

文章编号: 1006-3080(2025)02-0285-06

DOI: 10.14135/j.cnki.1006-3080.20240513002

热原子系统中非耗散反 PT 对称奇异点的观测

黄铨楠, 钮月萍, 龚尚庆, 张示城

(华东理工大学物理学院, 上海 200237)

摘要:非厄米系统在奇异点(Exceptional points, EPs)附近对非厄米参量有着极高的灵敏度,这使得基于EP的精密传感在诸多领域得到应用。然而,传统的宇称时间反演(Parity-time, PT)对称系统需要引入增益和损耗,这会引入量子噪声问题。反PT对称系统可以在不引入线性增益和损耗的同时保持高灵敏度,但是热原子非耗散反PT对称系统中EP的实验观测仍是一个难点。本文通过热原子系统的远失谐四波混频效应证明了非耗散反PT对称性,并通过实验观察到EP,有望为室温条件下的量子传感和量子信息处理等应用提供一种可行的方案。

关键词:反PT对称; EP; 热原子; 四波混频; 非厄米

中图分类号:O437

文献标志码:A

1998年, Bender 和 Boettcher 发现如果非厄米哈密顿量与宇称时间反演(Parity-time, PT)算子对易,则系统在奇异点(Exceptional points, EPs)以下可以拥有完全实数的本征能量谱,这个发现将传统的量子力学由实数空间扩展到复数空间^[1]。随着系统非厄米参量的变化,系统的本征值从实数转变为复数,本征值的实部和虚部在EP处发生简并^[2-4]。PT对称系统具有许多独特的现象,如单向不可见性^[5-9]、EP增强的传感^[10-13]、相干完美激光吸收^[14-16]和具有鲁棒性的无线功率传输^[17-20]等。

由于量子薛定谔方程与慢变包络近似下的近轴电磁波方程在数学上具有等价性,可以通过构造具有特定空间分布的复折射率光学介质来实现PT对称^[21-22]。复折射率的实部 n_r 表示相位,虚部 n_i 表示增益或损耗^[23],实现PT对称系统,需要复折射率满足条件 $n_r(x) = n_r(-x)$ 以及 $n_i(x) = -n_i(-x)$ ^[24-30],即具有PT对称势的光学系统具有对称的相位分布以及不对称的增益或损耗分布,这样的折射率分布可以在两组分的光学系统中实现,其中一个组分具有被动损耗,另一个组分具有等量增益。但是,引入增益和损耗的过程会不可避免地产生量子噪声,这会对

PT对称在量子领域的应用带来负面影响^[31]。尽管可以利用测量和后选择等方法来规避量子噪声问题,但是相关的实验验证仍然是一个巨大的挑战^[32-33]。

反PT对称是PT对称的共轭,满足反PT对称条件的哈密顿量与PT算子反对易^[34-37]。许多研究表明,反PT对称系统可以在不产生量子噪声的情况下实现^[38-40]。非耗散反PT对称理论已经在冷原子系统^[40]和单微腔系统^[41]等多个领域得到实验验证,而热原子系统是量子存储^[42-43]、原子钟^[44-45]和磁力计^[46-48]等量子应用的重要平台,在热原子系统中观察到非耗散反PT对称系统的EP对于室温条件下基于EP的精密传感应用至关重要。

本文在热原子系统中利用远失谐四波混频(Four wave mixing, FWM)效应构建非耗散反PT对称,通过施加一个大的单光子失谐来消除线性增益和损耗的影响,可以实现反PT对称。在四波混频系统中,非线性耦合系数和几何相位失配分别对应PT对称系统中两个通道之间的耦合常数以及非相干增益和损耗。实验中在没有任何弛豫涂层或缓冲气体的铷原子气室中观察到了EP。本文构建反PT对称系统的方案并不依赖线性增益和损耗,而是基于非线性

收稿日期: 2024-05-13

基金项目: 国家自然科学基金(12043007);上海市优秀学科带头人计划(21XD1400700);上海市教委科技创新重点项目(2023ZKZD39)

作者简介: 黄铨楠(1999—),男,浙江宁波人,硕士生,主要研究方向为非线性光学, E-mail: cnhuang305@163.com

通信联系人: 张示城, E-mail: sczhang@ecust.edu.cn

引用本文: 黄铨楠, 钮月萍, 龚尚庆, 等. 热原子系统中非耗散反PT对称奇异点的观测[J]. 华东理工大学学报(自然科学版), 2025, 51(2): 285-290.

