

# 非对称量子光学与量子信息技术:从手性到非互易 (特邀)

唐江山<sup>1</sup>, 唐磊<sup>2</sup>, 陈明远<sup>1</sup>, 邹榆红<sup>1</sup>, 周文鹏<sup>1</sup>, 夏可宇<sup>1,3\*</sup>

<sup>1</sup>南京大学现代工程与应用科学学院, 固体微结构物理国家重点实验室, 江苏 南京 210023;

<sup>2</sup>四川师范大学物理与电子工程学院, 四川 成都 610101;

<sup>3</sup>合肥国家实验室, 安徽 合肥 230088

**摘要** 非对称量子光学研究光与物质量子相互作用中手性与非互易性及其应用,能提供对称量子光学体系没有的独特量子信息调控技术。作为其核心组成部分,手性量子光学最初源于自旋-动量锁定机制,即光的传播方向与偏振态之间的耦合。随着研究不断深入,该领域已发展出多种体现传播方向相关性的相互作用机制,包括极化-动量锁定、定向量子压缩、库工程及高维轨道角动量诱导的手性相互作用等。这些机制从不同自由度揭示了方向选择性与系统响应之间的深层耦合关系,推动了对手性与非互易物理本质的重新认识。在此基础上,本综述提出“广义手性量子光学”的分析框架,强调将自旋、传播方向与轨道角动量等自由度下的响应不对称性纳入统一范式。进一步探讨了手性机制与拓扑光子结构、非厄米系统的融合,展示了其在构建具有方向性、鲁棒性与非平衡调控能力的量子平台中的潜力。作为连接基础光学与量子信息技术的桥梁,非对称量子光学为单向光子传输、非互易量子网络与高灵敏度量子传感等方向提供了新思路,并正在向高维、集成化与可拓展化的体系演进。

**关键词** 手性; 手性量子光学; 光学非互易; 手性拓扑量子光学; 手性非厄米量子光学

中图分类号 O431.2

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS251292

## 1 引言

手性一词最早由 Kelvin 勋爵于 19 世纪提出<sup>[1]</sup>,用于描述一种几何特性:若一个物体在三维空间中无法通过旋转和平移与其镜像重合,则称其为手性结构。从对称性角度看,手性体现为空间反演或镜面对称性的破缺。在光与物质的相互作用中,手性物质对左、右旋圆偏振光产生的差异性响应表现为旋光性与圆二色性等经典光学效应<sup>[2-4]</sup>。旋光性是指线偏振光在手性物质中传播时偏振面发生旋转,源于介质对不同偏振分量的折射率差异<sup>[2]</sup>;而圆二色性则体现为对左、右旋偏振光的吸收系数不同<sup>[3]</sup>。这些现象体现了手性结构对光偏振态的选择性响应,是经典手性光学的基本内容。

除了结构手性引发的旋光性与圆二色性,经典光学中还存在多种来源于宏观对称性破缺或介质运动的手性响应机制。磁光效应<sup>[5]</sup>中,外加磁场破坏时间反演对称性,使左、右旋圆偏振光在介质中具有不同的折

射率,从而引发偏振面旋转。光子拖曳效应<sup>[6-8]</sup>体现为运动介质对不同圆偏振光的等效折射率调制,尤其在旋转系统中形成圆双折射现象。Sagnac 效应<sup>[9-11]</sup>进一步揭示,在旋转参考系中,顺时针与逆时针传播的光束由于感受到不同的群折射率,积累出与方向相关的传播时间与相位差。这些折射率差异所体现的手性响应,使系统在正反传播方向上表现出不同的散射行为,构成经典光学中非互易效应的重要物理基础<sup>[12]</sup>。

近年来,经典手性光学的持续发展与广泛应用,推动研究逐步深入至微纳尺度与量子层面的非对称光子相互作用机制探索<sup>[13-21]</sup>。在这一背景下,“手性量子光学”应运而生,其聚焦光子与量子发射体之间的方向依赖性的耦合行为,并成为非互易量子器件的重要构建平台。2017 年, Lodahl 等<sup>[21]</sup>系统提出“手性量子光学”的概念,指出在横向受限的波导或腔结构中,倏逝场可携带横向自旋,其方向与光传播方向之间形成自旋-动量锁定关系。该机制使得光场与具有手性跃迁规则的量子发射体之间的耦合强度呈现传播方向选择性,从

收稿日期: 2025-06-15; 修回日期: 2025-07-28; 录用日期: 2025-08-04; 网络首发日期: 2025-08-12

基金项目: 国家自然科学基金(12305020, 92365107, 12305023)、国家重点研发计划(2019YFA0308700, 2019YFA0308704)、量子科学与技术创新计划(2021ZD0301400)、江苏省双创团队(JSSCTD202138)、中国博士后科学基金(2023M731613)、江苏省卓越博士后计划(2023ZB708)、四川省科技计划(2024NSFSC1353)

通信作者: \*keyu.xia@nju.edu.cn

而突破传统光学中互易性的限制,为实现低能耗、可集成的量子非互易器件提供了新的实现路径<sup>[22-25]</sup>。

尽管光子自旋-动量锁定已成为构建手性量子光学与调控量子信息的典型机制,但并非唯一路径。随着研究的不断深入,更多可引发物理系统非对称光学响应的机制被陆续发现,例如:结合单向控制场与微观多普勒效应,可以在热原子系统中诱导极化-动量锁定,使介质的极化率响应依赖于光的传播方向<sup>[26-32]</sup>;通过光学非线性动量匹配实现的定向量子压缩,可引入光子-光子或光子-物质间的方向性耦合<sup>[33-36]</sup>;库工程机制则利用对共同“库”环境的调控,构建出依赖光传播

方向的有效耦合<sup>[37-39]</sup>;借助光与物质间电四极矩的耦合,可实现对光子轨道角动量(OAM)即拓扑荷的非对称响应<sup>[40-41]</sup>。这些机制从光的不同自由度出发,揭示了更为广泛的光-物质非对称相互作用及系统响应,超越了单纯圆偏振或光子自旋范畴。在Lodahl等<sup>[21]</sup>的综述中,手性量子光学的机制是自旋-动量锁定,受限于圆偏振光范畴,而极化-动量锁定、定向量子压缩和库工程将手性量子光学扩展到线偏振光范畴。更进一步,依赖于拓扑荷的光与物质手性相互作用将手性量子光学推进到高维空间。鉴于此,本文将这些内容作为“广义手性光学”范畴归纳在表 1。

表 1 广义手性光学的研究范式

Table 1 Research paradigm of generalized chiral optics

Chiral degree of freedom in optical field	Asymmetric physical response	Chiral optical phenomena or generation mechanism
<b>Photon spin</b> Left (right) circular polarization $\sigma_-(\sigma_+)$	Refractive index: $n_- \neq n_+$ Absorption coefficient: $\Gamma_- \neq \Gamma_+$	Optical activity <sup>[2]</sup> , magneto-optical effect <sup>[5]</sup> , and photon drag effect <sup>[6-8]</sup> Circular dichroism <sup>[3-4]</sup>
<b>Propagation direction</b> Direction of light propagation $\pm \mathbf{k}$	Group refractive index: $n_{g,k} \neq n_{g,-k}$ Electric field mode: $\mathbf{E}_k(\mathbf{r}) \neq \mathbf{E}_{-k}(\mathbf{r})$ Interaction strength: $g_k \neq g_{-k}$ Susceptibility: $\chi_k \neq \chi_{-k}$	Sagnac effect <sup>[9-11]</sup> Spin-momentum locking <sup>[21]</sup> Spin-momentum locking <sup>[21]</sup> , directional quantum squeezing <sup>[33-36]</sup> , and reservoir engineering <sup>[37-39]</sup> Susceptibility-momentum locking <sup>[26-32]</sup>
<b>Orbital angular momentum</b> Topological charge $\pm l$	Interaction strength: $g_{-l} \neq g_l$	Electrical quadrupole coupling <sup>[40-41]</sup>

进一步地,手性机制与拓扑光子学、非厄米光学的交叉融合,为构建具有鲁棒性、非平衡调控能力与更丰富非互易特征的量子体系提供了有力支撑。这种结合使得非对称相互作用的内涵更加丰富,功能性更为强大,也为单向量子传输、非互易量子网络以及高灵敏度量子传感等技术的实现提供了坚实的基础与广阔的发展前景。

本综述主要从“广义手性量子光学”概念出发,系统讨论在自旋、传输方向、轨道角动量等多自由度下的非对称量子光学及其在量子信息技术中的应用潜力。首先,回顾经典光学体系中的典型手性机制,包括光学活性、磁光效应、光子拖曳和 Sagnac 效应,阐明其物理起源与折射率响应差异;然后,在量子层面梳理各类非对称耦合机制,如自旋-动量锁定、极化-动量锁定、定向量子压缩、库工程及高维轨道角动量诱导的手性相互作用,进而探讨手性机制与拓扑光子结构、非厄米系统的交叉融合方式,分析其在实现方向性控制、鲁棒性操控与量子非互易效应中的潜力;最后,对广义手性量子光学未来的发展方向与挑战进行总结与展望,以期对未来研究提供思路与方向。

## 2 经典手性光学

经典手性光学现象的核心在于材料的宏观对称

性破缺或介质运动所导致的光学响应非对称性。这种非对称性表现为不同传播方向、不同偏振态的光束在与材料或宏观介质相互作用时产生显著差异的光学行为,体现为偏振态的旋转、传播相位的变化以及传播速度的不同等经典效应。典型机制包括自然物质的光学活性、外磁场驱动下的磁光效应、旋转运动介质中的光子拖曳效应和 Sagnac 效应。上述现象可统一地通过经典电磁理论中的介电张量、磁光响应系数或有效折射率加以描述。基于此,本节从经典层面出发,系统回顾这些机制的基本原理与关键进展,厘清其物理起源与非对称响应特征,为后续探讨量子层面光子手性相互作用机制提供必要的背景与对比参照。

### 2.1 自然物质的光学活性

光学活性是最早被发现和研究的经典手性光学现象,起源于自然界中手性分子或晶体结构对光传播的非对称响应。当线偏振光通过这类介质时,其偏振面会随传播距离、波长及介质属性发生旋转。19 世纪,法国物理学家 Arago 和 Biot 在研究石英晶体光学行为时首次观测到该旋光现象<sup>[2]</sup>。在微观层面,光学活性的本质可归因于手性介质对左旋圆偏振(LCP,  $\sigma_-$ )与右旋圆偏振(RCP,  $\sigma_+$ )光的折射率差异,即  $n_- \neq n_+$ 。手性结构破坏了空间反演对称性,使两种圆偏振模式

在介质中具有不同的传播速度,进而在传播长度  $L$  上积累出非零的相位差<sup>[41]</sup>:

$$\Delta\phi = \frac{\pi}{\lambda}(n_- - n_+)L \quad (1)$$

由于线偏振光可分解为 LCP 和 RCP 分量的叠加,这一相位差将使其偏振光绕传播轴旋转,形成旋光现象。该过程无需外加磁场或机械驱动,体现了光学活性作为内禀手性响应的基本特征<sup>[42]</sup>。

光学活性广泛存在于许多天然手性材料中,既包

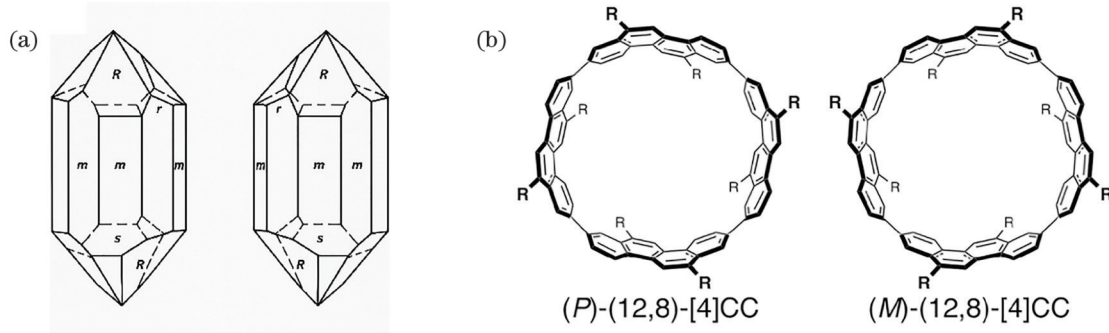


图 1 自然物质中的光学活性<sup>[43]</sup>。(a)具有天然光学活性的石英晶体(左、右图分别对应左、右旋石英晶体);(b)手性圆柱分子  
Fig. 1 Optical activity in natural substances<sup>[43]</sup>. (a) Quartz crystals exhibiting natural optical activity (left and right panels correspond to left- and right-handed quartz, respectively); (b) chiral cylindrical molecules

为了有效提升测量精度与适用性,近年来研究人员发展了多种增强手性信号检测的先进光谱技术。例如,干涉傅里叶变换自由感应衰减方法可同时提取手性样品的旋光色散和圆二色性信号,并通过外差探测显著提高信噪比<sup>[44-45]</sup>。2014年,Sofikitis等<sup>[46]</sup>引入腔振铃技术,通过精密测量两个正交圆偏振分量之间的拍频信号,将旋光灵敏度提升了两个数量级。此外,双梳光谱<sup>[47]</sup>与偏振色散成像光谱<sup>[48]</sup>等新兴技术的出现,进一步拓展了手性测量方法在时间和频率维度的适用范围。

2024年,Zhou等<sup>[49]</sup>提出一种融合光学谐振腔增强效应与圆偏振分束技术的高灵敏度手性测量方案。该方案无需外加磁场和频率锁定,即可有效分离并独立探测 LCP 与 RCP 光分量,实现旋光色散与圆二色性信号的同步检测。在毫秒级的积分时间内,其频谱分辨率达到约 0.04 pm,较传统方法提高了近两个数量级,为快速、高精度、高灵敏度手性光谱分析提供了全新的技术路径与研究思路。

## 2.2 磁光效应

磁光效应是另一类重要的经典手性光学机制,其核心特征在于外加磁场引入时间反演对称性破缺,使光在磁性材料中传播时对不同偏振态表现出非对称响应<sup>[5]</sup>。当沿光传播方向施加磁场时,材料内部的磁矩排列方向将影响光与物质的相互作用,使左旋和右旋圆偏振光经历不同的传播常数与吸收特性,进而导致偏振态变化或强度差异,典型现象包括法拉第效应与磁光克尔效应,前者表现为透射光偏振面的旋转,后者则表现为反

括部分无机晶体(例如石英晶体,图 1(a)显示了左旋与右旋石英的典型晶体外形),也包括大量天然有机小分子(如葡萄糖、乳酸等)和生物大分子(如 DNA 和蛋白质,图 1(b)展示了手性圆柱分子结构<sup>[43]</sup>)。在传统手性光谱表征中,旋光仪与圆二色仪是常规的测量工具,但由于大部分手性材料的旋光度非常小(通常在  $0.0001^\circ \sim 0.01^\circ$  范围内),这类商业仪器面临着灵敏度有限、时间分辨率与光谱分辨率不足的挑战。

