增加的程度也越大. 值得注意的是, 由于系统的克尔非线性较强, 光栅的 PT 对称破缺点较线性情况下发生了一定的偏移<sup>[28,49]</sup>. 当  $V_2 = V_1$  时, PT 对称已经发生破缺, 因此 EIG 的增益/损耗不为零, 导致孤子经过 EIG 后光强的峰值发生了近 3 倍的增加 (见图 4(b)). 从图 4(c1) 可以看到, 孤子在经过光栅后不仅发生了较大的偏折, 还出现了光强的周期性振荡 (呼吸现象), 这是由于经过光栅后的孤子获得了较大的能量增强.

与改变 EIG 的增益/损耗系数相比, 改变 EIG

周期所引起的孤子偏折变化更加显著. 图 5 给出了改变 EIG 周期 ( $2\pi/K$ ) 引起的探测光孤子的偏折变化, 其他参数固定为  $V_2 = 1$  以及  $\sigma = 0$ . 从图 5 给出的结果可以看到, 当 EIG 的周期趋于无穷大, 即  $K \rightarrow 0$  时, 孤子在经过光栅后不发生偏折. 这是因为当  $K = 0$ , EIG 的增益/损耗 (虚部) 将为零 (见图 5(a)). 随着 EIG 周期逐渐减小 ( $K$  逐渐增大), 孤子在经过光栅后开始发生偏折, 且偏折角  $\theta$  逐渐变大. 当 EIG 周期约为  $\pi$  ( $K \approx 2$ ) 时,  $\theta$  达到最大值 (见图 5(b)). 此后, 偏折角  $\theta$  随着 EIG 周期的继续减小 ( $K$  的继续增大) 反而逐渐变小 (见图 5(c)). 这是由于 EIG 的折射率和增益/损耗变化过快时, 可以对其做平均且平均值为零, 此时 EIG 没有任何贡献.

改变里德伯原子的克尔非线性非局域度能够改变探测光孤子的偏折状态. 图 6 给出了克尔非线性非局域度  $\sigma$  发生改变时对孤子偏折带来的影响, 其他参数固定为  $V_2 = 1$  以及  $K = 1$ . 从图 6 给出的结果可以看到, 当非局域度  $\sigma$  的取值较小时 (如  $\sigma = 1$ , 对应弱非局域情况, 见图 6(a)), 孤子发生偏折的情况和  $\sigma = 0$  时的结果类似 (如  $\sigma = 1$ , 见图 6(a)). 然而, 当非局域度  $\sigma$  的取值较大时 (如  $\sigma = 10$ , 对应强非局域情况, 见图 6(b)), 孤子在遇