Citation: HUANG Chengnan, NIU Yueping, GONG Shangqing, et al. Observation of Exceptional Point in Non-Dissipative Anti-Parity-Time-Symmetry with Hot Atoms[J]. Journal of East China University of Science and Technology, 2025, 51(2): 285-290.

耦合,因此并不会引入量子噪声,有望为室温条件下的量子传感和量子信息处理等应用提供一种可行的方案。

1 反 PT 对称系统

本方案的系统能级结构如图 1 所示,具有两个基态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$, 以及一个激发态 $|3\rangle$, 它们共同组成了一个 Λ 型原子能级结构^[49]。强泵浦场耦合能级跃迁 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$, 单光子失谐为 Δ_1 , 同时耦合能级跃迁 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, 单光子失谐为 Δ_2 , 并满足 $\Delta_2 = \Delta_1 + \delta_{12}$, 其中 δ_{12} 表征两个基态之间的超精细分裂, 泵浦场的拉比频率为 Ω_1 。弱探测场耦合能级跃迁 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$, 失谐为 Δ_p , 拉比频率为 Ω_p 。在满足相位匹配条件的情况下, 原子系统会发生 FWM 效应, 其中两个泵浦光子被转换为一个探测光子和一个共轭光子, 共轭光子的拉比频率为 Ω_c 。

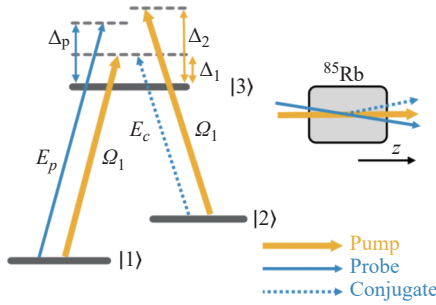


图 1 系统的能级结构与相位图

Fig. 1 Energy level structure and geometric phase relations of the system

探测场和共轭场在慢变包络近似的传播方程分别用场振幅算子 $E_p(\omega_p)$ 和 $E_c^*(\omega_c)$ 的耦合方程来表示:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} E_p &= \frac{ik_p}{2} \chi_{pp}(\omega_p) E_p + \frac{ik_p}{2} \chi_{pc}(\omega_p) E_c^* \\ \frac{\partial}{\partial z} E_c^* &= -\frac{ik_c}{2} \chi_{cc}^*(\omega_c) E_c^* + \frac{ik_c}{2} \chi_{cp}^*(\omega_c) E_p \end{aligned} \quad (1)$$

其中, χ_{pp} (χ_{pc}) 和 χ_{cc} (χ_{cp}) 分别表示探测场和共轭场的线性(非线性)极化率^[50]。 i 为虚数, $\Delta k = 2k_1 - k_p - k_c$ 表示系统的几何相位差在 z 轴上的投影, k_1 、 k_p 、 k_c 分别是泵浦场、探测场和共轭场的波矢, 假设 $k_1 \approx k_p \approx k_c = k$ 。

文献[40]的实验中将泵浦场调谐到与原子的能级跃迁共振, 从而满足电磁诱导透明条件, 它允许探测场几乎无损通过原子介质。同时, 超精细基态之间的强相干性会增强系统的非线性极化率, 因此产生非常显著的 FWM 效应。但是在实际应用中, 由于

多普勒效应、多个超精细激发态以及渡越时间增宽等因素的限制, 基态能级之间的相干性会遭到破坏, 介质对探测场会有吸收, 因此在共振处无法观测到显著的 FWM 效应。为了克服这个问题, 实验采用高功率的泵浦场以及大失谐, 当双光子失谐等于斯塔克位移 $|\Omega_1|^2/\Delta_1$ 时, 探测场的 χ_{pp} 和 χ_{cc} 会远远小于 χ_{pc} 和 χ_{cp} , 可以忽略不计。定义振幅向量 $|\mathbf{E}\rangle = (E_p, E_c^*)^T$, 则系统的动力学可以用简化的耦合方程 $i\partial_z |\mathbf{E}\rangle = \mathbf{H}_{\text{APT}} |\mathbf{E}\rangle$ 来表示, 矩阵 $\mathbf{H}_{\text{APT}}$ 为反 PT 系统的哈密顿量:

$$\mathbf{H}_{\text{APT}} = \begin{bmatrix} -\Delta k/2 & -\kappa \\ \kappa & \Delta k/2 \end{bmatrix} \quad (2)$$