射光偏振态的改变,其本质都在于磁场诱导介电张量中产生非对角反对称分量,打破偏振态间的简并性。磁光效应不仅体现了偏振选择性传播的手性特征,也为构建各类非互易光学器件提供了基本物理支撑。

如图 2 所示,在法拉第效应中,线偏振光沿磁场方向传播通过磁光晶体时,其偏振面会发生旋转,且旋转方向取决于磁场方向,体现出明确的方向选择性与非互易性。从电磁响应角度看,磁光效应起源于磁场诱导的介质介电张量反对称性。当光沿  $z$  轴传播,外加磁场也沿  $z$  方向时,磁光材料的介电张量<sup>[50]</sup>可写为

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \varepsilon_0 \varepsilon_s \begin{bmatrix} 1 & iQB & 0 \\ -iQB & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中: $\varepsilon_0$ 为真空介电常数; $\varepsilon_s$ 为在无外加磁场时介质的

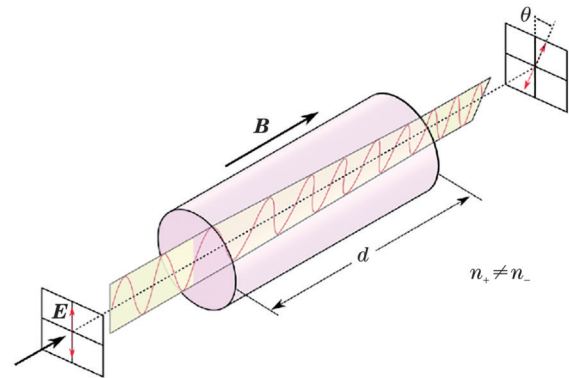


图 2 法拉第磁光效应示意图  
Fig. 2 Schematic of the Faraday magneto-optical effect

相对介电常数;  $Q = Q_R + iQ_I$  为磁光常数, 其中  $Q_R$  对应磁场引起的圆双折射(法拉第旋转),  $Q_I$  则描述圆二色性(磁致吸收)。介电张量中反对称的  $\pm iQB$  项破坏了  $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}$  的对称性, 显式体现了时间反演对称性破缺。对应的电位移矢量本构关系<sup>[5]</sup>为

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_s (\mathbf{E} + i\mathbf{QE} \times \mathbf{B}) \quad (3)$$

表明光的偏振分量与磁场方向之间的矢量叉乘引入了附加响应。在圆偏振基矢下, RCP 与 LCP 光的复折射率<sup>[5]</sup>分别为

$$n_{\pm} = n_s \left( 1 \pm \frac{QB}{2} \right) \quad (4)$$

式中:  $n_s = \sqrt{\epsilon_s}$ 。由于磁光效应, 光在磁光材料中的传播将导致 LCP 和 RCP 模式的相位积累速率不同, 线偏振光因此发生旋转, 旋转角约为

$$\theta = \frac{\pi L}{\lambda} (n_+ - n_-) \approx \frac{\pi n_s Q_R L}{\lambda} B \quad (5)$$

这正是法拉第效应的微观来源。进一步地, 通过 Verdet 常数  $C_V$  可将旋光角与磁场强度相关:

$$\theta = C_V B L, \quad Q_R = \frac{C_V}{k_s}, \quad k_s = \frac{2\pi n_s}{\lambda} \quad (6)$$

磁光效应广泛存在于磁性晶体、掺杂铁石榴石以及新兴的二维磁性材料中, 近年来被广泛用于构建光学隔离、磁调控谐振结构与非互易拓扑态<sup>[51-55]</sup>等器件平台。相比于天然光学活性, 磁光效应对外加磁场高度敏感, 具备更强的方向可控性与响应调节能力, 已成为手性光子器件中的关键功能模块。

### 2.3 光子拖曳效应

光子拖曳效应描述的是光在通过运动介质时, 其传播特性(如偏振态、相位和传播方向)由于介质运动而发生变化的现象。该效应最早由 Fresnel 于 1818 年提出<sup>[6]</sup>, 指出在均匀运动的介质中, 光的传播速度应为

$$v_{\text{move}} = \frac{c}{n} + fv \quad (7)$$

式中:  $c$  为真空光速;  $n$  为介质折射率;  $v$  为介质运动速度;  $f = 1 - 1/n^2$  为 Fresnel 拖曳系数, 反映了折射率对拖曳效应强度的调制。Fresnel 的理论基于以太背景假设, 却成功预测了部分相对论性质, 被视为洛伦兹变换发展的早期铺垫。1851 年, Fizeau 通过精确干涉实验首次观测到该现象, 验证了光速在运动介质中发生微小偏移<sup>[7]</sup>。这一实验不仅证实了 Fresnel 拖曳公式, 也为后来的相对论光学提供了重要的实验基础。

当介质处于旋转状态时, 光子拖曳效应表现为偏振面或图像随介质发生旋转。这一旋转具备明确的手性特征: 由于旋转介质中 LCP 与 RCP 模式感受到的有效折射率不同, 形成圆双折射效应, 从而引起偏振面旋转。1972 年, Jones 首次在实验上观测到旋转介质引起的偏振面偏转<sup>[5]</sup>。1976 年, Player<sup>[56]</sup>基于麦克斯韦方程组系统建立了旋转介质中平面波携带自旋角动量的传播模型, 并指出其等效介电响应取决于介质运动状态。

1993 年, Nienhuis<sup>[57]</sup>进一步指出, 在色散介质接近共振区传播时, 折射率会呈现显著的动理修正。

随着光学 OAM 作为一种新的光学自由度被提出, 2007 年 Padgett 团队<sup>[58]</sup>研究了具有 OAM 的光束在旋转介质中的拖曳效应。他们发现 OAM 对偏振的旋转不产生影响, 但会引起光束图像旋转, 呈现出与法拉第效应互补的行为特征——后者仅作用于偏振, 不影响光束截面图像。

在旋转介质中, 光子拖曳引起的偏振面或者图像旋转角度可由下式估算<sup>[5, 56, 58]</sup>:

$$\Delta\phi = \left( n_g - \frac{1}{n_\phi} \right) \frac{\Omega L}{c} \quad (8)$$

式中:  $n_g$  和  $n_\phi$  分别为介质的群折射率和相折射率;  $\Omega$  为旋转角速度;  $L$  为光在介质中传播的长度。由于旋转角度通常极小 ( $10^{-6} \sim 10^{-8}$ ), 实验上难以直接探测。然而, 当群折射率  $n_g$  极大时, 该角度明显增大。2011 年, Boyd 团队<sup>[8]</sup>利用慢光技术放大光子拖曳效应, 成功观测到光束图像的旋转, 如图 3 所示。这是首次在实验上明确演示的图像旋转效应, 证明了利用慢光介质增强微弱光学效应(如光子拖曳效应)的可行性, 为后续高灵敏度光学陀螺仪提供了理论和实验基础。

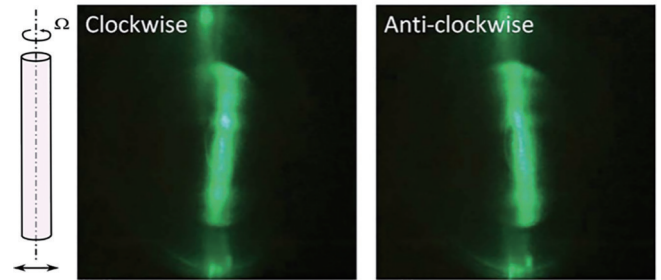


图 3 旋转介质中的光子拖曳效应<sup>[8]</sup>

Fig. 3 Photon drag effect in a rotating medium<sup>[8]</sup>

2024 年, She 等<sup>[59]</sup>提出将慢光介质与高品质因子的法布里-珀罗(FP)腔结合的方案, 进一步提升了光子拖曳效应的灵敏度。在该方案中, 掺杂  $\text{Er}^{3+}$  的玻璃棒作为旋转介质引入腔内, 慢光效应显著提高了群折射率, 同时降低了 FP 腔模式线宽, 从而增强了对极弱相位旋转的响应能力。具体设计中, 他们构建了一个总长约为 20 cm、含 10 cm 长慢光介质的紧凑型腔结构, 其理论群折射率  $n_g \approx 3.7 \times 10^6$ , 相应的陀螺仪灵敏度  $\Delta\Omega_{\text{min}} \approx 26 \text{ frad}/(\text{s} \cdot \text{Hz}^{1/2})$ 。这一水平超过当前主流的大尺寸环形激光陀螺与光纤陀螺, 为探索地球自转微扰、测地进动与广义相对论中的惯性系拖曳效应等提供了潜在平台。

### 2.4 Sagnac 效应

Sagnac 效应描述了光沿封闭路径传播时, 在旋转参考系中由路径运动引发的相位差现象。这种相位差将导致干涉图样发生变化, 形成所谓的 Sagnac 干涉效

应<sup>[9-11]</sup>。在惯性参考系中,光沿固定光路顺时针与逆时针传播的光程完全相同;但当参考系处于旋转状态时,两个传播方向的光束由于旋转引起的路径差异而具有不同的传播时间,从而积累出可观测的相位差。其本质可视为旋转运动引起的方向依赖性群折射率差异,使传播时间产生非对称性,从而揭示了 Sagnac 效应所固有的手性本质。

假设旋转角速度为  $\Omega$ , 光路围成面积为  $A$ , 入射光波长为  $\lambda$ , 则相位差表达式<sup>[9-10]</sup>为

$$\Delta\phi = \frac{8\pi\Omega \cdot A}{\lambda c} \quad (9)$$

Sagnac 效应的这一手性特征在旋转谐振腔系统中尤为明显。具体而言,在旋转系统中,正反方向传播光所经历的相位积累会发生明显的频率差异。设静止环形腔的本征频率为  $\omega_c$ , 旋转后顺时针模式的频率为  $\omega_c + \Delta_F$ , 而逆时针模式频率变为  $\omega_c - \Delta_F$ , 其中  $\Delta_F$  为 Sagnac-Fizeau 频移<sup>[9-10]</sup>, 表达式为

$$\Delta_F = \frac{nR\Omega\omega_c}{c} \left( 1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (10)$$

该频移表达式显示出介质折射率  $n$ 、介质色散 ( $dn/d\lambda$ ) 以及旋转速度等因素对光传播特性的综合作用。这一频移不仅直接体现了旋转导致的方向性传播差异,也为构建光学非互易器件提供了明确的物理机制与实验途径。Maayani 等<sup>[11]</sup>基于旋转微球谐振腔与“飞行耦合器”构建的实验系统(图 4), 成功实现了 99.6% 的方向性光隔离率。这一成果充分展现了 Sagnac 效应在经典光学非互易技术中的巨大潜力。

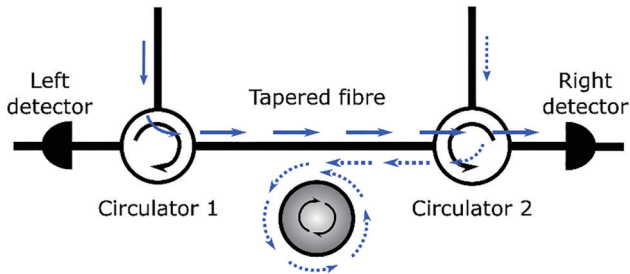


图 4 旋转腔诱导的 Sagnac 效应<sup>[11]</sup>

Fig. 4 Sagnac effect induced by a rotating cavity<sup>[11]</sup>

更有趣的是,这种经典手性光学效应还可被用于实现纯量子的非互易行为。2018 年, Huang 等<sup>[60]</sup>利用旋转腔 Sagnac 效应实现了非互易光子阻塞效应。通过控制腔体的旋转方向与速度,系统对正反方向入射光场表现出显著的非对称非线性响应:一侧产生光子阻塞;另一侧则发生光子诱导隧穿。这一现象体现了经典手性机制在非互易量子效应研究中的潜在价值和广阔应用前景。

### 3 手性量子光学机制与光非互易传输

不同于经典手性光学中光束与宏观介质耦合的非

对称响应,当研究系统深入到微纳尺度,研究对象转向单光子层级时,光与物质之间的相互作用将呈现出明显的量子特性。在经典尺度下,光场和介质相互作用可通过介电常数、折射率等宏观参数近似描述;在量子尺度下,系统的离散能级结构、量子态特性与干涉过程成为主导因素。在特定耦合机制下,量子系统会对光子的自旋、传播方向乃至轨道角动量等自由度表现出显著的非对称性,构成“手性量子光学”的基本内涵。这类非对称机制不仅拓展了量子光学与量子信息中的调控手段,也为实现方向选择性的光子操控与非互易量子器件的构建提供了坚实的物理基础。本节将系统地梳理 5 种具有代表性的手性量子光学机制,分别为自旋-动量锁定机制、极化-动量锁定机制、定向量子压缩机制、库工程机制和高维轨道角动量诱导的手性相互作用。

#### 3.1 自旋-动量锁定机制

自旋-动量锁定是指光子在传播过程中,其传播方向与横向自旋之间存在确定性对应关系,即沿相反方向传播的光子携带相反的横向自旋,对应的面内圆偏振的旋转方向互为镜像<sup>[61]</sup>。当光场在横向维度受到强烈空间限制(如波导、界面或紧聚焦条件)时,除了传统横向电场分量外,还会诱导出沿传播方向的纵向电场分量。横纵向分量振幅相近,且相位差为  $\pm\pi/2$ , 二者叠加后产生面内圆偏振电场,从而赋予光子横向自旋。相位差的正负号随光的传播方向翻转<sup>[21,52]</sup>,因此圆偏振光的旋转方向(横向自旋方向)也随光的传播方向翻转,即自旋-动量锁定。在存在横向自旋的条件下,正向传播电场  $[\mathbf{E}_k(\mathbf{r})]$  和反向传播电场  $[\mathbf{E}_{-k}(\mathbf{r})]$  满足时间反演操作  $\Re\{\mathbf{E}_k(\mathbf{r})\} = \mathbf{E}_{-k}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_k^*(\mathbf{r})$ , 于是

$$\mathbf{E}_k(\mathbf{r}) \neq \mathbf{E}_{-k}(\mathbf{r}) \quad (11)$$

从而在同一空间点处形成与传播方向相关的圆偏振光场,即手性光场,具体表现为:光沿某一方向传播经过局部区域时,呈现为左旋(或右旋)圆偏振;若反向传播,则圆偏振反转。该机制已在多种光学平台得到验证,如紧聚焦高数值孔径光束<sup>[19]</sup>、全反射界面<sup>[21,61]</sup>、微纳尺度的光子器件(光波导、回音壁模式微环腔等)<sup>[18-19,62-63]</sup>,表现为:光沿某一方向传播经过局部区域时,场呈现左旋(或右旋)圆偏振,而沿反方向传播,则对应右旋(或左旋)圆偏振,具有偏振态的方向依赖性。