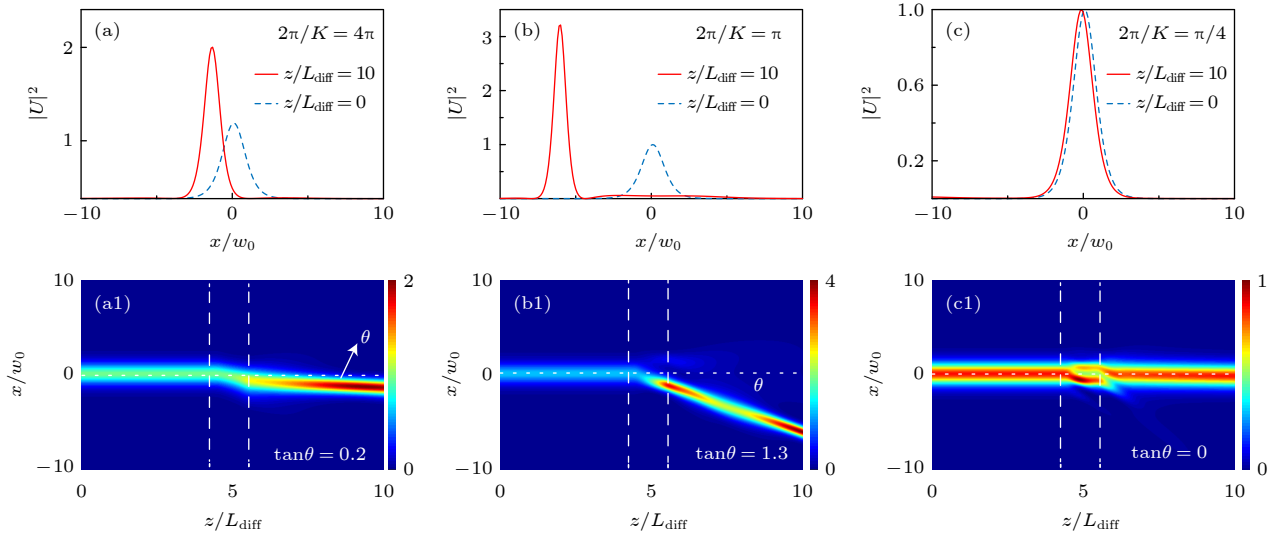


图 5 改变 EIG 周期引起的探测光孤子的偏折变化 (a) EIG 周期为  $4\pi$  ( $K = 0.5$ ), 偏折角  $\theta \approx \arctan 0.2$ ; (b) EIG 周期为  $\pi$  ( $K \approx 2$ ),  $\theta \approx \arctan 1.3$ ; (c) EIG 周期为  $\pi/4$  ( $K = 8$ ),  $\theta \approx 0$ . 其他参数固定为  $V_2 = 1$  以及  $\sigma = 0$ . 图 (a)–(c) 中蓝色虚线和红色实线分别表示探测场的输入 ( $z = 0$ ) 与输出 ( $z = 10L_{\text{diff}} = 1.4$  cm) 波形. 与图 (a)–(c) 对应的传播过程分别在图 (a1)–(c1) 中显示, 图 (a1)–(c1) 中的垂直白色虚线表示 EIG 所在的区域

Fig. 5. Deflection of the probe soliton due to the change of the EIG period: (a) EIG period is  $4\pi$  ( $K = 0.5$ ), the deflection angle  $\theta \approx \arctan 0.2$ ; (b) EIG period is  $\pi$  ( $K = 2$ ), the deflection angle  $\theta \approx \arctan 1.3$ ; (c) EIG period is  $\pi/4$  ( $K = 8$ ), the deflection angle  $\theta \approx 0$ . Other system parameters are chosen as  $V_2 = 1$  and  $\sigma = 0$ . Panels (a1)–(c1) show propagation results corresponding to panels (a)–(c), respectively. The vertical white dashed lines in panels (a1)–(c1) represent the EIG regions.