其中, $\kappa = ik_p \chi_{pc}/2 = ik_c \chi_{cp}^*/2$ 是耦合强度。对于 FWM 过程, 振幅交换算符 P 满足操作 $PE_p P = E_c^*$ 和 $PE_c^* P = E_p$, 复共轭算符 T 满足操作 $TE_p(x)T = E_p^*(-x)$ 和 $TE_c(x)T = E_c^*(-x)$, $\mathbf{H}_{\text{APT}}$ 满足反 PT 对称条件 $\{\mathbf{H}_{\text{APT}}, \text{PT}\} = 0$ 。通过求解方程(2), 可以得到 $\mathbf{H}_{\text{APT}}$ 的本征值:

$$\lambda_{\pm} = \pm \lambda = \pm \sqrt{(\Delta k/2)^2 - \kappa^2} \quad (3)$$

反 PT 对称系统中的 κ 对应 PT 系统中两个通道之间的耦合强度, Δk 则对应非相干增益和损耗, 这使得在实验中观察到的阈值跃迁过程可以对应 PT 对称系统的相变过程。如式(3)所示, 在 EP 处耦合强度 $\kappa_{\text{EP}} = \kappa \equiv \Delta k/2$, 此时本征值 $\lambda_{\pm}$ 的实部 ($\text{Re}[\lambda_{\pm}]$) 和虚部 ($\text{Im}[\lambda_{\pm}]$) 简并。图 2(a)展示了本征值的实部和虚部与 κ 的关系, 当 $\kappa < \Delta k/2$ 时, 本征值的虚部发散, 表明系统处于反 PT 对称破缺相。相反, 当 $\kappa > \Delta k/2$ 时, 本征值的虚部简并, 表明系统处于反 PT 对称相。

在实验中, 几何相位差 Δk 可以通过调整探测光和泵浦光之间的角度来控制, 耦合强度 κ 可以通过调节原子数密度或泵浦场的强度来控制, 这种灵活可调性允许精确控制系统的 EP 位置以适应不同的传感应用。大量研究证明可以通过分析透射谱来确定系统本征值^[5,22,30,37,40]。利用 Bogoliubov 变换, 假设输入的探测光为 $E_p(0)$, 在没有共轭光输入的情况, 输出的探测场和共轭场的解为

$$\begin{aligned} E_p(L) &= E_p(0) \left[\cos(\lambda L) + \frac{i\Delta k}{2\lambda} \sin(\lambda L) \right] \\ E_c^*(L) &= E_p(0) \frac{i\kappa}{\lambda} \sin(\lambda L) \end{aligned} \quad (4)$$

其中, L 是 FWM 效应的有效相互作用长度。定义探测场和共轭场的强度 g_p 和 g_c , 分别为 $g_p = |E_p(L)/E_p(0)|^2$ 以及 $g_c = |E_c^*(L)/E_p(0)|^2$ 。当本征值为实数时, $g_p =$

$\cos(\lambda L)^2 + (\Delta k/2\lambda)^2 \sin(\lambda L)^2$, $g_c = (\kappa/\lambda)^2 \sin(\lambda L)^2$, 这表明在反 PT 对称破缺区, 探测场和共轭场的输出功率有限并表现出相干振荡行为。相反, 当本征值为虚数时 ($\lambda = i\gamma$), $g_p = \cosh(\gamma L)^2 + (\Delta k/2\gamma)^2 \sinh(\gamma L)^2$, $g_c = (\kappa/\gamma)^2 \sinh(\gamma L)^2$, 这表明探测场和共轭场的输出功率会指数增长。图 2(b) 所示为归一化增益 $g_p/(g_p + g_c)$ 和 $g_c/(g_p + g_c)$ 随耦合强度 κ 的变化曲线, 显然, 当 L 小于 $|2\pi/\Delta k| \approx 3.1$ cm 时, 只有部分振荡行为可以观察到, 当 L 超过 3.1 cm 时会表现出明显的相干振荡现象。归一化增益在 EP 附近的显著变化表明系统在 EP 附近对非厄米参数的变化极为敏感, 这种行为可以用于精密量子传感应用。