当与具有手性选择性的量子发射体(如原子、量子点、二维材料等)耦合时,光子的传播方向会决定其耦合强度,进而引发所谓的“手性相互作用”。这种相互作用可用于构建单光子级别的非互易器件,如光隔离器和光环形器。Xia 等<sup>[64]</sup>最早提出利用自旋-动量锁定机制与铯原子的手性耦合实现单光子隔离器和环形器。如图 5(a)所示,自旋-动量锁定使得逆时针传播模式的倏逝光场呈右旋( $\sigma_+$ )圆偏振,而顺时针传播模式的倏逝光场则呈左旋( $\sigma_-$ )圆偏振。如图 5(b)所示,当

铯原子初始制备在  $|F = 4, m_F = +4\rangle$  塞曼态时, 其与左、右旋圆偏振光耦合对应的跃迁偶极矩不同, 导致其与逆时针模式耦合的强度  $g_k$  和与顺时针模式耦合的强度  $g_{-k}$  不同<sup>[64]</sup>, 即

$$g_k \neq g_{-k} \quad (12)$$

从而实现了方向性依赖的手性耦合。这种光与原子手性的耦合能够打破系统的时间反演对称性, 实现单光子环形器功能, 即光子从端口 P1 入射时, 从 P2 出射, 而光子从端口 P2 入射时, 从 P3 出射。随后, Scheucher 等<sup>[24]</sup>在瓶状微环腔中实现了该方案的实验验证。如图 5(c)、(d) 所示, 他们搭建了铯原子 (<sup>85</sup>Rb) 与瓶状

微环腔耦合的装置, 将铷原子 (<sup>85</sup>Rb) 初始化为  $|F = 3, m_F = +3\rangle$  状态后, 其与  $\sigma_+$  模的耦合强度显著大于  $\sigma_-$  模, 从而实现了功能完备的单光子环形器。在片上系统中, Tang 等<sup>[23]</sup>利用微环腔倏逝波中的自旋-动量锁定光场, 与经光学斯塔克技术初始化后的量子点耦合, 构建单光子隔离器。该方案兼具高集成度与方向选择性, 适用于量子芯片平台。此外, Guddala 等<sup>[65]</sup>进一步提出将过渡金属二硫化物(如单层 WS<sub>2</sub>)作为手性耦合介质, 实现全光控制的非互易器件。通过一束  $\sigma_-$  泵浦光诱导 WS<sub>2</sub> 的圆二色性, 使其对  $\sigma_+$  与  $\sigma_-$  圆偏振光的吸收率不对称, 从而实现全光隔离功能。

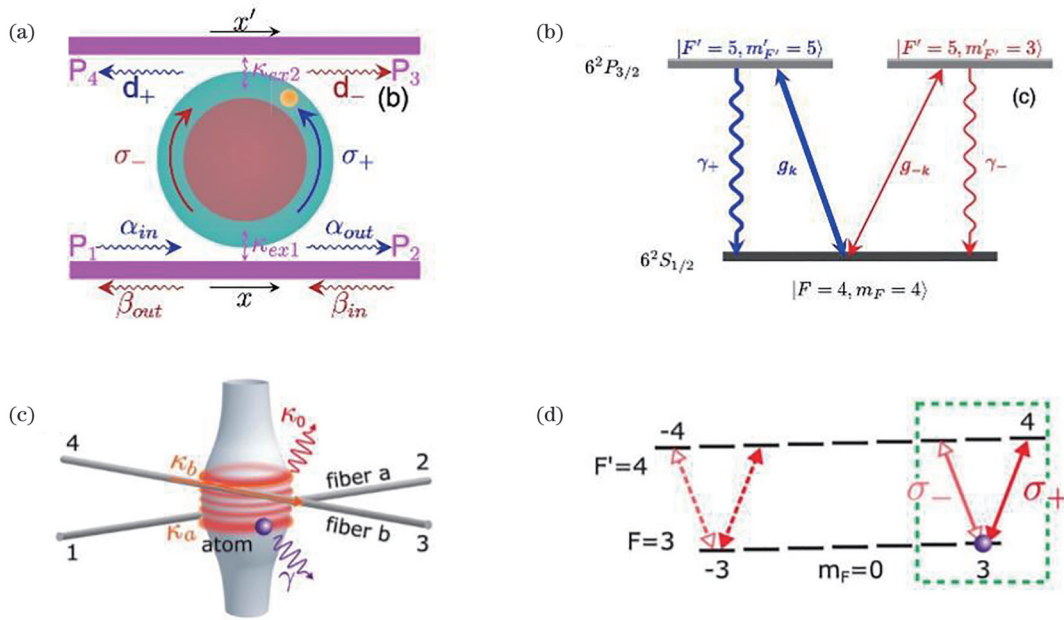


图 5 自旋-动量锁定诱导光子非互易传输。微环腔中自旋-动量锁定的(a)光子与原子手性相互作用系统和(b)原子能级图<sup>[64]</sup>;微球腔中自旋-动量锁定的(c)光子与原子手性相互作用系统和(d)原子能级图<sup>[24]</sup>

Fig. 5 Spin-momentum locking induced nonreciprocal photon transmission. (a) Schematic of spin-momentum-locked photons in a micro-ring resonator chirally interacting with atoms and (b) the corresponding atomic level diagram<sup>[64]</sup>; (c) schematic of spin-momentum-locked photons in a microsphere resonator chirally interacting with atoms and (d) the corresponding atomic level diagram<sup>[24]</sup>

自旋-动量锁定机制不仅揭示了光场中的基本传播与偏振耦合规律, 也为实现片上集成、低功耗、单光子非互易器件提供了物理基础和实施路径, 是当前手性量子光学研究的核心支撑机制之一。

### 3.2 极化-动量锁定机制

极化-动量锁定是指光在介质中传播时, 介质对其响应的极化率随光的传播方向变化<sup>[26-32]</sup>。这一现象主要源于原子热运动所诱导的微观多普勒效应。在热原子气体中, 原子速度服从麦克斯韦-玻尔兹曼分布, 不同运动方向的原子对同一入射光的感受频率不同: 沿光传播方向运动的原子感受到红移, 反向运动的原子则感受到蓝移。但在没有外部干预的情况下, 这种频率偏移在宏观上的平均值为 0, 介质的极化率对正反向传播的光基本对称。若施加一束单向控制光, 则会

打破这种对称性。例如, 将一束控制光(波矢为  $\mathbf{k}_c$ )从正方向注入原子介质, 同时从正、反两个方向注入探测光: 对于正向探测光(波矢为  $\mathbf{k}_p$ ), 其与控制光传播的方向相同, 因此原子始终感受到两束光具有相同符号的多普勒频移; 反向探测光(波矢为  $-\mathbf{k}_p$ )与控制光的传播方向相反, 原子感受到的多普勒频移则相反。因此, 正反向探测光与原子的相互作用出现差异, 导致原子介质对正反向探测光的极化响应不同<sup>[30]</sup>:

$$\begin{cases} \chi_{\mathbf{k}_p} = \int_{-\infty}^{+\infty} N(v) f(\mathbf{k}_c v, \mathbf{k}_p v) dv \\ \chi_{-\mathbf{k}_p} = \int_{-\infty}^{+\infty} N(v) f(\mathbf{k}_c v, -\mathbf{k}_p v) dv \\ \chi_{\mathbf{k}_p} \neq \chi_{-\mathbf{k}_p} \end{cases} \quad (13)$$

式中:  $\chi_{\pm \mathbf{k}_p}$  表示原子介质对正向或反向探测光的极化

率响应;  $N(v)$  表示单个原子的运动速度  $v$  所满足的麦克斯韦-玻尔兹曼分布。原子热运动的微观多普勒效应诱导了原子介质的极化率与光的传播动量相关, 即极化-动量锁定。

极化-动量锁定已被实验证实可用于诱导光子的非互易传输。Zhang 等<sup>[26]</sup>通过构建光学环形腔并在腔中引入含铷原子的气体池, 演示了基于热原子体系的光子非互易传输。在实验中, 强控制光耦合原子能级  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ , 失谐量为  $\Delta_c$ , 弱探测光耦合  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ , 失谐量为  $\Delta_p$ 。对于与控制光同向传播的正向探测光, 由于多普勒频移相同, 可形成双光子共振条件下的暗态, 使得原子对探测光透明, 光可以几乎无损地通过, 如图 6(a)、(c) 所示。相反地, 反向传播的探测光因频移符号相反, 打破了共振条件, 暗态被破坏, 探测光被反射, 如图 6(b)、(d) 所示。正反向光对原子气体介质的极化率响应不同, 实现了光子的非互易传输, 即探测光的正向传输率远大于反向传输率。Xia 等<sup>[27]</sup>发现在 N 型四能级原子系统中, 极化-动量锁定可诱导手性克尔非线性, 并据此设计了单光子隔离器与环形器方案。Li 等<sup>[66]</sup>在实验上验证了该方案, 实现了隔离度达到

20 dB 的片上光子非互易器件。Zhang 等<sup>[28]</sup>进一步基于手性克尔效应构建了嵌入  $\Lambda$  型原子系统的马赫-曾德尔干涉仪, 实现了保真度达 0.98 的光环形器。Liang 等<sup>[67]</sup>在此基础上引入光子碰撞效应, 拓宽了非互易频率响应带宽, 在实验上实现了大于 20 dB、频带宽达 1.2 GHz 的高性能非互易传输。更进一步, Dong 等<sup>[29]</sup>基于原子系统中的极化-动量锁定机制, 实验实现了单光子非互易传输, 标志着该机制在量子信息尺度下的实际可用性。Lin 等<sup>[68]</sup>利用极化-动量锁定的原子系统在实验上实现了非互易光信号放大。值得注意的是, 以上讨论主要基于微观多普勒效应, 即原子的热运动。在另一类系统如光子晶体中, 通过集体原子运动所诱导的宏观多普勒效应, 亦可引发类似的非互易传输现象<sup>[69]</sup>。

### 3.3 定向量子压缩机制

在非线性光学腔中, 引入泵浦光可激发非线性光学参量过程: 一束频率为  $\omega_p$  的泵浦光子在非线性介质作用下产生两个低频光子, 分别为信号光子与闲频光子, 对应频率  $\omega_s$  与  $\omega_i$ 。该过程满足能量守恒与动量守恒(相位匹配)定律, 即  $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ , 且波矢满足  $\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i$ , 其中  $\mathbf{k}_p$ 、 $\mathbf{k}_s$  及  $\mathbf{k}_i$  对应泵浦光、信号光和闲频光的波矢。如果泵浦光的频率是信号光的两倍, 那么信号光和闲频光的频率满足  $\omega_s = \omega_i$ , 这样泵浦光通过一个光子转化成两个光子的过程称为简并光学参量放大。若泵浦光为强连续波相干场, 可对其进行相干态近似处理。简并光学参量放大过程的有效哈密顿量可写为  $H/\hbar = \Omega_p/[2(e^{-i\theta_p}b^\dagger + e^{i\theta_p}b^2)]$ , 其中  $\Omega_p$  表示泵浦强度,  $\theta_p$  为泵浦相位,  $b$  为光子湮灭算符。该过程的动力学演化对应标准的压缩变换, 可在腔内产生单模量子压缩态。若腔体为环形结构(如微环腔), 其支持两个频率相同但传输方向相反的行波模式。在固定泵浦光( $\mathbf{k}_p$ )方向的情况下, 压缩光场的产生方向将受限于相位匹配条件: 仅当信号光与泵浦光传播方向相同时,  $\mathbf{k}_p$  方向的压缩态才能被有效激发; 反向传播的信号光由于不满足相位匹配条件, 无法产生  $-\mathbf{k}_p$  方向的压缩态。这一方向选择性压缩过程被称为“定向量子压缩”。又由于量子压缩光与物质的耦合强度随着压缩度的增加而显著增强<sup>[33-34, 70]</sup>, 因此定向量子压缩将诱导光与物质的手性相互作用, 即

$$J_{\mathbf{k}_p}^s \neq J_{-\mathbf{k}_p} \quad (14)$$

式中:  $J_{\mathbf{k}_p}^s$  和  $J_{-\mathbf{k}_p}$  分别表示  $\mathbf{k}_p$  方向的压缩光与物质的耦合强度和  $-\mathbf{k}_p$  方向的非压缩光与物质的耦合强度。

基于定向量子压缩诱导的手性耦合机制, 可实现光子非互易传输以及非互易量子效应。2022 年, Tang 等<sup>[35]</sup>提出定向泵浦片上非线性微环腔可激发定向压缩光学模式, 并通过光学模式间的手性耦合可实现光子非互易传输。如图 7 所示, 系统包含两个基于铌酸锂的非线性环形微腔( $R_A$  与  $R_B$ ) 和两根耦合波导。泵浦

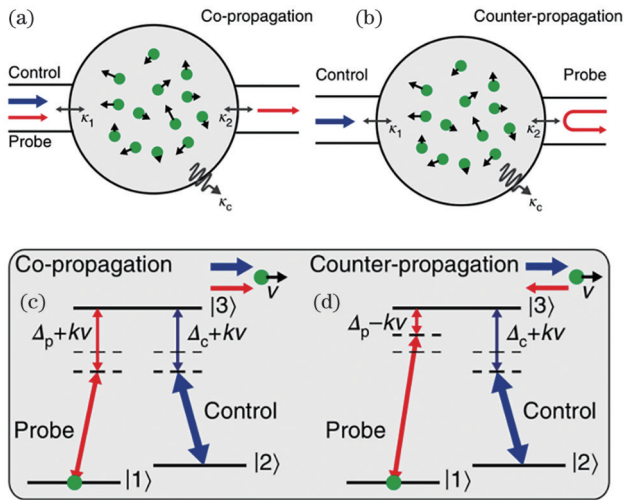


图 6 极化-动量锁定诱导光子非互易传输<sup>[26]</sup>。系统示意图: (a) 控制光与探测光同向入射到原子气体系统; (b) 控制光与探测光反向入射到原子气体系统。原子能级示意图: (c) 原子感受到同向传输的控制光和探测光相同的多普勒频移; (d) 原子感受到反向传输的控制光和探测光相反的多普勒频移

Fig. 6 Susceptibility-momentum locking induced nonreciprocal photon transmission<sup>[26]</sup>. System schematics: (a) co-propagating control and probe beams incident on the atomic gas system; (b) counter-propagating control and probe beams incident on the atomic gas system. Atomic energy level diagrams: (c) under co-propagation, both the control and probe beams experience the same Doppler shift; (d) under counter-propagation, the control and probe beams experience opposite Doppler shifts