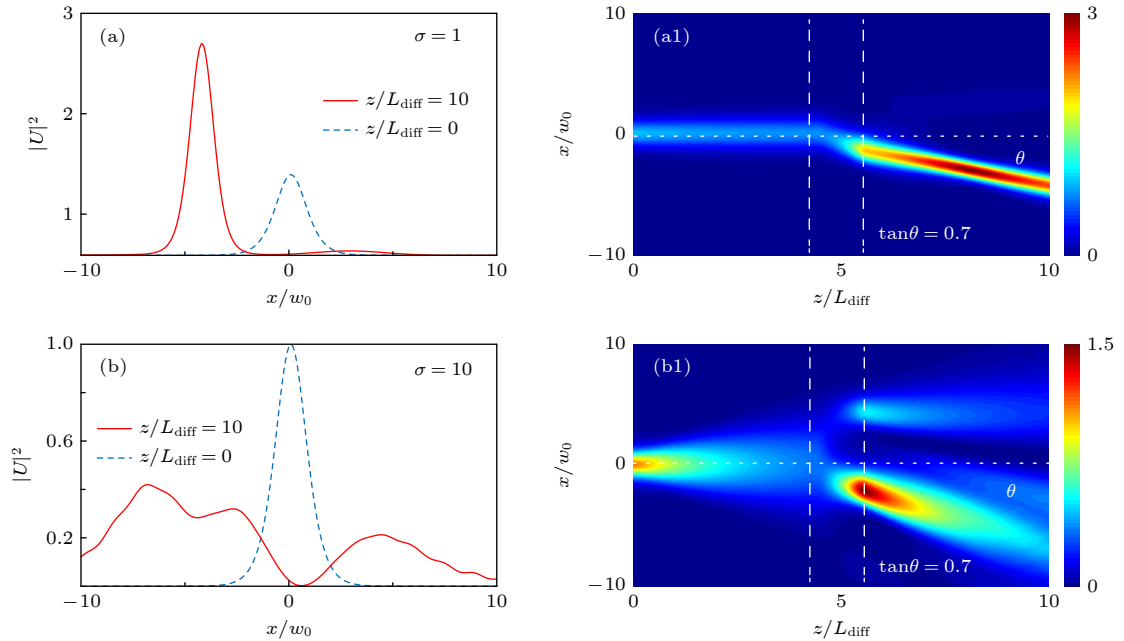


图 6 克尔非线性非局域度发生改变时对孤子偏折带来的影响 (a) 非局域度  $\sigma = 1$  (弱非局域情况), 偏折角  $\theta \approx \arctan 0.7$ ; (b)  $\sigma = 10$  (强非局域情况),  $\theta$  不变. 其他参数固定为  $V_2 = 1$  以及  $K = 1$ . 图 (a) 和图 (b) 中蓝色虚线和红色实线分别表示探测场的输入 ( $z = 0$ ) 与输出 ( $z = 10L_{\text{diff}} = 1.4$  cm) 波形. 与图 (a) 和图 (b) 对应的传播过程分别在图 (a1) 和图 (b1) 中显示, 图 (a1) 和图 (b1) 中的垂直白色虚线表示 EIG 所在的区域

Fig. 6. Deflection of the probe soliton due to the change of nonlocality degree of the Kerr nonlinearity: (a)  $\sigma = 1$  (weak nonlocality), the deflection angle  $\theta \approx \arctan 0.7$ ; (b)  $\sigma = 10$  (strong nonlocality), the deflection angle is the same. Other system parameters are chosen as  $V_2 = 1$  and  $K = 0$ . Panels (a1) and (b1) show propagation results corresponding to panels (a) and (b), respectively. The vertical white dashed lines in panels (a1) and (b1) represent the EIG regions.

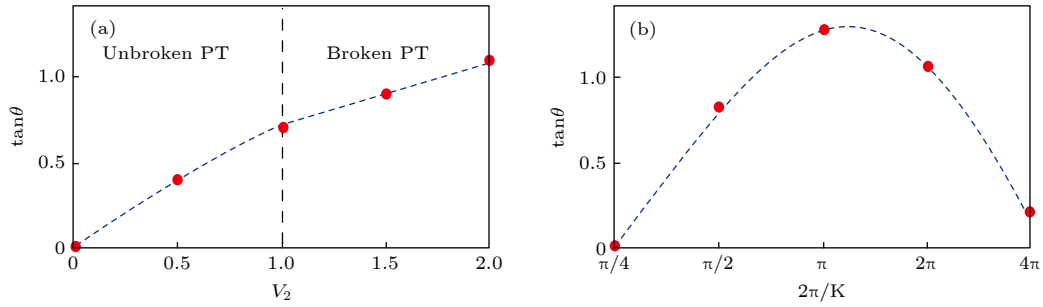


图 7 孤子偏折角与 EIG 的增益/损耗系数以及周期的依赖关系 (a) 偏折角  $\theta$  与 EIG 的增益/损耗系数  $V_2$  的依赖关系, 其他参数固定为  $K = 1$  以及  $\sigma = 0$ ; (b)  $\theta$  与 EIG 周期  $2\pi/K$  的依赖关系, 其他参数固定为  $V_2 = 1$  以及  $\sigma = 0$ . 图 (a) 和图 (b) 中的红色圆点表示数值结果, 蓝色虚线表示拟合结果

Fig. 7. Deflection angle versus the gain/loss coefficient and period of the EIG: (a) The deflection angle  $\theta$  as a function of the gain/loss coefficient  $V_2$ . Other system parameters are chosen as  $K = 1$  and  $\sigma = 0$ . (b)  $\theta$  as a function of the period  $2\pi/K$ . Other system parameters are chosen as  $V_2 = 1$  and  $\sigma = 0$ . The solid red circles in panels (a) and (b) represent the numerical result while the blue dashed lines are the fit ones.

到光栅前会发生一定程度的扩散, 这是因为当  $\sigma$  较大时方程 (5) 中的克尔非线性可近似为简谐势, 所以初始解在传播过程中将从正割双曲函数变为高斯函数 (见方程 (15)), 从而发生扩散. 扩散后的孤子宽度将覆盖几个光栅周期, 因此会发生分裂并出现多光束偏折的现象. 同时, 发生偏折后的每束光能量较小, 无法产生足够的非线性来平衡衍射效应, 因此在传播过程中会进一步扩散.