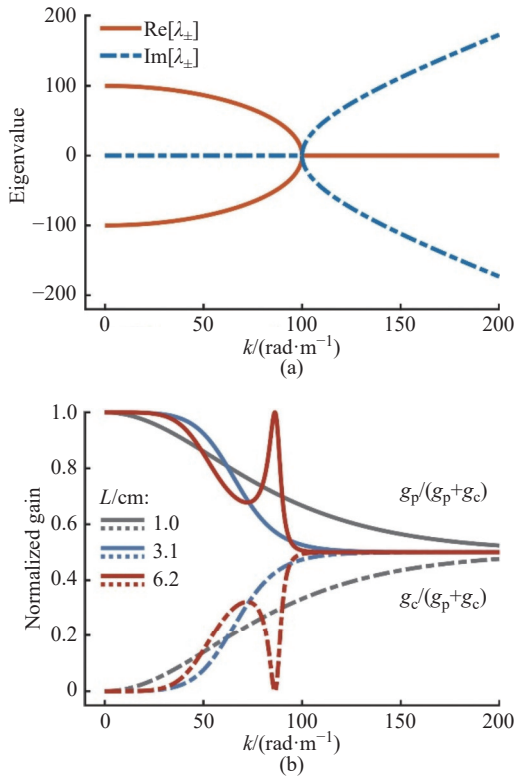


图2 本征值(a)与归一化增益(b)随耦合系数的变化曲线

Fig. 2 Eigenvalues (a) and normalized gain (b) as a function of nonlinear coupling coefficient

2 实验装置和结果

实验装置如图 3 所示, 选择长为 7.5 cm 的 ^{85}Rb 气室, 通过磁屏蔽筒隔绝外界磁场对实验的影响。探测场由窄线宽可调谐激光器提供, 并将其频率调到 D1 线跃迁 $5S_{1/2}, |F_g = 2\rangle \rightarrow 5P_{1/2}, |F_g = 2\rangle$ 附近。泵浦场由另一台窄线宽可调谐激光器提供, 并以约 1 GHz 的失谐锁频在 $5S_{1/2}, |F_g = 3\rangle \rightarrow 5P_{1/2}, |F_g = 2\rangle$ 附近。为保证足够的泵浦场功率, 泵浦场经过激光放大器进行放大, 通过单模光纤耦合后功率可以达到

200 mW 左右。气室的温度可以从室温加热到 130 °C, 原子数密度也随之发生变化。泵浦场和探测场的偏振相互垂直, 并使用一对偏振分束器进行组合和分离。两个光束的夹角约为 0.3°, 以满足最佳的几何相位匹配条件。泵浦场和探测场的束腰半径分别约为 600 μm 和 250 μm , 功率分别为 100 mW 和 50 μW 。此外, 在观察 EP 之前, 需要仔细调整泵浦场的失谐来最小化系统的线性损耗和增益, 实验中最佳失谐值为 960 MHz。

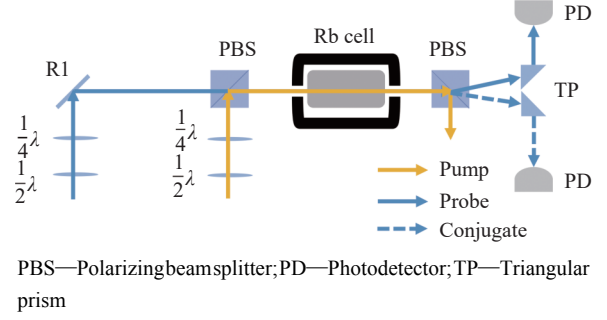


图3 实验装置图

Fig. 3 Diagram of the experimental setup

通过扫描探测场频率, 可以得到探测场和共轭场的透射谱, 如图 4 所示, 两个增益峰分别对称位于泵浦场频率两侧约 3 GHz 处。由于 FWM 效应, 探测场产生增益, 同时伴随着共轭场的产生, 共轭场表现出与探测场大小相等但符号相反的单光子失谐。为了验证反 PT 对称性, 本实验通过改变原子气室的温度来改变原子数密度进而改变耦合强度 κ , 并研究两个增益峰的变化。