光固定从端口 3 入射,在相位匹配条件限制下,激发  $R_B$  腔中逆时针压缩腔模,而顺时针模式仍为普通腔模。当信号光正向入射时,激发  $R_A$  腔中顺时针普通腔模,进而与  $R_B$  腔中逆时针压缩腔模强耦合(耦合强度为  $J_s$ );当信号光反向入射时,两腔均为普通腔模,耦合强度较弱(耦合强度为  $J_0$ )。正反向信号光驱动腔模式间手性耦合( $J_s \gg J_0$ ),从而实现信号光子的非互易传输。仿真实验结果显示,该机制可实现超过 40 dB 的光隔离度和 98% 以上保真度的三端口准环形器。进一步地,若在系统中注入与压缩腔模匹配的压缩真空场,还可有效抵消泵浦引入的附加噪声,从而实现真正意义上的单光子隔离器与环形器。此外,该机制已被拓展

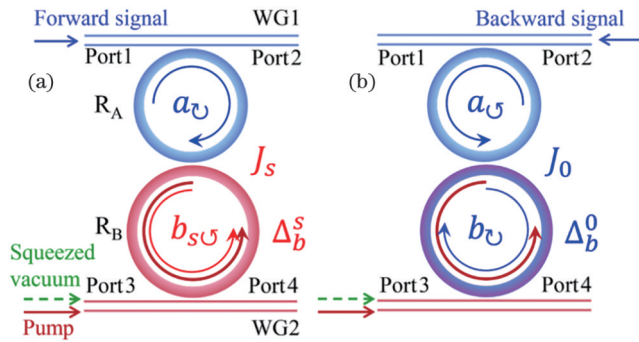


图 7 定向量子压缩诱导光子间手性耦合,实现单光子非互易传输<sup>[35]</sup>。泵浦光固定从端口 3 入射:(a)正向信号光入射,量子压缩调制的光子-光子耦合;(b)反向信号光入射,腔模式相互作用不受量子压缩调制

Fig. 7 Photon-photon chiral coupling induced by directional quantum squeezing enables nonreciprocal photon transmission<sup>[35]</sup>. The pump field is fixed to enter from port 3: (a) forward signal input leads to photon-photon interaction modulated by quantum squeezing; (b) backward signal input results in cavity-cavity coupling that is not modulated by quantum squeezing

用于构建其他量子非互易器件与效应,包括非互易光子阻塞<sup>[71-73]</sup>、非互易声子激光<sup>[74]</sup>、非互易磁子激光<sup>[75-76]</sup>、非互易超辐射相变<sup>[77]</sup>和非互易量子纠缠增强<sup>[78]</sup>。这些研究表明,定向量子压缩不仅是一种生成非经典光场的手段,更是一种能够实现手性相互作用、诱导量子尺度非互易效应的关键机制,尤其适用于集成量子器件和高灵敏度光子操作平台的设计。

### 3.4 库工程机制

库工程(reservoir engineering)最早源于对开放量子系统中耗散过程的可控性研究。传统上,环境对量子系统的影响被视为不可避免的噪声源,但自 20 世纪 90 年代中期起,研究者逐渐意识到,通过精确调控系统与外界之间的耦合,可以“设计”耗散过程,使之反过来用于调控系统态的动力学与稳态结构。Poyatos、Cirac 和 Zoller 于 1996 年首次提出在激光冷却离子系统中构建可编程主方程,从而实现对系统指针基(pointer basis)和稳态行为的操控<sup>[79]</sup>。该工作奠定了库工程作为一种正面利用耗散过程来生成、维持或保护量子态的基本理论框架。

在其后的研究中,库工程被广泛应用于量子态制备,纠缠保持、量子计算和量子模拟等方向<sup>[80-83]</sup>。直到 2015 年,Metelmann 和 Clerk<sup>[37]</sup>首次将其用于构建光子之间的非互易耦合,开启了库工程在手性量子光学中的新篇章。该机制通过精心设计开放量子系统的耗散环境,以实现光与物质相互作用的方向依赖性。具体而言,两个腔模通过相干耦合和共同耗散通道共同作用(图 8),在调节二者耦合强度的匹配关系下,可实现一方向上传输有效、反方向被抑制的非互易光子耦合。这种非互易性并非源于传统的干涉效应,而是源自相干与非相干过程间的干涉,具有较强的鲁棒性和较大的工作带宽。随后,Fang 等<sup>[38]</sup>在实验中验证了类似机制在光机械系统中的可行性,通过相位相关的泵浦激光驱动生成合成磁通,同时引入机械耗散通道,在硅基

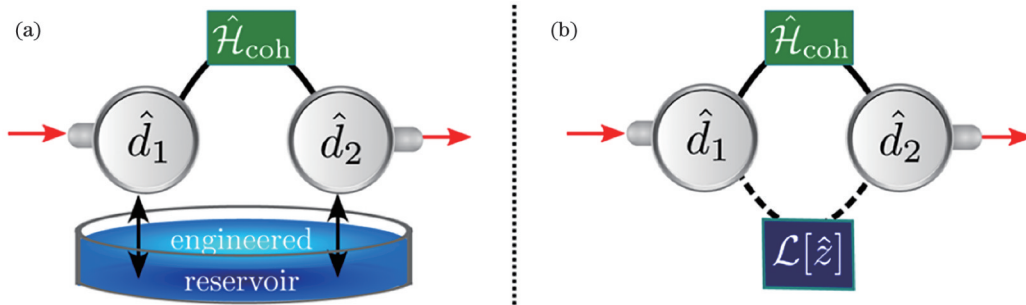


图 8 基于库工程的非互易设计原理<sup>[37]</sup>。(a)产生方向性的基本方法,即两个空腔通过相干哈密顿量  $\hat{H}_{coh}$  直接耦合在一起,并且每个空腔都耦合到相同的(非方向性)耗散环境中;(b)在图 8(a)中的耗散环境介导了两个腔体之间的相互耗散作用,通过平衡腔体之间相干相互作用和耗散,可以打破互易性

Fig. 8 Nonreciprocal design principle based on reservoir engineering<sup>[37]</sup>. (a) Basic scheme for generating directionality: two cavities are directly coupled via a coherent Hamiltonian interaction  $\hat{H}_{coh}$ , and each cavity is also coupled to a common (non-directional) dissipative reservoir; (b) shared dissipative environment in Fig. 8(a) mediates a nonlocal dissipative coupling between the two cavities

光机械芯片中实现了高达 35 dB 隔离度的非互易传输,并进一步展示了方向性放大功能(正向放大达 12 dB,反向则被显著抑制)。

之后,库工程机制也被扩展至更广泛的量子平台。例如:Lu 等<sup>[39]</sup>在热原子系统中通过构建非马尔科夫储库环境,在实验上实现了无需外加磁场即可诱导的非互易光传输;Wang 等<sup>[84]</sup>则提出一种基于耗散规范对称性的理论机制,通过刘维尔主方程中的耦合跳跃算符,实现了稳态下的单向量子门操作,展示了无需合成磁通即可控制非互易量子相互作用的可能性;Ahmadi 等<sup>[85]</sup>将库工程应用于量子电池的非互易充电中,利用耗散环境中相干与非相干过程的干涉效应,实现了电池与充电器之间定向能量流动,显著提升了量子电池能量累积效率,并为未来高效量子能量管理提供了理论基础。

### 3.5 高维手性量子光学

光场的 OAM 是一种特殊的空间结构属性,表现为螺旋波前相位,例如, Laguerre-Gaussian 模式具有典型形式  $e^{il\varphi}$ , 其中  $l$  为拓扑荷数,决定了光束波前的旋向:  $l > 0$  表示左旋螺旋;  $l < 0$  表示右旋螺旋<sup>[86-88]</sup>。这种波前旋向的不对称性可视为几何或拓扑意义上的方向依赖性<sup>[89]</sup>。

众所周知,光的自旋角动量对原子的跃迁选择定则具有直接影响。然而,早期研究普遍认为光的 OAM 难以直接影响原子的内态结构,原因在于原子体积远小于光束螺旋波前尺度,使局域作用微弱<sup>[90]</sup>。2016 年, Kaler 团队<sup>[40]</sup>证明,光学 OAM 可以与原子内态相互作用。他们在受控离子系统中利用 Laguerre-Gaussian 模式激发电四极跃迁,发现当 OAM 与自旋角动量满足角动量守恒定律时,跃迁效率显著增强,验证了光子 OAM 可直接影响电子跃迁过程。该工作确立了 OAM 在光与物质耦合中的作用,为 OAM 参与角动量转移机制提供了实验依据,也为发展高维量子信息存储、光学选择定则调控等方向开辟了新路径。

2024 年, Chen 等<sup>[41]</sup>提出一种基于离子-腔量子电动力学系统的高维手性相互作用理论方案(图 9)。该方案通过将光子态同时编码在自旋角动量和 OAM 的组合态上,构成高维希尔伯特空间。如图 9(b)所示,利用特定离子的电四极跃迁选择规则,他们设计了一种光子与离子能级之间的自旋耦合方案:只有特定拓扑荷的 OAM 态光子与特定离子跃迁强烈耦合,才能实现确定性的条件相位翻转量子门操作<sup>[41]</sup>。理论分析表明,该高维双光子量子门方案的操作保真度能够超过 98%。

除了该工作之外,近期的一些研究也展示了通过引入自旋-轨道耦合或利用非对称结构如量子霍尔系统实现高维手性相互作用的潜力,例如涡旋光可以通过明确的 OAM 向量与电子朗道能级间的耦合,在电子量子霍尔态中诱导电子定向流动<sup>[91]</sup>。此外,集成光学芯片中的微环谐振腔结构结合角向光栅设计,可高

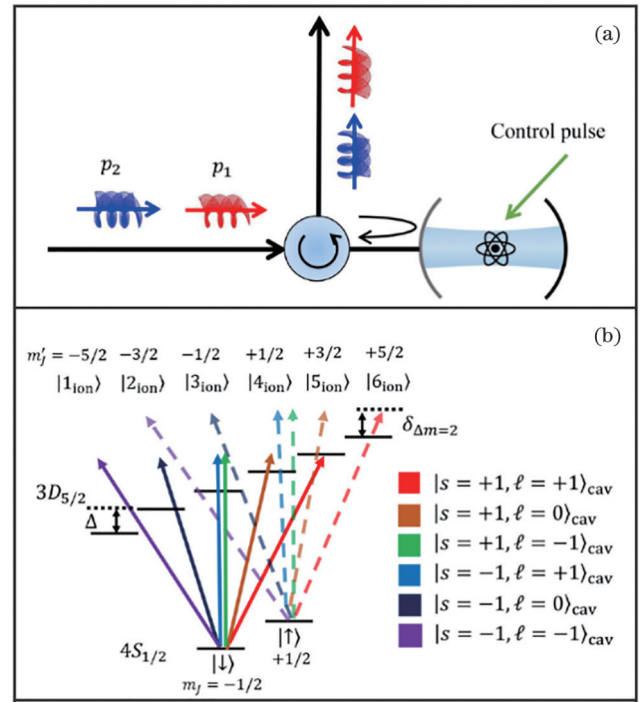


图 9 高维双光子量子控制相位翻转门原理示意图<sup>[41]</sup>。(a)基于离子-腔耦合的高维双光子量子控制相位翻转门系统,携带自旋和 OAM 的两个单光子脉冲  $p_1$  和  $p_2$  作为四维量子比特输入;(b)离子跃迁能级图,跃迁是由光子以不同的自旋和 OAM 组合驱动的

Fig. 9 Schematics of high-dimensional two-photon quantum controlled phase-flip gate<sup>[41]</sup>. (a) System diagram of a high-dimensional two-photon quantum controlled phase-flip gate based on ion-cavity coupling, where two single-photon pulses,  $p_1$  and  $p_2$ , carrying both spin and orbital angular momentum, serve as four-dimensional qubit inputs; (b) energy-level diagram of the ion, and transitions are driven by photons with different combinations of spin and orbital angular momentum

效产生多阶 OAM 模式<sup>[92-93]</sup>,为 OAM 与物质之间的自旋相互作用研究提供了理想平台。

尽管高维手性量子光学仍处于起步阶段,尚未形成统一的理论框架,但其发展潜力已受到广泛关注。OAM 模式所固有的空间手性特征与高维自由度,为构建方向敏感、状态可控的量子接口提供了独特优势。近期的理论和实验工作表明,通过巧妙地利用高维 OAM 态的空间手性结构,有望实现真正意义上的高维手性相互作用<sup>[94-96]</sup>,为高维手性量子光学领域的进一步探索提供了关键的理论基础和研究思路。

## 4 手性量子光学交叉前沿

手性量子光学的发展正促使人们重新审视光与物质相互作用的基本方式。除了基本机制的不断拓展,手性作为一种光-物质相互作用中非对称响应的体现,正逐渐渗透至多个前沿物理领域,特别是在拓扑光子

学与非厄米光学中出现深度交叉。一方面,拓扑光子系统提供了鲁棒的边界态和非局域关联,为手性光场中的单向传播与量子态操控提供了天然平台。手性与拓扑的结合不仅加大了对光-物质耦合的控制力,还使得方向依赖的量子过程具备拓扑保护的优势,催生所谓“手性拓扑量子光学”。另一方面,非厄米光学中的增益、损耗和复谱结构也天然引入非对称性与不可逆性。将手性耦合引入非厄米体系,能进一步拓展非互易传输的调控维度,形成对称性破缺与方向选择性的协同效应,构建新的“手性非厄米量子光学”框架。本节将围绕这两个交叉方向展开,分析其基本物理、代表性模型及潜在应用,重点分析这些交叉体系在量子信息处理、非互易量子网络以及高灵敏度量子传感领域的潜在应用与优势,揭示手性量子光学机制与前沿领域融合的深刻物理内涵与广阔应用前景。

#### 4.1 手性拓扑量子光学

拓扑物理学兴起于凝聚态体系,旨在通过几何与拓扑不变量刻画固态材料中能带与量子态的整体结构特征。近年来,拓扑概念被引入光学系统<sup>[97-99]</sup>,推动了拓扑光子学的发展。其核心思想是利用系统的拓扑结构,使光子在边界或缺陷附近实现鲁棒、无散射的传播。然而,目前的拓扑光子学仍以经典光场为主<sup>[99]</sup>,真正意义上的“量子拓扑光子学”研究尚处于起步阶段<sup>[100]</sup>。

随着量子光学的迅速发展,研究焦点正逐步转向探索拓扑机制与量子态耦合的物理规律及其应用潜力。手性量子光学作为量子光学中的一个重要方向,关注光与物质之间具有方向选择性的相互作用机制。在此背景下,拓扑光子学与手性量子光学的融合催生出“手性拓扑量子光学”这一新兴交叉方向,旨在构建兼具拓扑保护与方向选择性的量子光-物质界面。