通过以上分析可以发现, 本文提出的里德伯-EIT 系统可用来有效地操控孤子的传输方向. 与其他系统相比, 里德堡-EIT 系统中形成光孤子所需的输入光能量更低 (大约仅为几个纳瓦), 且能够用于操控孤子传输方向的参数也更多 (包括使用 EIG 的增益/损耗系数  $V_2$ , EIG 的周期  $2\pi/K$ , 克尔非线性的非局域度  $\sigma$ ), 操控更加灵活, 因此具有更加广阔的应用前景. 最后, 图 7 给出了孤子偏折角  $\theta$  与 EIG 增益/损耗系数  $V_2$  和周期  $2\pi/K$  的依赖关系. 改变非局域度  $\sigma$  所引起的  $\theta$  变化不大, 因此在图 7 中没有显示.

## 4 结 论

本文在里德伯-EIT 系统中实现了具有 PT 对称的 EIG, 并研究了系统中探测光场在到达 EIG 前形成孤子的过程以及经过 EIG 时引起的偏折现象. 我们发现, 由于里德伯-EIT 系统具有很强的非线性光学效应 (可比通常的非线性介质大 10 个数量级以上), 因此只需要很少的输入探测光能量 (几个纳瓦的输入能量) 就能形成稳定的光孤子. 另外

还发现探测光孤子的偏折程度会随着 EIG 增益/损耗系数的增加而增加, 并且会在某个特定的 EIG 周期达到峰值. 改变里德伯原子的克尔非线性非局域度也可以改变孤子的偏折状态. 特别地, 当克尔非线性非局域度增大时会发生多光束偏折以及光束的扩散. 因此, 利用文中提出的里德伯-EIT 系统可实现对弱光孤子偏折的主动操控. 本文的研究结果可为未来利用 PT 对称 EIG 实现全光控制和光信息处理等相关应用提供一定的理论依据.

## 参考文献

- [1] Boettcher S, Bender C M 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 5243
- [2] Bender C M 2007 *Rep. Prog. Phys.* **70** 947
- [3] Makris K G, El-Ganainy R, Christodoulides D N, Musslimani Z H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 103904
- [4] Feng L, El-Ganainy R, Ge L 2017 *Nat. Photonics* **11** 752
- [5] Konotop V V, Shchesnovich V S, Zezyulin D A 2012 *Phys. Lett. A* **376** 2750
- [6] Feng L, Ayache M, Huang J, Xu Y L, Lu M H, Chen Y F, Fainman Y 2011 *Science* **333** 729
- [7] Lin Z, Ramezani H, Eichelkraut T, Kottos T, Cao H, Christodoulides D N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 213901
- [8] Longhi S 2010 *Phys. Rev. A* **82** 031801(R)
- [9] Chong Y D, Ge L, Stone A D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 093902
- [10] Sun Y, Tan W, Li H, Li J, Chen H 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 143903
- [11] Feng L, Wong Z J, Ma R, Wang Y, Zhang X 2014 *Science* **346** 972
- [12] Hodaei H, Miri M A, Heinrich M, Christodoulides D N, Khajavikhan M 2014 *Science* **346** 975
- [13] Jin L 2018 *Phys. Rev. A* **97** 033840
- [14] Hodaei H, Hassan A U, Wittek S, et al. 2017 *Nature* **548** 187
- [15] Chen W, Ozdemir Ş K, Zhao G, Wiersig J, Yang L 2017 *Nature* **548** 192
- [16] Jin L 2018 *Phys. Rev. A* **97** 012121
- [17] Xiao L, Zhan X, Bian Z H, et al. 2017 *Nat. Phys.* **13** 1117