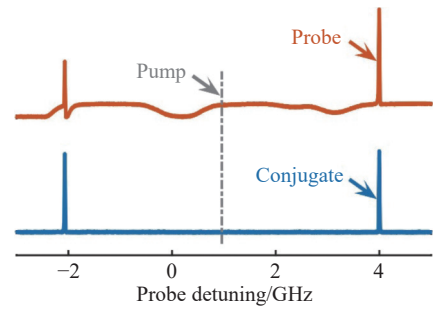


图4 探测场和共轭场的透射谱

Fig. 4 Transmission spectrum for the probe and conjugate fields

图 5(a) 是探测场和共轭场的增益随原子数 (N) 密度的变化图, 可以观察得到, 在相对较低的原子数密度下, 探测场的增益近似为 1, 而共轭场的增益可以忽略不计, 随着原子数密度的增加, 两个增益均显著增加, 在足够高的原子数密度下, 它们开始收敛。在热原子中观察到的这种行为与第 1 节的理论预测一致。

图 5(b) 所示为探测场和共轭场的归一化增益随原子数密度的变化曲线, 与冷原子方案^[40]相比, 本方

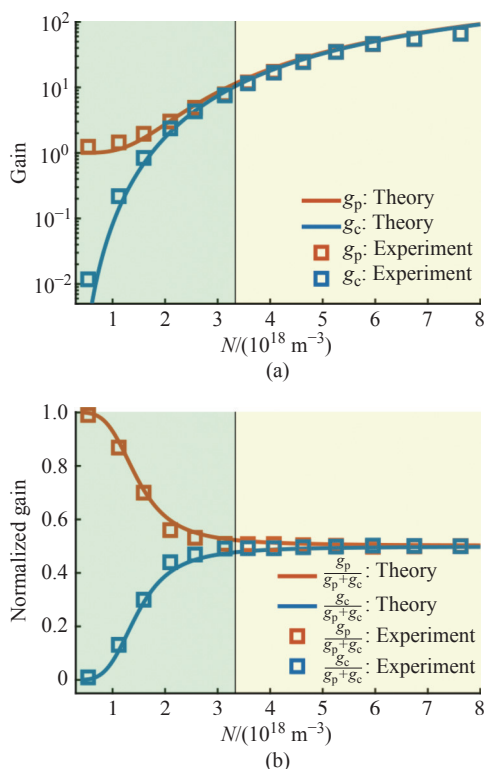


图 5 增益(a)和归一化增益(b)随原子数密度的变化曲线

Fig. 5 Gain (a) and normalized gain (b) as a function of atomic number density

案允许更宽的原子数密度变化范围,并且具有更长的有效相互作用长度,这使实验中能够观察到归一化增益在 EP 处的收敛现象,同时表征系统的本征值在 EP 处发生简并。图中浅绿色和浅黄色阴影区分别代表反 PT 对称破缺相和反 PT 对称相,在 EP 处发生相变。文献 [40] 只观察到在 EP 附近系统状态的剧烈变化,而 EP 处的本征值并未简并。此外,为了保证自由空间中最佳的相位匹配条件,泵浦光和探测光之间必须存有一个小夹角,这限制了相互作用区域的长度。因此,功率的相干振荡行为不够明显,这可以通过将整个系统置于光学腔中来增加相互作用长度的方式来解决^[51-54]。

系统的本征值可以由探测场和共轭场的透射光谱确定。图 6 是本征值实部 ($\text{Re}[\lambda_{\pm}]$) 和虚部 ($\text{Im}[\lambda_{\pm}]$) 随原子数密度的变化图,可以看出在 EP 处原子数密度的临界阈值为 $N_{\text{EP}} = 3.34 \times 10^{18} / \text{m}^3$ 。当原子数密度小于这个阈值时,本征值表现为纯实数,此时系统处于反 PT 对称破缺相,而当原子数密度超过阈值时,本征值转变为纯虚数,系统相变到反 PT 对称相。实验结果与理论拟合非常一致。