实现手性拓扑量子光学的一种直接路径,是将具有极化选择性跃迁的量子发射体嵌入拓扑光子结构中<sup>[101-104]</sup>。例如,Barik 等<sup>[105]</sup>通过将单个量子点定位于拓扑光子晶体交界处,构建了一个实现自旋-动量锁定的单光子发射平台,并在实验中演示了沿边界无反射弯折传播的鲁棒性[图 10(a)]。这一设计显著提升了光子传输的方向性与抗干扰能力,为提升集成量子器件的稳定性提供了新范式。随后,Barik 团队<sup>[106]</sup>与 Mehrabad 等<sup>[107]</sup>基于 Valley-Hall 拓扑晶体,分别构建了手性拓扑共振腔[图 10(b)、(c)],实现了量子点与拓扑腔模之间的强耦合,在实验中观察到拓扑保护的定向单光子发射与 Purcell 增强效应。Mehrabad 团队<sup>[108]</sup>进一步构建了一个四端口 add-drop 拓扑滤波器,实现了单个量子点不同自旋态向指定输出端口的路由控制[图 10(d)],展示了拓扑保护、多模选择性与片上量子光路功能的深度融合。这些实验为构建

具备本征鲁棒性与量子调控能力的手性光子器件奠定了基础。

在单个量子发射体耦合机制的基础上,研究正逐步从单体拓展到多体系统,关注发射体阵列与拓扑结构之间的集体效应。2022 年,Tang 等<sup>[109]</sup>提出一个由周期性排列的二能级发射体与 Su-Schrieffer-Heeger (SSH)微环腔链构成的手性耦合系统。如图 11 所示,量子发射体与微环腔手性耦合,即当 A 腔处于顺时针模式激发时,量子发射体与之耦合,反之解耦合。因此,当正向激发系统(从端口 1 或 3 入射)时,系统可以等效成图 11(b)中的 L 形三聚体链,而当反向激发系统(从端口 4 或 2 入射)时,系统退化成图 11(c)中的二聚体链。该体系展现出多样的单光子能带结构,包括非互易边界态、非互易平带以及非互易带隙。在此基础上,研究者们设计了一种基于非互易带隙的频率复用型单光子环形器。值得注意的是,该量子器件即便在缺乏拓扑保护的条件下,仍展现出优异的抗背向散射性能。这揭示了非互易性可能在某些量子器件中扮演比拓扑更为核心的角色<sup>[110]</sup>。在更一般的情形下,当多个量子发射体周期性地耦合至具有拓扑结构的光学“库”中时,系统整体的拓扑性质将由“库”拓扑结构与发射体间光子介导相互作用共同决定。2024 年,Roccati 等<sup>[111]</sup>提出并建立了一个完整的发射体-拓扑光学库对应理论,揭示了系统的有效哈密顿量是否继承光子库的拓扑不变量,取决于系统的厄米性、空间维度的奇偶性以及拓扑类别。该理论为设计具备目标拓扑特性的量子发射体系统提供了一个可参考的分析框架。

基于量子发射体与拓扑光子结构耦合实现的手性拓扑量子光学,本质上是对自旋-动量锁定机制与拓朴效应相互作用的深入探索,进一步还可扩展至合成维度<sup>[112]</sup>与 Floquet 调控<sup>[113]</sup>。其他类型的手性量子光学机制同样可与拓扑结构结合,展现出新奇的拓朴量子效应,例如利用非互易动量匹配<sup>[114]</sup>或旋转腔系统<sup>[115]</sup>方案,也可以实现具有非互易性的单光子能带结构。

除上述基于结构工程的实现方式外,近年来还出现了一类由系统自身拓朴属性诱导的手性量子行为。2024 年,Li 等<sup>[116]</sup>构建了一个特殊的一维微环腔 SSH 阵列,提出一种由拓朴结构驱动的手性量子态生成方案。2025 年,Liu 等<sup>[117]</sup>则在热原子气室中构造了动量空间中的 SSH 超辐射晶格,并在实验上展示了通过 Zak 相位与原子热运动的耦合实现的拓朴非互易吸收。

总体而言,手性量子光学与拓朴效应的耦合不仅拓展了拓朴物理在量子层面的适用范围,也为量子器件设计、量子多体物理<sup>[118]</sup>与新型量子网络提供了全新的构建路径与控制方法。未来的研究方向或将聚焦于高维拓朴结构以及其与量子纠缠和量子测量等机制的潜在耦合。

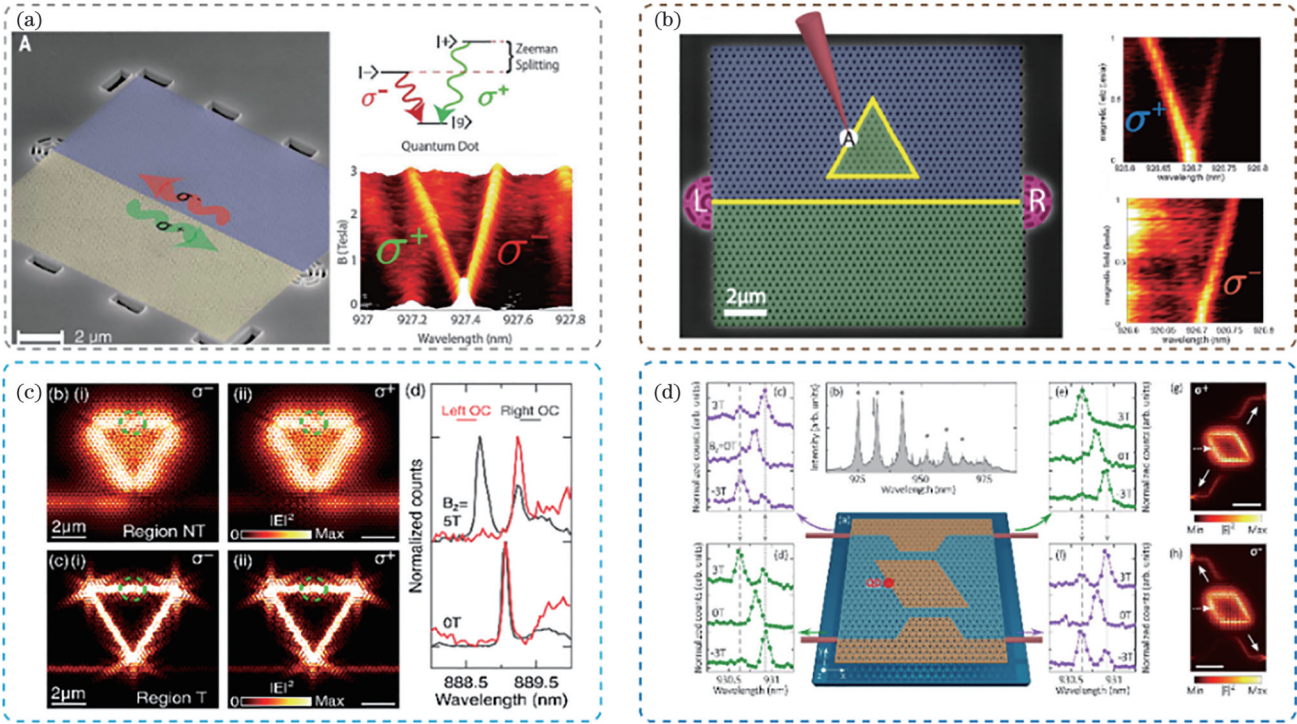


图 10 单体手性拓扑光子界面。(a) 拓扑光子晶体波导扫描电子显微镜图像, 该器件由蓝色和黄色阴影标识的两个不同拓扑性质的光子晶体组成(左图), 中间界面支持具有相反圆偏振的螺旋边界态, 右上图是量子点能级结构示意图, 具有两个相反圆偏振能级跃迁, 右下图为激发区收集的发射光谱<sup>[105]</sup>; (b)(c) 单个量子点与拓扑腔手性耦合<sup>[106-107]</sup>; (d) 基于单个量子点-拓扑腔手性耦合系统构建的四端口 add-drop 拓扑滤波器<sup>[108]</sup>

Fig. 10 Single-emitter chiral topological photonic interfaces. (a) Scanning electron microscope image of a topological photonic crystal waveguide, composed of two photonic crystals with distinct topological properties (indicated by blue and yellow shading, left panel), where the interface supports helical edge states with opposite circular polarizations, the top right panel shows the energy-level diagram of a quantum dot featuring two transitions with opposite circular polarizations, and the bottom right panel displays the emission spectrum collected from the excitation region<sup>[105]</sup>; (b)(c) chiral coupling between a single quantum dot and a topological cavity<sup>[106-107]</sup>; (d) a four-port add-drop topological filter constructed using a single quantum dot chirally coupled to a topological cavity<sup>[108]</sup>

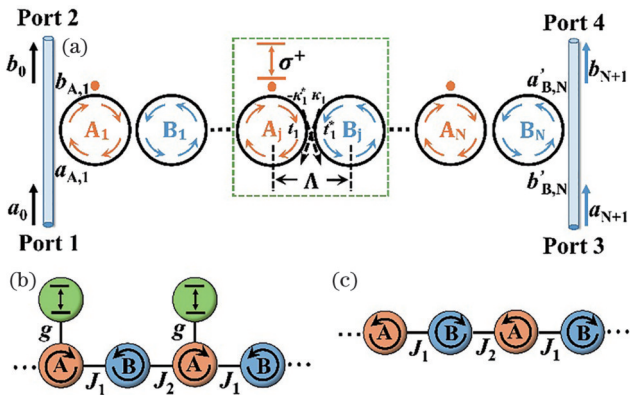


图 11 多体手性拓扑光子界面<sup>[109]</sup>。(a) 二能级量子发射体阵列手性耦合微环腔链示意图; (b) 正向输入情况下的 L 形三聚体链; (c) 反向输入情况下的二聚体链

Fig. 11 Multi-emitter chiral topological photonic interfaces<sup>[109]</sup>. (a) Schematic of an array of two-level quantum emitters chirally coupled to a chain of microring resonators; (b) formation of an L-shaped trimer under forward input excitation; (c) formation of a dimer under backward input excitation

### 4.2 手性非厄米量子光学

非厄米系统广泛存在于开放量子体系中, 其哈密顿量具有复数谱结构, 可有效描述光子损耗、增益、测量反馈等非平衡过程。在光学平台中, 非厄米性通常源自增益/损耗的空间分布或非对称耦合构型, 破坏时间反演对称性, 诱导方向相关的传播行为与谱响应特性<sup>[119]</sup>。与此同时, 手性量子光学关注光与物质间具有方向依赖性的相互作用机制。尽管二者起源不同, 但在传播不对称性方面存在天然的物理共性。

将手性机制引入非厄米系统, 不仅可增强光子态的方向选择性, 还可引发非对称的激发、衰减与量子跃迁过程。例如, 非对称损耗路径可导致定向放大, 而手性发射机制可调控光子的逃逸通道和谱结构。此类协同机制拓展了非厄米系统的调控维度, 为构建具备方向性控制能力的量子演化平台提供了新范式。从根本上看, 手性非厄米量子光学代表了对非平衡体系中方向依赖性动力学的系统探索, 强调如何通过耦合结构设计与耗散调控, 实现稳定可控的非互易量子行为。

在完全开放的量子系统中,非厄米动力学演化可由 Lindblad 主方程刻画:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [H, \rho] + L\rho \quad (15)$$

式中: $\rho$ 为系统密度矩阵; $L$ 表示跃迁与耗散过程的刘维尔超算子。多个研究表明,刘维尔空间中的演化可展现出奇异点行为<sup>[120-122]</sup>。基于刘维尔框架,Song等<sup>[123]</sup>在含增益-损耗的SSH模型中首次揭示非厄米趋肤效应和手性耗散过程。Gao等<sup>[124]</sup>进一步在实验中观测到刘维尔EP导致的方向性态转移,并指出该手性行为随时间呈幂律衰减特征。Huang等<sup>[125]</sup>则提出利用手性EP实现光子阻塞的新机制,展示了非厄米性与手性如何协同增强单光子非线性响应,从而突破传统光子阻塞的限制。

在上述框架下,若忽略量子跃迁项,Lindblad动力学可简化为

$$H = H_0 - i\Gamma + V_{\text{chiral}} \quad (16)$$

式中: $H_0$ 表示系统的厄米部分,描述对称传播与常规耦合; $i\Gamma$ 为耗散项; $V_{\text{chiral}}$ 描述手性耦合机制,该项可通过几何构型、耦合路径不对称性或外部驱动引入<sup>[126-130]</sup>,使耦合矩阵在不同传播方向上呈现不对称性。借助此结构可实现非互易光传输<sup>[131-134]</sup>等功能器件。2025年,Zhang等<sup>[135]</sup>基于热原子气体平台,探索了圆偏振光场与非厄米系统之间的手性相互作用,在实验上演示了光子的手性可诱导一种无经典对应的纯量子的非互易行为——非互易量子关联。进一步地,他们结合Floquet工程将该效应拓展至多频调控模式,展示出手性、非厄米、非互易三者协同作用下所产生的新型量子动力学特性。

EP作为非厄米系统中本征值/本征态的简并点,其邻域内的亚线性谱响应对参数扰动高度敏感,为基于EP的量子传感提供了理论基础。然而,基于增益-损耗介质构建的EP传感方案通常伴随自发辐射引入的额外量子噪声,从而抵消了响应增强带来的实际优势<sup>[136-138]</sup>。近年来,引入非互易性被视为缓解该问题的有效路径<sup>[139]</sup>。2024年,Ruan等<sup>[140]</sup>提出并实验证实了一种完全无源的非厄米磁光传感器。如图12所示,该结构将磁光晶体与可调损耗的液晶器件嵌入法布里-珀罗腔中,构建出不含增益元件的非厄米磁光耦合体系。所推导的腔内磁光介质耦合哈密顿量为

$$\mathbf{H} = \hbar \begin{bmatrix} \nu_H - i\kappa_H & ig_B \\ -ig_B & \nu_V - i\kappa_V \end{bmatrix} \quad (17)$$

式中: $\nu_{H,V}$ 和 $\kappa_{H,V}$ 分别描述正交偏振腔模的共振频率与衰减。非对角项体现了磁光效应诱导的水平与垂直偏振腔模式非互易耦合; $g_B$ 为与外磁场强度和材料维尔德常数成正比的耦合系数<sup>[140]</sup>。实验结果表明,在EP附近,系统对微弱磁场扰动的频率响应增强超过10倍,并表现出本征频率的亚线性劈裂特性。与传统

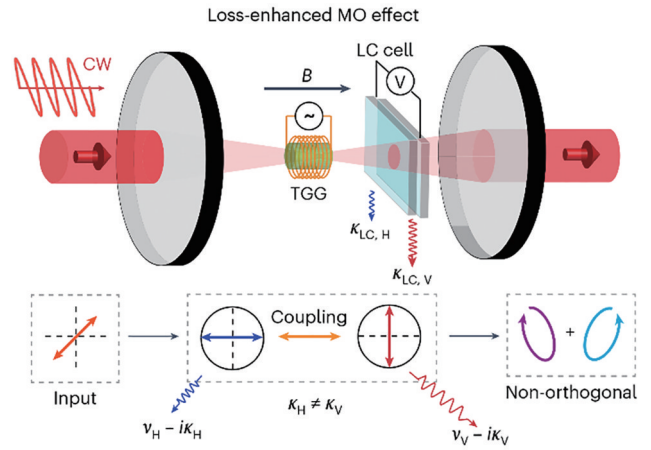


图 12 损耗增强的磁光效应实验装置示意图<sup>[140]</sup>  
Fig. 12 Schematic of the experimental setup for loss-enhanced magneto-optical effects<sup>[140]</sup>