- [18] Naghiloo M, Abbasi M, Joglekar Y N 2019 *Nat. Phys.* **15** 1232
- [19] Musslimani Z H, Makris K G, El-Ganainy R, Christodoulides D N 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 030402
- [20] Hu S M, Ma X, Lu D, Yang Z, Zheng Y, Hu W 2011 *Phys. Rev. A* **84** 043818
- [21] Shi Z, Jiang X, Zhu X, Li H 2011 *Phys. Rev. A* **84** 053855
- [22] He Y, Zhu X, Mihalache D, Liu J, Chen Z 2012 *Phys. Rev. A* **85** 013831
- [23] Li C Y, Huang C M, Dong L W 2013 *Chin. Phys. B* **22** 074209
- [24] Hu S M, Hu W 2013 *Chin. Phys. B* **22** 074201
- [25] Hang C, Huang G 2015 *Phys. Rev. A* **91** 043833
- [26] Yan Z, Wen Z, Hang C 2015 *Phys. Rev. E* **92** 022913
- [27] Zhou K, Wei T, Sun H, He Y, Liu S 2015 *Opt. Express* **23** 16903
- [28] Hang C, Huang G 2018 *Phys. Rev. A* **98** 043840
- [29] Chen Y, Yan Z, Mihalache D 2020 *Phys. Rev. E* **102** 012216
- [30] Gallagher T F 2008 *Rydberg Atoms* (England: Cambridge University Press) pp1–9
- [31] Mohapatra A K, Bason M G, Butscher B 2008 *Nat. Phys.* **4** 89
- [32] Saffman M, Walker T G, Mølmer K 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 2313
- [33] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
- [34] Sevincli S, Henkel N, Ates C, Pohl T 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 153001
- [35] Pritchard J D, Weatherill K J, Adams C S 2013 *Annu. Rev. Cold At. Mol.* **1** 301
- [36] Firstenberg O, Adams C S, Hofferberth S 2016 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **49** 152003
- [37] Murray C, Pohl T 2016 *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* (New York: Academic Press) pp321–372
- [38] Zhu X Y, Xu Y L, Zou Y, Sun X C, He C, Lu M H, Liu X P, Chen Y F 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 111101
- [39] Liu Y M, Gao F, Fan C H, Wu J H 2017 *Opt. Lett.* **42** 4283
- [40] Shui T, Yang W X, Liu S, Li L 2018 *Phys. Rev. A* **97** 033819
- [41] Ma D, Yu D, Zhao X, Qian J 2019 *Phys. Rev. A* **99** 033826
- [42] Hang C, Li W, Huang G 2019 *Phys. Rev. A* **100** 043807
- [43] Agarwal G S, Vemuri G, Mossberg T W 1993 *Phys. Rev. A* **48** R4055(R)
- [44] Bai Z, Huang G 2016 *Opt. Express* **24** 4442
- [45] Bai Z, Li W, Huang G 2019 *Optica* **6** 309
- [46] Hang C, Huang G, Konotop V V 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 083604
- [47] Hang C, Huang G 2017 *Adv. Phys. X* **2** 737
- [48] Królikowski W, Bang O, Rasmussen J J, Wyller J 2001 *Phys. Rev. E* **64** 016612
- [49] Lumer Y, Plotnik Y, Rechtsman M C, Segev M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 263901



SPECIAL TOPIC—Frontiers in non-Hermitian physics

# Deflection and manipulation of weak optical solitons by non-Hermitian electromagnetically induced gratings in Rydberg atoms<sup>\*</sup>

Gao Jie<sup>1)</sup> Hang Chao<sup>1)2)3)†</sup>

1) (*State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200241, China*)

2) (*NYU-ECNU Institute of Physics, New York University at Shanghai, Shanghai 200122, China*)

3) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

( Received 14 March 2022; revised manuscript received 6 April 2022 )

## Abstract

Based on a Rydberg-electromagnetically-induced-transparency (Rydberg-EIT) system, an electromagnetically induced grating (EIG) with parity-time ( $\mathcal{PT}$ ) symmetry is realized. The formation of solitons before the probe laser field reaching the EIG as well as its deflection when passing through the EIG are both investigated. It is found that due to the enhanced nonlinear optical effect of the Rydberg-EIT system, stable optical soliton can be formed with a very weak input light energy. In addition, it is found that by changing the gain/absorption coefficient of EIG, the period of EIG, and the nonlocality degree of optical Kerr nonlinear of the system, the deflection degree of the optical soliton can be effectively changed and manipulated. The research results of this work can provide a theoretical basis for the future applications of  $\mathcal{PT}$ -symmetric EIG and may be useful in the fields of all-optical manipulation and optical information processing.

**Keywords:** Rydberg atoms, parity-time symmetry, optical solitons, light deflection

**PACS:** 32.80.Ee, 42.50.Gy, 42.65.Tg

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220456

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11974117) and the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2017YFA0304201).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [chang@phy.ecnu.edu.cn](mailto:chang@phy.ecnu.edu.cn)