3 结 论

本文在热原子系统中利用 FWM 效应构建非耗

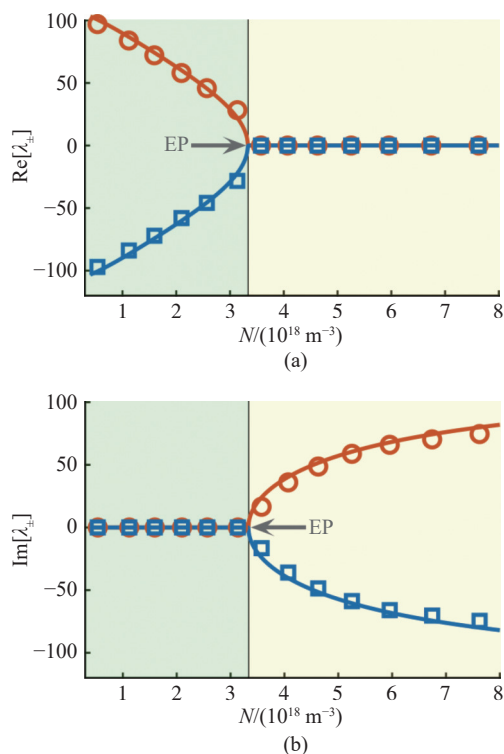


图 6 本征值的实部(a)和虚部(b)随原子数密度的变化曲线

Fig. 6 Real (a) and imaginary (b) components of the eigenvalues as a function of atomic number density

散反 PT 对称系统,通过引入大的单光子失谐来消除线性增益和损耗的影响,实现了近乎完美的非耗散反 PT。利用热原子系统的灵活调控性,实验观察到本征值在 EP 处的简并以及系统的相变过程。本方案基于非线性耦合而不是线性增益和损耗,因此不会引入量子噪声。由于热原子系统可以小型化^[55]或使用一维波导结构^[56]集成到芯片上,因此基于热原子系统的非耗散反 PT 对称在量子网络和可集成量子信息处理中具有潜在的应用。

参考文献:

- [1] BENDER C M, BOETTCHER S. Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having PT symmetry[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 80(24): 5243.
- [2] BENDER C M. Making sense of non-Hermitian Hamiltonians[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2007, 70(6): 947.
- [3] HEISS W D. The physics of exceptional points[J]. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*, 2012, 45(44): 444016.
- [4] MIRI M A, ALU A. Exceptional points in optics and photonics[J]. *Science*, 2019, 363(6422): eaar7709.
- [5] RÜTER C E, MAKRIKIS K G, EL-GANAINY R, et al. Observation of parity-time symmetry in optics[J]. *Nature Physics*, 2010, 6(3): 192-195.