厄米系统相比,该方案实现了约3倍的传感灵敏度提升。这一工作展示了非互易与非厄米协调作用在提升量子传感灵敏度方面的潜力。

手性非厄米量子光学的进一步发展可拓展至量子相变<sup>[141-142]</sup>、高维非厄米系统<sup>[143]</sup>、库工程设计<sup>[144]</sup>、耗散诱导的多体纠缠,以及量子精密测量和传感<sup>[145]</sup>等领域。这些方向或将为理解和利用开放系统中的非平衡量子现象提供全新的物理图景。

## 5 手性与非互易应用

手性量子光学能够实现方向可控的光子传播、吸收与散射,因而在光学和量子信息领域展现出广阔的应用前景,为量子器件设计提供了新的范式。一个最直接的应用是在单光子层面实现非互易光子传输。基于波导或腔量子电动力学结构,通过引入手性耦合机制,可构建无需磁场的集成量子隔离器与环形器,实现单向信息流动与反射抑制<sup>[21]</sup>。这类器件不仅在量子通信网络中用于防止回波干扰,还可作为基本构件嵌入到可扩展的量子路由、交换与纠缠分发网络中<sup>[146-148]</sup>。

手性耦合还为非经典光源的构建提供了新路径。Lu等<sup>[149]</sup>提出,利用手性波导-腔系统中的干涉机制,可在弱非线性条件下实现近乎完美的光子阻塞效应,进而制备高纯度、高亮度的片上单光子源。该机制对系统参数具有较强的鲁棒性,且所需手性程度随腔体数量增加呈指数式下降,展现出良好的扩展性。此外,手性耦合正被推广至“巨原子”平台,即多个空间位置同时与波导耦合的人工原子系统,如超导量子比特<sup>[150-154]</sup>。Soro等<sup>[150]</sup>指出,在这类系统中可实现无退相干的方向性耦合,甚至无需外部驱动即可形成稳定的暗态行为,为量子状态转移、纠缠保护与多节点量子网络搭建提供了新的可行方案。

此外,高维手性量子光学也正在成为量子信息处

理的重要资源。通过将光子状态编码于自旋与 OAM 的复合自由度中,可构建具有空间手性特征的高维希尔伯特空间。这类结构不仅可增强光-物质相互作用的选择性,还可用于生成和操控高维纠缠态,有望应用于高通量通信、容错计算与高维隐形传态等<sup>[155-156]</sup>领域。

手性机制已成为推动非互易量子效应研究的重要动力,其影响范围正由经典的透射非互易性拓展至量子态动力学的方向选择性操控,为新型量子器件的设计提供关键支撑<sup>[157-158]</sup>。例如:Huang 等<sup>[60]</sup>利用旋转腔实现了非互易量子阻塞;Xu 等<sup>[159]</sup>基于单向增强的光力耦合机制,设计了具有方向依赖性的非经典光子统计;Jiao 等<sup>[160]</sup>提出了非互易量子纠缠的实现方案;Tang 等<sup>[161]</sup>利用 V 形量子系统发现了一种量子竞争诱导的新型量子非线性机制即量子交叉非线性。这些成果展示了手性量子光学在探索新奇量子效应与构建方向可控的量子功能器件中的关键作用。

## 6 总结与展望

手性量子光学的兴起与发展揭示了光与物质之间方向依赖性相互作用背后蕴藏的深刻物理机制与巨大应用潜力。从最初围绕自旋-动量锁定的基本范式出发,这一领域已迅速扩展至广义自由度的手性现象,形成了极化-动量锁定、定向量子压缩、库工程机制及高维轨道角动量诱导手性效应等丰富而多样化的物理框架。当前,这些机制正在向着更高维、更强耦合、更广泛适用的量子体系演进,持续拓宽非互易量子信息技术的研究前沿。

未来,针对手性量子光学的研究有望进一步拓展至高维及复合自由度的量子体系<sup>[40-41,90-96]</sup>,通过深入探索自旋、轨道角动量、偏振等多种自由度之间的协同效应,实现更为丰富的量子态调控手段与更灵活的非对称响应机制。这一研究方向不仅有望揭示更加普适的手性相互作用规律,也将为量子信息处理提供更高维的编码空间与更强大的信息操控能力。此外,手性量子光学与多体量子物理效应的交叉融合也将成为未来的一个关键趋势<sup>[109-111,118]</sup>。当多个量子发射体与具有方向选择性的量子场耦合时,其集体效应将产生远超单一量子体系的丰富非线性与非平衡动力学行为<sup>[111]</sup>。这种量子多体相互作用将可能催生出全新的量子态相变与稳态结构<sup>[141]</sup>,使非互易量子光学器件具备前所未有的调控能力。

此外,手性量子体系的实际应用正面临集成化、芯片化与可拓展化需求提升的挑战。在实际芯片平台上有效地复现和操控复杂的手性量子相互作用机制,已成为迈向实用化非互易量子器件的关键技术之一。值得注意的是,Cao 等<sup>[162]</sup>通过实验证明了微腔内的克尔非线性作用可在无结构性扰动条件下诱导手性,使原本对称的微腔系统自发地进入以顺时针或逆时针模式

为主导的非对称稳态。这一研究为非结构性机制诱导手性响应提供了重要的实验依据与理论参考,也为解决当前手性量子器件的结构复杂性与可拓展性难题提供了一种全新的思路。为进一步解决这一难题,将手性量子光学机制与微纳光学平台特别是超材料与超表面技术相结合<sup>[163]</sup>,无疑会是另一种重要的实现途径。例如,最近在太赫兹波段超表面平台实现的非厄米奇点诱导手性翻转效应便充分显示了这种平台在光学手性调控上的独特优势<sup>[164]</sup>。通过灵活的结构设计与损耗调控,超材料超表面能够实时主动地实现手性量子光学态的翻转与控制,为高效、可编程的非互易量子器件开发奠定了坚实的基础。

与此同时,手性量子光学在精密测量领域也逐渐展现出巨大的应用潜力。方向选择性的量子耦合机制与量子相干效应相结合,有望极大地提高陀螺仪<sup>[165-166]</sup>、磁传感<sup>[167-169]</sup>乃至大型天文望远镜长基线光学干涉测量的灵敏度与精度<sup>[170]</sup>,为地外行星直接成像及引力波探测<sup>[171]</sup>等前沿观测提供量子增强的新范式。手性量子效应与非厄米奇点的协同作用也有望在超灵敏探测与微弱信号放大方面取得重要突破,特别是在需要探测极端条件下微小扰动的应用场景中,手性非厄米量子体系将展示出独特优势。

总之,手性量子光学领域正处于快速发展与深度拓展的关键阶段:一方面,其基础理论不断深化与扩展;另一方面,实用化技术路径也逐渐清晰。这种基础研究与实际应用相互驱动的模式,将为非互易量子光学与量子信息技术的发展提供持续动力,并为实现高维、集成化、规模化的量子功能器件和量子技术应用奠定坚实的基础。

## 参 考 文 献

- [1] Thomson W, Kelvin B. *Baltimore lectures on molecular dynamics and the wave theory of light*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2010.
- [2] Barron L D. *Molecular light scattering and optical activity*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2004.
- [3] *Circular dichroism: principles and applications*[M]. Weinheim: John Wiley & Sons, 2000.
- [4] Schellman J A. *Circular dichroism and optical rotation*[J]. *Chemical Reviews*, 1975, 75(3): 323-331.
- [5] Zvezdin A K, Kotov V A. *Modern magneto-optics and magneto-optical materials*[M]. Boca Raton: CRC Press, 1997.
- [6] Jones R V. 'Fresnel aether drag' in a transversely moving medium[J]. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 1972, 328(1574): 337-352.
- [7] Fizeau M H. On the effect of the motion of a body upon the velocity with which it is traversed by light[J]. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1860, 19(127): 245-260.
- [8] Franke-Arnold S, Gibson G, Boyd R W, et al. *Rotary photon drag enhanced by a slow-light medium*[J]. *Science*, 2011, 333(6038): 65-67.
- [9] Malykin G B. *The Sagnac effect: correct and incorrect explanations*[J]. *Physics-Uspekhi*, 2000, 43(12): 1229-1252.
- [10] Wang R Y, Zheng Y, Yao A P. *Generalized Sagnac effect*[J].

- Physical Review Letters, 2004, 93(14): 143901.
- [11] Maayani S, Dahan R, Kligerman Y, et al. *Flying couplers above spinning resonators generate irreversible refraction*[J]. Nature, 2018, 558(7711): 569-572.
- [12] Potton R J. *Reciprocity in optics*[J]. Reports on Progress in Physics, 2004, 67: 717-754.
- [13] Haroche S, Raimond J M. *Exploring the quantum: atoms, cavities, and photons*[M]. Oxford: Oxford University Press, 2006.
- [14] Walther H, Varcoe B T H, Englert B G, et al. *Cavity quantum electrodynamics*[J]. Reports on Progress in Physics, 2006, 69(5): 1325.
- [15] Novotny L, Hecht B. *Principles of nano-optics*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2012.
- [16] Bliokh K Y, Nori F. *Transverse and longitudinal angular momenta of light*[J]. Physics Reports, 2015, 592: 1-38.
- [17] Bliokh K Y, Rodríguez-Fortuño F J, Nori F, et al. *Spin-orbit interactions of light*[J]. Nature Photonics, 2015, 9(12): 796-808.
- [18] Petersen J, Volz J, Rauschenbeutel A. *Chiral nanophotonic waveguide interface based on spin-orbit interaction of light*[J]. Science, 2014, 346(6205): 67-71.
- [19] Aiello A, Banzer P, Neugebauer M, et al. *From transverse angular momentum to photonic wheels*[J]. Nature Photonics, 2015, 9(12): 789-795.
- [20] Mahmoodian S, Prindal-Nielsen K, Söllner I, et al. *Engineering chiral light-matter interaction in photonic crystal waveguides with slow light*[J]. Optical Materials Express, 2017, 7(1): 43-51.
- [21] Lodahl P, Mahmoodian S, Stobbe S, et al. *Chiral quantum optics*[J]. Nature, 2017, 541(7638): 473-480.
- [22] Jalas D, Petrov A, Eich M, et al. *What is: and what is not: an optical isolator*[J]. Nature Photonics, 2013, 7(8): 579-582.
- [23] Tang L, Tang J S, Zhang W D, et al. *On-chip chiral single-photon interface: isolation and unidirectional emission*[J]. Physical Review A, 2019, 99(4): 043833.
- [24] Scheucher M, Hilico A, Will E, et al. *Quantum optical circulator controlled by a single chirally coupled atom*[J]. Science, 2016, 354(6319): 1577-1580.
- [25] 肖姗, 许秀来. *基于半导体量子点的片上手性纳米光子器件*[J]. 光学学报, 2022, 42(3): 0327009.
- Xiao S, Xu X L. *On-chip chiral nanophotonic devices based on semiconductor quantum dots*[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(3): 0327009.
- [26] Zhang S C, Hu Y Q, Lin G W, et al. *Thermal-motion-induced non-reciprocal quantum optical system*[J]. Nature Photonics, 2018, 12(12): 744-748.
- [27] Xia K Y, Nori F, Xiao M. *Cavity-free optical isolators and circulators using a chiral cross-Kerr nonlinearity*[J]. Physical Review Letters, 2018, 121(20): 203602.
- [28] Zhang S C, Lin G W, Hu Y Q, et al. *Cavity-free circulator with low insertion loss using hot atoms*[J]. Physical Review Applied, 2020, 14(2): 024032.
- [29] Dong M X, Xia K Y, Zhang W H, et al. *All-optical reversible single-photon isolation at room temperature*[J]. Science Advances, 2021, 7(12): eabe8924.
- [30] Tang L, Tang J S, Xia K Y. *Chiral quantum optics and optical nonreciprocity based on susceptibility-momentum locking*[J]. Advanced Quantum Technologies, 2022, 5(8): 2200014.
- [31] 李恩泽, 王天宇, 史保森. *量子信息技术的新范式: 手性量子光学的研究进展与应用(特邀)*[J]. 激光与光电子学进展, 2025, 62(11): 1127006.
- Li E Z, Wang T Y, Shi B S. *Paradigm for quantum information technology: research progress and applications of chiral quantum optics (invited)*[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2025, 62(11): 1127006.
- [32] 刘立峰, 胡依奇, 张示城, 等. *有源和无源的无磁非互易研究进展*[J]. 光学学报, 2022, 42(3): 0327010.
- Liu L F, Hu Y Q, Zhang S C, et al. *Research progress on active and passive magnetic-free nonreciprocity*[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(3): 0327010.
- [33] Lü X Y, Wu Y, Johansson J R, et al. *Squeezed optomechanics with phase-matched amplification and dissipation*[J]. Physical Review Letters, 2015, 114(9): 093602.
- [34] Qin W, Miranowicz A, Li P B, et al. *Exponentially enhanced light-matter interaction, cooperativities, and steady-state entanglement using parametric amplification*[J]. Physical Review Letters, 2018, 120(9): 093601.
- [35] Tang L, Tang J S, Chen M Y, et al. *Quantum squeezing induced optical nonreciprocity*[J]. Physical Review Letters, 2022, 128(8): 083604.
- [36] 张圣典, 王婕, 张骞, 等. *量子压缩增强的超灵敏光力传感(特邀)*[J]. 激光与光电子学进展, 2025, 62(11): 1127004.
- Zhang S D, Wang J, Zhang Q, et al. *Quantum squeezing-enhanced supersensitive optomechanical sensing (invited)*[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2025, 62(11): 1127004.
- [37] Metelmann A, Clerk A A. *Nonreciprocal photon transmission and amplification via reservoir engineering*[J]. Physical Review X, 2015, 5(2): 021025.
- [38] Fang K J, Luo J, Metelmann A, et al. *Generalized nonreciprocity in an optomechanical circuit via synthetic magnetism and reservoir engineering*[J]. Nature Physics, 2017, 13(5): 465-471.
- [39] Lu X D, Cao W X, Yi W, et al. *Nonreciprocity and quantum correlations of light transport in hot atoms via reservoir engineering*[J]. Physical Review Letters, 2021, 126(22): 223603.
- [40] Schmiegelow C T, Schulz J, Kaufmann H, et al. *Transfer of optical orbital angular momentum to a bound electron*[J]. Nature Communications, 2016, 7: 12998.
- [41] Chen M Y, Tang J-S, Cai M, et al. *High-dimensional two-photon quantum controlled phase-flip gate*[J]. Physical Review Research, 2024, 6(3): 033004.
- [42] Born M, Wolf E. *Principles of optics*[M]. 7th ed. Cambridge: Press Syndicate of the University of Cambridge, 1999: 401-424.
- [43] Sato S, Yoshii A, Takahashi S, et al. *Chiral intertwined spirals and magnetic transition dipole moments dictated by cylinder helicity*[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2017, 114(50): 13097-13101.
- [44] Rhee H, June Y G, Lee J S, et al. *Femtosecond characterization of vibrational optical activity of chiral molecules*[J]. Nature, 2009, 458(7236): 310-313.
- [45] Rhee H, Choi J S, Starling D J, et al. *Amplifications in chiroptical spectroscopy, optical enantioselectivity, and weak value measurement*[J]. Chemical Science, 2013, 4(11): 4107-4114.
- [46] Sofikitis D, Bougas L, Katsoprinakis G E, et al. *Evanescent-wave and ambient chiral sensing by signal-reversing cavity ringdown polarimetry*[J]. Nature, 2014, 514(7520): 76-79.
- [47] Peng D W, Gu C L, Zuo Z, et al. *Dual-comb optical activity spectroscopy for the analysis of vibrational optical activity induced by external magnetic field*[J]. Nature Communications, 2023, 14: 883.
- [48] Zhou S, Bian J, Chen P, et al. *Polarization-dispersive imaging spectrometer for scattering circular dichroism spectroscopy of single chiral nanostructures*[J]. Light: Science & Applications, 2022, 11: 64.
- [49] Zhou W P, Ruan Y P, Wu H D, et al. *Magnetic-free chiral eigenmode spectroscopy for simultaneous sensitive measurement of optical rotary dispersion and circular dichroism*[J]. eLight, 2024, 4(1): 12.
- [50] Zak J, Moog E R, Liu C, et al. *Magneto-optics of multilayers with arbitrary magnetization directions*[J]. Physical Review B, 1991, 43(8): 6423-6429.
- [51] Zhang Y, Du Q Y, Wang C T, et al. *Monolithic integration of broadband optical isolators for polarization-diverse silicon photonics*[J]. Optica, 2019, 6(4): 473-478.

- [52] Yan W, Yang Y C, Liu S Y, et al. Waveguide-integrated high-performance magneto-optical isolators and circulators on silicon nitride platforms[J]. *Optica*, 2020, 7(11): 1555-1562.
- [53] Yan W, Wei Z X, Yang Y C, et al. Ultra-broadband magneto-optical isolators and circulators on a silicon nitride photonics platform[J]. *Optica*, 2024, 11(3): 376-384.
- [54] Jia R D, Tan T C, Mishra S S, et al. On-chip active non-reciprocal topological photonics[J]. *Advanced Materials*, 2025, 37(26): e2501711.
- [55] 张子健, 严巍, 秦俊, 等. 集成非互易光学器件(特邀)[J]. *光学学报*, 2024, 44(15): 1513020.  
Zhang Z J, Yan W, Qin J, et al. Integrated nonreciprocal photonic devices (invited)[J]. *Acta Optica Sinica*, 2024, 44(15): 1513020.
- [56] Player M A. On the dragging of the plane of polarization of light propagating in a rotating medium[J]. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 1976, 349(1659): 441-445.
- [57] Nienhuis G. Spectral correlations in resonance fluorescence[J]. *Physical Review A*, 1993, 47(1): 510-518.
- [58] Götte J B, Barnett S M, Padgett M. On the dragging of light by a rotating medium[J]. *Proceedings of the Royal Society A*, 2007, 463(2085): 2185-2194.
- [59] She M, Tang J S, Xia K Y. A table-top high-sensitivity gyroscope based on slow light and cavity enhanced photon drag [J]. *APL Quantum*, 2024, 1(4): 046124.
- [60] Huang R, Miranowicz A, Liao J Q, et al. Nonreciprocal photon blockade[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(15): 153601.
- [61] van Mechelen T, Jacob Z. Universal spin-momentum locking of evanescent waves[J]. *Optica*, 2016, 3(2): 118-126.
- [62] Junge C, O'Shea D, Volz J, et al. Strong coupling between single atoms and nontransversal photons[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(21): 213604.
- [63] Javadi A, Ding D P, Appel M H, et al. Spin-photon interface and spin-controlled photon switching in a nanobeam waveguide [J]. *Nature Nanotechnology*, 2018, 13(5): 398-403.
- [64] Xia K Y, Lu G W, Lin G W, et al. Reversible nonmagnetic single-photon isolation using unbalanced quantum coupling[J]. *Physical Review A*, 2014, 90(4): 043802.
- [65] Guddala S, Kawaguchi Y, Komissarenko F, et al. All-optical nonreciprocity due to valley polarization pumping in transition metal dichalcogenides[J]. *Nature Communications*, 2021, 12: 3746.
- [66] Li E Z, Ding D S, Yu Y C, et al. Experimental demonstration of cavity-free optical isolators and optical circulators[J]. *Physical Review Research*, 2020, 2(3): 033517.
- [67] Liang C, Liu B, Xu A N, et al. Collision-induced broadband optical nonreciprocity[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(12): 123901.
- [68] Lin G W, Zhang S C, Hu Y Q, et al. Nonreciprocal amplification with four-level hot atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(3): 033902.
- [69] Wang D W, Zhou H T, Guo M J, et al. Optical diode made from a moving photonic crystal[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(9): 093901.
- [70] Qin W, Macri V, Miranowicz A, et al. Emission of photon pairs by mechanical stimulation of the squeezed vacuum[J]. *Physical Review A*, 2019, 100(6): 062501.
- [71] Liu D W, Huang K W, Wu Y, et al. Parametric amplification induced giant nonreciprocal unconventional photon blockade in a single microring resonator[J]. *Applied Physics Letters*, 2023, 123(6): 061103.
- [72] Wang D Y, Yan L L, Su S L, et al. Squeezing-induced nonreciprocal photon blockade in an optomechanical microresonator[J]. *Optics Express*, 2023, 31(14): 22343-22357.
- [73] Shen C P, Chen J Q, Pan X F, et al. Tunable nonreciprocal photon correlations induced by directional quantum squeezing[J]. *Physical Review A*, 2023, 108(2): 023716.
- [74] Lu T X, Wang Y, Xia K Y, et al. Quantum squeezing induced nonreciprocal phonon laser[J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2024, 67(6): 260312.
- [75] Huang K W, Wu Y, Si L G. Parametric-amplification-induced nonreciprocal magnon laser[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(13): 3311-3314.
- [76] He X W, Wang Z Y, Han X, et al. Parametrically amplified nonreciprocal magnon laser in a hybrid cavity optomagnetical system[J]. *Optics Express*, 2023, 31(26): 43506-43517.
- [77] Zhu G L, Hu C S, Wang H, et al. Nonreciprocal superradiant phase transitions and multicriticality in a cavity QED system[J]. *Physical Review Letters*, 2024, 132(19): 193602.
- [78] Lu T X, Li B J, Wang Y, et al. Directional quantum-squeezing-enabled nonreciprocal enhancement of entanglement[J]. *Physical Review Applied*, 2024, 22(6): 064001.
- [79] Poyatos J F, Cirac J I, Zoller P. Quantum reservoir engineering with laser cooled trapped ions[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 77(23): 4728-4731.
- [80] Parkins A S, Solano E, Cirac J I. Unconditional two-mode squeezing of separated atomic ensembles[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(5): 053602.
- [81] Krauter H, Muschik C A, Jensen K, et al. Entanglement generated by dissipation and steady state entanglement of two macroscopic objects[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(8): 080503.
- [82] Verstraete F, Wolf M M, Ignacio Cirac J. Quantum computation and quantum-state engineering driven by dissipation [J]. *Nature Physics*, 2009, 5(9): 633-636.
- [83] Barreiro J T, Müller M, Schindler P, et al. An open-system quantum simulator with trapped ions[J]. *Nature*, 2011, 470(7335): 486-491.
- [84] Wang Y X, Wang C, Clerk A A. Quantum nonreciprocal interactions via dissipative gauge symmetry[J]. *PRX Quantum*, 2023, 4(1): 010306.
- [85] Ahmadi B, Mazurek P, Horodecki P, et al. Nonreciprocal quantum batteries[J]. *Physical Review Letters*, 2024, 132(21): 210402.
- [86] Padgett M, Courtial J, Allen L. Light's orbital angular momentum[J]. *Physics Today*, 2004, 57(5): 35-40.
- [87] Franke-Arnold S, Allen L, Padgett M. Advances in optical angular momentum[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2008, 2(4): 299-313.
- [88] Forbes K A, Andrews D L. Orbital angular momentum of twisted light: chirality and optical activity[J]. *Journal of Physics: Photonics*, 2021, 3(2): 022007.
- [89] Andrews D L. Structured light and its applications: an introduction to phase-structured beams and nanoscale optical forces[M]. Amsterdam: Academic Press, 2011.
- [90] Porfirov A, Khonina S, Kuchmizhak A. Light-matter interaction empowered by orbital angular momentum: control of matter at the micro- and nanoscale[J]. *Progress in Quantum Electronics*, 2023, 88: 100459.
- [91] Session D, Mehrabad M J, Paithankar N, et al. Optical pumping of electronic quantum Hall states with vortex light[J]. *Nature Photonics*, 2025, 19(2): 156-161.
- [92] Cai X L, Wang J W, Strain M J, et al. Integrated compact optical vortex beam emitters[J]. *Science*, 2012, 338(6105): 363-366.
- [93] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(7): 488-496.
- [94] Crassous J, Fuchter M J, Freedman D E, et al. Materials for chiral light control[J]. *Nature Reviews Materials*, 2023, 8(6): 365-371.
- [95] Suárez-Forero D G, Jalali Mehrabad M, Vega C, et al. Chiral quantum optics: recent developments and future directions[J]. *PRX Quantum*, 2025, 6(2): 020101.

- [96] Babiker M, Andrews D L, Lembessis V E. Atoms in complex twisted light[J]. *Journal of Optics*, 2019, 21(1): 013001.
- [97] Haldane F D M, Raghun S. Possible realization of directional optical waveguides in photonic crystals with broken time-reversal symmetry[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(1): 013904.
- [98] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, et al. Observation of unidirectional backscattering-immune topological electromagnetic states[J]. *Nature*, 2009, 461(7265): 772-775.
- [99] Ozawa T, Price H M, Amo A, et al. Topological photonics[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2019, 91(1): 015006.
- [100] Deng J F, Dong H, Zhang C Y, et al. Observing the quantum topology of light[J]. *Science*, 2022, 378(6623): 966-971.
- [101] Lodahl P, Mahmoodian S, Stobbe S. Interfacing single photons and single quantum dots with photonic nanostructures[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2015, 87(2): 347-400.
- [102] Xiao S, Wu S Y, Xie X, et al. Position-dependent chiral coupling between single quantum dots and cross waveguides[J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 118(9): 091106.
- [103] Xiao S, Wu S Y, Xie X, et al. Chiral photonic circuits for deterministic spin transfer[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2021, 15(9): 2100009.
- [104] Li J Y, Li W, Liu J, et al. Room-temperature strong coupling between a single quantum dot and a single plasmonic nanoparticle [J]. *Nano Letters*, 2022, 22(12): 4686-4693.
- [105] Barik S, Karasahin A, Flower C, et al. A topological quantum optics interface[J]. *Science*, 2018, 359(6376): 666-668.
- [106] Barik S, Karasahin A, Mittal S, et al. Chiral quantum optics using a topological resonator[J]. *Physical Review B*, 2020, 101(20): 205303.
- [107] Mehrabad M J, Foster A P, Dost R, et al. Chiral topological photonics with an embedded quantum emitter[J]. *Optica*, 2020, 7(12): 1690-1696.
- [108] Mehrabad M J, Foster A P, Martin N J, et al. Chiral topological add-drop filter for integrated quantum photonic circuits[J]. *Optica*, 2023, 10(3): 415-421.
- [109] Tang J S, Nie W, Tang L, et al. Nonreciprocal single-photon band structure[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 128(20): 203602.
- [110] Rosiek C A, Arregui G, Vladimirova A, et al. Observation of strong backscattering in valley-Hall photonic topological interface modes[J]. *Nature Photonics*, 2023, 17(5): 386-392.
- [111] Roccati F, Bello M, Gong Z P, et al. Hermitian and non-Hermitian topology from photon-mediated interactions[J]. *Nature Communications*, 2024, 15: 2400.
- [112] Yuan L Q, Lin Q, Xiao M, et al. Synthetic dimension in photonics[J]. *Optica*, 2018, 5(11): 1396-1405.
- [113] Rudner M S, Lindner N H. Band structure engineering and non-equilibrium dynamics in Floquet topological insulators[J]. *Nature Physics*, 2020, 2(5): 229-244.
- [114] Hu N, Tang Z X, Xu X W. Broadband optical nonreciprocity via nonreciprocal band structure[J]. *Physical Review A*, 2023, 108(6): 063516.
- [115] Li J, Yang Y, Xu X W, et al. Nonreciprocal single-photon band structure in a coupled-spinning-resonator chain[J]. *Optics Express*, 2025, 33(2): 2487-2498.
- [116] Li Z H, Zheng L L, Wu Y, et al. Nonreciprocal generation of Schrödinger cat state induced by topology[J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2024, 67(4): 240313.
- [117] Liu X, Wang J F, Mao R S, et al. Zak phase induced topological nonreciprocity[J]. *Physical Review Letters*, 2025, 134(19): 193602.
- [118] de Bernardis D, Piccioli F S, Rabl P, et al. Chiral quantum optics in the bulk of photonic quantum hall systems[J]. *PRX Quantum*, 2023, 4(3): 030306.
- [119] El-Ganainy R, Makris K G, Khajavikhan M, et al. Non-Hermitian physics and PT symmetry[J]. *Nature Physics*, 2018, 14(1): 11-19.
- [120] Minganti F, Biella A, Bartolo N, et al. Spectral theory of Liouvillians for dissipative phase transitions[J]. *Physical Review A*, 2018, 98(4): 042118.
- [121] Hatano N. Exceptional points of the Lindblad operator of a two-level system[J]. *Molecular Physics*, 2019, 117(15/16): 2121-2127.
- [122] Minganti F, Miranowicz A, Chhajlany R W, et al. Quantum exceptional points of non-Hermitian Hamiltonians and Liouvillians: the effects of quantum jumps[J]. *Physical Review A*, 2019, 100(6): 062131.
- [123] Song F, Yao S Y, Wang Z. Non-Hermitian skin effect and chiral damping in open quantum systems[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(17): 170401.
- [124] Gao H X, Sun K H, Qu D K, et al. Photonic chiral state transfer near the liouvillian exceptional point[J]. *Physical Review Letters*, 2025, 134(14): 146602.
- [125] Huang R, Özdemir Ş K, Liao J Q, et al. Exceptional photon blockade: engineering photon blockade with chiral exceptional points[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(7): 2100430.
- [126] Peng B, Özdemir Ş K, Lei F C, et al. Parity-time-symmetric whispering-gallery microcavities[J]. *Nature Physics*, 2014, 10(5): 394-398.
- [127] Koutserimpas T T, Fleury R. Nonreciprocal gain in non-Hermitian time-Floquet systems[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(8): 087401.
- [128] Huang X Y, Lu C C, Liang C, et al. Loss-induced nonreciprocity[J]. *Light: Science & Applications*, 2021, 10: 30.
- [129] Weitenberg C, Simonet J. Tailoring quantum gases by Floquet engineering[J]. *Nature Physics*, 2021, 17(12): 1342-1348.
- [130] Mao W B, Fu Z T, Li Y H, et al. Exceptional-point-enhanced phase sensing[J]. *Science Advances*, 2024, 10(14): ead15037.
- [131] Xu H, Mason D, Jiang L Y, et al. Topological energy transfer in an optomechanical system with exceptional points[J]. *Nature*, 2016, 537(7618): 80-83.
- [132] Mandal S, Banerjee R, Ostrovskaya E A, et al. Nonreciprocal transport of exciton polaritons in a non-Hermitian chain[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(12): 123902.
- [133] Li Z H, Zheng L L, Zhu G L, et al. Periodically nonreciprocal transmission and entanglement in a non-Hermitian topological phase[J]. *Physical Review A*, 2024, 110(1): 013515.
- [134] Huang X Y, Li Y H, Zhang G F, et al. Non-Hermitian skin effect and nonreciprocity induced by dissipative couplings[J]. *Physical Review A*, 2024, 109(2): L021503.
- [135] Zhang Z M, Xu Z X, Huang R, et al. Chirality-induced quantum non-reciprocity[J]. *Nature Photonics*: 1-7[2025-04-08]. <https://www.nature.com/articles/s41566-025-01683-4>.
- [136] Wang H M, Lai Y H, Yuan Z Q, et al. Petermann-factor sensitivity limit near an exceptional point in a Brillouin ring laser gyroscope[J]. *Nature Communications*, 2020, 11: 1610.
- [137] Wiersig J. Review of exceptional point-based sensors[J]. *Photonics Research*, 2020, 8(9): 1457-1467.
- [138] Kononchuk R, Cai J Z, Ellis F, et al. Exceptional-point-based accelerometers with enhanced signal-to-noise ratio[J]. *Nature*, 2022, 607(7920): 697-702.
- [139] Lau H K, Clerk A A. Fundamental limits and non-reciprocal approaches in non-Hermitian quantum sensing[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 4320.
- [140] Ruan Y P, Tang J S, Li Z P, et al. Observation of loss-enhanced magneto-optical effect[J]. *Nature Photonics*, 2024, 19(1): 109-115.
- [141] Fruchart M, Hanai R, Littlewood P B, et al. Non-reciprocal phase transitions[J]. *Nature*, 2021, 592(7854): 363-369.
- [142] Cai M, Tang J S, Chen M Y, et al. Nonreciprocal PT-symmetric phase transition in a non-Hermitian chiral quantum optical system[EB/OL]. (2024-04-19)[2025-06-05]. <https://arxiv.org/abs/2404.12860>.
- [143] Li K, Wang S W, Chen L, et al. High-dimensional chiral