- [6] FENG L, XU Y L, FEGADOLLI W S, *et al.* Experimental demonstration of a unidirectional reflectionless parity-time metamaterial at optical frequencies[J]. *Nature Materials*, 2013, 12(2): 108-113.
- [7] LIN Z, RAMEZANI H, EICHELKRAUT T, *et al.* Unidirectional invisibility induced by PT-symmetric periodic structures[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(21): 213901.
- [8] LONGHI S. Invisibility in PT-symmetric complex crystals[J]. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*, 2011, 44(48): 485302.
- [9] MOSTAFAZADEH A. Invisibility and PT symmetry[J]. *Physical Review A*, 2013, 87(1): 012103.
- [10] WIERSIG J. Enhancing the sensitivity of frequency and energy splitting detection by using exceptional points: Application to microcavity sensors for single-particle detection[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(20): 203901.
- [11] WIERSIG J. Sensors operating at exceptional points: General theory[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(3): 033809.
- [12] CHEN W, ÖZDEMİR Ş K, ZHAO G, *et al.* Exceptional points enhance sensing in an optical microcavity[J]. *Nature*, 2017, 548(7666): 192-196.
- [13] HODAEI H, HASSAN A U, WITTEK S, *et al.* Enhanced sensitivity at higher-order exceptional points[J]. *Nature*, 2017, 548(7666): 187-191.
- [14] SUN Y, TAN W, LI H, *et al.* Experimental demonstration of a coherent perfect absorber with PT phase transition[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(14): 143903.
- [15] LONGHI S. PT-symmetric laser absorber[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(3): 031801.
- [16] CHONG Y D, GE L, STONE A D. PT-symmetry breaking and laser-absorber modes in optical scattering systems[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(9): 093902.
- [17] WEI Z, ZHANG B. Transmission range extension of PT-symmetry-based wireless power transfer system[J]. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 2021, 36(10): 11135-11147.
- [18] SONG M, JAYATHURATHNAGE P, ZANGANEH E, *et al.* Wireless power transfer based on novel physical concepts[J]. *Nature Electronics*, 2021, 4(10): 707-716.
- [19] SAKHDARI M, HAJIZADEGAN M, CHEN P Y. Robust extended-range wireless power transfer using a higher-order PT-symmetric platform[J]. *Physical Review Research*, 2020, 2(1): 013152.
- [20] ASSAWAWORRARIT S, YU X, FAN S. Robust wireless power transfer using a nonlinear parity-time-symmetric circuit[J]. *Nature*, 2017, 546(7658): 387-390.
- [21] EL-GANAINY R, MAKRIS K G, CHRISTODOULIDES D N, *et al.* Theory of coupled optical PT-symmetric structures[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(17): 2632-2634.
- [22] MAKRIS K G, EL-GANAINY R, CHRISTODOULIDES D N, *et al.* Beam dynamics in PT symmetric optical lattices[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(10): 103904.
- [23] MUSSLIMANI Z H, MAKRIS K G, EL-GANAINY R, *et al.* Optical solitons in PT periodic potentials[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(3): 030402.
- [24] ALEXEEVA N V, BARASHENKOV I V, SUKHORUKOV A A, *et al.* Optical solitons in PT-symmetric nonlinear couplers with gain and loss[J]. *Physical Review A*, 2012, 85(6): 063837.
- [25] NIXON S, GE L, YANG J. Stability analysis for solitons in PT-symmetric optical lattices[J]. *Physical Review A*, 2012, 85(2): 023822.
- [26] HANG C, HUANG G, KONOTOP V V. PT symmetry with a system of three-level atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(8): 083604.
- [27] WU J H, ARTONI M, LA ROCCA G C. Non-Hermitian degeneracies and unidirectional reflectionless atomic lattices[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(12): 123004.
- [28] PENG B, ÖZDEMİR Ş K, LEI F, *et al.* Parity-time-symmetric whispering-gallery microcavities[J]. *Nature Physics*, 2014, 10(5): 394-398.
- [29] CHANG L, JIANG X, HUA S, *et al.* Parity-time symmetry and variable optical isolation in active-passive-coupled microresonators[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(7): 524-529.
- [30] ZHANG Z, ZHANG Y, SHENG J, *et al.* Observation of parity-time symmetry in optically induced atomic lattices[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(12): 123601.
- [31] LAU H K, CLERK A A. Fundamental limits and non-reciprocal approaches in non-Hermitian quantum sensing[J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 4320.
- [32] ASHIDA Y, FURUKAWA S, UEDA M. Parity-time-symmetric quantum critical phenomena[J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 15791.
- [33] NAGHILOO M, ABBASI M, JOGLEKAR Y N, *et al.* Quantum state tomography across the exceptional point in a single dissipative qubit[J]. *Nature Physics*, 2019, 15(12): 1232-1236.
- [34] PENG P, CAO W, SHEN C, *et al.* Anti-parity-time symmetry with flying atoms[J]. *Nature Physics*, 2016, 12(12): 1139-1145.
- [35] HE Y, WU J, HU Y, *et al.* Unidirectional reflectionless anti-parity-time-symmetric photonic lattices of thermal atoms[J]. *Physical Review A*, 2022, 105(4): 043712.
- [36] GE L, TÜRECI H E. Antisymmetric PT-photonic structures with balanced positive-and negative-index materials[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(5): 053810.
- [37] YANG F, LIU Y C, YOU L. Anti-PT symmetry in dissipatively coupled optical systems[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(5): 053845.
- [38] WANG Y X, CLERK A A. Non-Hermitian dynamics without dissipation in quantum systems[J]. *Physical Review A*, 2019, 99(6): 063834.
- [39] LUO X W, ZHANG C, DU S. Quantum squeezing and