- transfer by bilaterally encircling exceptional points[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2025, 19(15): 2500161.
- [144] Cao W X, Lu X D, Meng X, et al. Reservoir-mediated quantum correlations in non-Hermitian optical system[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(3): 030401.
- [145] 蒋卫建, 赵鑫智, 余磊磊, 等. 基于非厄米系统的量子精密测量和传感[J]. *激光与光电子学进展*, 2025, 62(11): 1127017. Jiang W J, Zhao X Z, Yu X L, et al. Quantum metrology and quantum sensing using non-Hermitian systems[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2025, 62(11): 1127017.
- [146] Wang S, Yin Z Q, Chen W, et al. Experimental demonstration of a quantum key distribution without signal disturbance monitoring[J]. *Nature Photonics*, 2015, 9(12): 832-836.
- [147] Comandar L C, Lucamarini M, Fröhlich B, et al. Quantum key distribution without detector vulnerabilities using optically seeded lasers[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(5): 312-315.
- [148] Zhong T, Kindem J M, Bartholomew J G, et al. Nanophotonic rare-earth quantum memory with optically controlled retrieval[J]. *Science*, 2017, 357(6358): 1392-1395.
- [149] Lu Z G, Wu Y, Lü X Y. Chiral interaction induced near-perfect photon blockade[J]. *Physical Review Letters*, 2025, 134(1): 013602.
- [150] Soro A, Kockum A F. Chiral quantum optics with giant atoms [J]. *Physical Review A*, 2022, 105(2): 023712.
- [151] Wang X, Li H R. Chiral quantum network with giant atoms[J]. *Quantum Science and Technology*, 2022, 7(3): 035007.
- [152] Chen Y T, Du L, Guo L Z, et al. Nonreciprocal and chiral single-photon scattering for giant atoms[J]. *Communications Physics*, 2022, 5: 215.
- [153] Gu W J, Li T, Tian Y, et al. Two-photon dynamics in non-Markovian waveguide QED with a giant atom[J]. *Physical Review A*, 2024, 110(3): 033707.
- [154] Gu W J, Chen L, Yi Z, et al. Tunable photon-photon correlations in waveguide QED systems with giant atoms[J]. *Physical Review A*, 2024, 109(2): 023720.
- [155] Chen Y X, Liu S S, Lou Y B, et al. Orbital angular momentum multiplexed quantum dense coding[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(9): 093601.
- [156] Liu S S, Lou Y B, Jing J T. Orbital angular momentum multiplexed deterministic all-optical quantum teleportation[J]. *Nature Communications*, 2020, 11: 3875.
- [157] Yang P F, Xia X W, He H, et al. Realization of nonlinear optical nonreciprocity on a few-photon level based on atoms strongly coupled to an asymmetric cavity[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(23): 233604.
- [158] 唐静, 邓元刚. 腔量子电动力学中光子阻塞效应的研究进展 (特邀)[J]. *激光与光电子学进展*, 2025, 62(11): 1127014. Tang J, Deng Y G. Research progress on photon blockade effect in cavity quantum electrodynamics (invited)[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2025, 62(11): 1127014.
- [159] Xu X W, Zhao Y J, Wang H, et al. Quantum nonreciprocity in quadratic optomechanics[J]. *Photonics Research*, 2020, 8(2): 143-150.
- [160] Jiao Y F, Zhang S D, Zhang Y L, et al. Nonreciprocal optomechanical entanglement against backscattering losses[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(14): 143605.
- [161] Tang J S, Chen M, Cai M, et al. Quantum cross nonlinearity for photon-number-resolving nondestructive detection[EB/OL]. (2024-08-15)[2025-02-05]. <https://arxiv.org/abs/2408.07870>.
- [162] Cao Q T, Wang H M, Dong C H, et al. Experimental demonstration of spontaneous chirality in a nonlinear microresonator[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(3): 033901.
- [163] Koshelev K, Tonkaev P, Kivshar Y. Nonlinear chiral metaphotonics: a perspective[J]. *Advanced Photonics*, 2023, 5(6): 064001.
- [164] He W B, Wan S, Zuo Y L, et al. Loss-enabled chirality inversion in terahertz metasurfaces[J]. *Physical Review Letters*, 2025, 134(10): 106901.
- [165] Lai Y H, Lu Y K, Suh M G, et al. Observation of the exceptional-point-enhanced Sagnac effect[J]. *Nature*, 2019, 576(7785): 65-69.
- [166] Hokmabadi M P, Schumer A, Christodoulides D N, et al. Non-Hermitian ring laser gyroscopes with enhanced Sagnac sensitivity [J]. *Nature*, 2019, 576(7785): 70-74.
- [167] Dong S H, Wei H, Li Z P, et al. Exceptional-point optics with loss engineering[J]. *Photonics Insights*, 2025, 4(1): R02.
- [168] Lu Y W, Li W, Wang X H. Quantum and classical exceptional points at the nanoscale: properties and applications[J]. *ACS Nano*, 2025, 19(19): 17953-17978.
- [169] Wu Y, Wang Y H, Rong X, et al. Experimental investigation of non-Hermitian physics in the quantum regime[J]. *National Science Review*, 2025, 12(8): nwaf144.
- [170] Gu N T, Chen H, Tang A, et al. Embedded solar adaptive optics telescope: achieving compact integration for high-efficiency solar observations[J]. *Opto-Electronic Advances*, 2025, 8(5): 250025.
- [171] Ganapathy D, Jia W, Nakano M, et al. Broadband quantum enhancement of the LIGO detectors with frequency-dependent squeezing[J]. *Physical Review X*, 2023, 13(4): 041021.

## Asymmetric Quantum Optics and Quantum Information Technology: from Chirality to Nonreciprocity (Invited)

Tang Jiangshan<sup>1</sup>, Tang Lei<sup>2</sup>, Chen Mingyuan<sup>1</sup>, Zou Yuhong<sup>1</sup>, Zhou Wenpeng<sup>1</sup>, Xia Keyu<sup>1,3\*</sup>

<sup>1</sup>College of Engineering and Applied Sciences, National Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210023, Jiangsu, China;

<sup>2</sup>College of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu 610101, Sichuan, China;

<sup>3</sup>Hefei National Laboratory, Hefei 230088, Anhui, China

### Abstract

**Significance** Chirality, a fundamental geometric and symmetrical property introduced by Lord Kelvin in the 19th century, has long been central to classical optics and is exemplified by phenomena such as optical activity and circular

dichroism. In recent years, this concept has been remarkably extended into the quantum domain, giving rise to the emerging field of chiral quantum optics. This field focuses on direction-dependent light–matter interactions that break spatial inversion or time-reversal symmetry, offering novel mechanisms for asymmetric photon transport, quantum information processing, and quantum-enhanced sensing. To move beyond the traditional paradigm of spin–momentum locking, researchers have proposed a broader framework, generalized chiral quantum optics, which incorporates multiple optical degrees of freedom, such as polarization, orbital angular momentum (OAM), and propagation direction, to engineer direction-dependent light–matter interactions. This unified framework has facilitated the discovery and design of nonreciprocal quantum behavior across diverse physical platforms. The ability to control the directionality of light–matter coupling at the quantum level opens up promising avenues for scalable nonreciprocal quantum networks, high-dimensional quantum encoding, and topologically robust quantum devices. A comprehensive review of generalized chiral mechanisms and their integration into quantum optical systems is essential for advancing asymmetric quantum technologies.

**Progress** In this paper, we systematically review recent advances in asymmetric quantum optics from the perspective of generalized chirality. The review begins with representative classical optical phenomena that exhibit chiral responses, including natural optical activity, magneto-optical effects, the photon drag effect, and the Sagnac effect (Figs. 1–4). These effects arise from intrinsic or extrinsic symmetry breaking in the material system or reference frame, giving rise to direction-dependent light–matter interactions. For instance, optical activity arises fundamentally from the breaking of spatial inversion symmetry in a medium, resulting in different refractive indices for left- and right-handed circularly polarized light. Magneto-optical effects, such as the Faraday effect, on the other hand, stem from time-reversal symmetry breaking induced by an external magnetic field. The photon drag effect corresponds to the modulation of the effective refractive index for different polarization states induced by medium motion. In a rotating reference frame, the Sagnac effect reveals that clockwise and counterclockwise propagating beams experience different group refractive indices, leading to direction-dependent propagation times and accumulated phases. At the quantum level, five representative mechanisms underpinning chiral quantum optical interactions are highlighted: 1) spin–momentum locking, which reveals a deterministic coupling between the transverse spin and propagation direction of light, enabling directional coupling between photons and quantum emitters with chiral transition selection rules (Fig. 5); 2) susceptibility-momentum locking, which exploits unidirectional control fields and microscopic Doppler effects to induce direction-dependent susceptibility in thermal atomic ensembles (Fig. 6); 3) directional quantum squeezing, where nonlinear momentum-matching conditions in cavity quantum electrodynamics systems enable the generation of squeezed states with propagation-direction selectivity, leading to chiral photon–photon and photon–matter interactions (Fig. 7); 4) reservoir engineering, which utilizes coordinated control of the system and its common dissipative environment to construct nonreciprocal coupling channels with propagation-direction dependence (Fig. 8); 5) high-dimensional chiral interactions induced by OAM, where electric quadrupole transitions enable asymmetric light–matter coupling in the topological charge degree of freedom (Fig. 9). We further explore the deep integration of chiral mechanisms with topological photonics (Figs. 10–11) and non-Hermitian optics (Fig. 12), and introduce two emerging hybrid directions: chiral topological quantum optics and chiral non-Hermitian quantum optics. The former embeds quantum emitters into topological photonic structures to realize interfaces that simultaneously exhibit topological protection and directional selectivity. The latter introduces chiral couplings into the non-Hermitian evolution of open quantum systems, enabling systematic exploration of direction-dependent dynamics in nonequilibrium quantum regimes. This leads to propagation-direction-dependent excitation and decay processes and yields stable, controllable nonreciprocal quantum responses, thus significantly enhancing sensitivity to external perturbations. Experimental demonstrations in topological photonic crystals, thermal atomic ensembles, and passive magneto-optical cavities reveal diverse novel nonreciprocal quantum dynamics and sensing capabilities.

**Conclusions and Prospects** Generalized chiral quantum optics provides a unifying framework for understanding and exploiting asymmetric light–matter interactions across classical and quantum domains. As the field advances, several promising directions are emerging. Integrating multiple degrees of freedom, such as spin, OAM, and propagation direction, opens opportunities for high-dimensional chiral interactions and flexible quantum control. In parallel, collective effects in multi-emitter systems are expected to give rise to direction-dependent superradiance, dissipative phase transitions, and emergent nonreciprocal quantum phases, paving the way toward scalable chiral quantum networks. On the implementation side, the integration of chiral optics with metasurfaces and metamaterials offers a practical path toward chip-scale, tunable nonreciprocal devices. Recent demonstrations of loss-enabled chirality inversion near non-Hermitian singularities highlight the potential of such platforms for dynamic control. Moreover, the inherent sensitivity of chiral quantum systems to direction, when combined with quantum coherence and non-Hermitian features, holds promise for ultra-sensitive sensing applications such as quantum gyroscopes and magnetometers. Finally, the emergence of chirality through nonlinear interactions, such as spontaneous symmetry breaking in Kerr microresonators, reveals new pathways for

realizing self-organized, structure-free chiral quantum devices. In summary, the field of chiral quantum optics is at a pivotal stage of rapid development and deep expansion. On the one hand, its foundational theories are being continuously refined and extended; on the other hand, the technological pathways toward practical implementation are becoming increasingly well-defined. This synergy between fundamental research and applied innovation is expected to provide sustained momentum for the advancement of nonreciprocal quantum optics and quantum information technologies, laying a solid foundation for the realization of high-dimensional, integrated, and scalable quantum devices and applications.

**Key words** chirality; chiral quantum optics; optical nonreciprocity; chiral topological quantum optics; chiral non-Hermitian quantum optics