- sensing with pseudo-anti-parity-time symmetry[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 128(17): 173602.
- [40] JIANG Y, MEI Y, ZUO Y, *et al.* Anti-parity-time symmetric optical four-wave mixing in cold atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(19): 193604.
- [41] ZHANG F, FENG Y, CHEN X, *et al.* Synthetic anti-PT symmetry in a single microcavity[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(5): 053901.
- [42] PHILLIPS D F, FLEISCHHAUER A, MAIR A, *et al.* Storage of light in atomic vapor[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86(5): 783.
- [43] KATZ O, FIRSTENBERG O. Light storage for one second in room-temperature alkali vapor[J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 2074.
- [44] CUTLER L S. Fifty years of commercial caesium clocks[J]. *Metrologia*, 2005, 42(3): S90.
- [45] ABDEL H M, COGET G, PETERSEN M, *et al.* Toward a high-stability coherent population trapping Cs vapor-cell atomic clock using autobalanced Ramsey spectroscopy[J]. *Physical Review Applied*, 2018, 9(6): 064002.
- [46] BAO H, DUAN J, JIN S, *et al.* Spin squeezing of 10^{11} atoms by prediction and retrodiction measurements[J]. *Nature*, 2020, 581(7807): 159-163.
- [47] BUDKER D, ROMALIS M. Optical magnetometry[J]. *Nature Physics*, 2007, 3(4): 227-234.
- [48] KOMINIS I K, KORNACK T W, ALLRED J C, *et al.* A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer[J]. *Nature*, 2003, 422(6932): 596-599.
- [49] 黄策, 刘立峰, 张示城, 等. 基于 Λ 型三能级原子系统的单向放大研究 [J]. 华东理工大学学报 (自然科学版), 2023, 49(6): 915-920.
- [50] TURNBULL M T, PETROV P G, EMBREY C S, *et al.* Role of the phase-matching condition in nondegenerate four-wave mixing in hot vapors for the generation of squeezed states of light[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(3): 033845.
- [51] YU X, XIAO M, ZHANG J. Triply-resonant optical parametric oscillator by four-wave mixing with rubidium vapor inside an optical cavity[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 96(4).
- [52] OKUMA J, HAYASHI N, FUJISAWA A, *et al.* Parametric oscillation in sodium vapor by using an external cavity[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(5): 698-700.
- [53] GUERRERO A M, NUSSENZVEIG P, MARTINELLI M, *et al.* Quantum noise correlations of an optical parametric oscillator based on a nondegenerate four wave mixing process in hot alkali atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(8): 083601.
- [54] GUERRERO A M, CELIS R L R, NUSSENZVEIG P, *et al.* Continuous variable entanglement in an optical parametric oscillator based on a nondegenerate four wave mixing process in hot alkali atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 129(16): 163601.
- [55] KEAVENEY J, SARGSYAN A, KROHN U, *et al.* Cooperative Lamb shift in an atomic vapor layer of nanometer thickness[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(17): 173601.
- [56] SPRAGUE M R, MICHELBERGER P S, CHAMPION T F M, *et al.* Broadband single-photon-level memory in a hollow-core photonic crystal fibre[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(4): 287-291.

Observation of Exceptional Point in Non-Dissipative Anti-Parity-Time-Symmetry with Hot Atoms

HUANG Chengnan, NIU Yueping, GONG Shangqing, ZHANG Shicheng

(School of Physics, East China University of Science and Technology, Shanghai 200237, China)

Abstract: Parity-time (PT) symmetric systems are extremely sensitive to non-Hermitian parametric perturbations near the exceptional point (EP), which has led to the widespread use of EP-based precision sensing in a wide variety of systems. However, conventional PT symmetric systems require the introduction of gains and losses, which can cause quantum noise problems. The anti-PT-symmetric system can be used without introducing gains and losses and also possesses an extremely high sensitivity in the vicinity of the EP. However, the experimental verification of EP in non-dissipative anti-PT-symmetric systems with hot atoms has not yet been demonstrated. Here, we demonstrate non-dissipative anti-PT-symmetry through far-detuned four wave mixing (FWM) in hot atoms and successfully observe the EP, which will provide a practicable means for applications such as quantum sensing and quantum information processing at ambient conditions.

Key words: anti-parity-time; EP; hot atom; four wave mixing; non-Hermitian

(责任编辑: 王晓丽)