

光学腔与原子强耦合的实验研究进展

李刚^{1*}, 张鹏飞¹, 杨鹏飞^{1,2}, 王志辉¹, 张天才^{1**}¹量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学光电研究所, 极端光学省部共建协同创新中心, 山西 太原 030006;²山西大学大数据科学与产业研究院, 山西 太原 030006

摘要 光学腔与原子强耦合系统是量子物理研究的基本系统,不但具有重要的物理意义,而且为量子信息、量子计算和量子精密测量中关键技术的产生和关键器件的研发提供了理想系统。强耦合腔与原子相互作用实验从 20 世纪 90 年代开始发展,经过多年的研究,在单原子与光学腔强耦合和原子系综与光学腔的耦合研究方面取得了重大进展。随着多原子阵列量子操控技术的进步,可控的多原子阵列与光学微腔强耦合系统近年来成为腔量子电动力学的重要研究方向。然而,目前实现确定性可控的多原子阵列与腔的强耦合仍面临巨大的技术挑战,可控原子数还停留在两个。简要回顾了近年来光频区强耦合腔量子电动力学系统在上述方面的主要实验进展和相应的实验方案,并展望了未来的发展。

关键词 量子光学; 腔量子电动力学; 光学微腔; 强耦合; 量子调控

中图分类号 O4-1

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0327005

Experimental Progress of Strongly Coupling between Optical Cavity and Atoms

Li Gang^{1*}, Zhang Pengfei¹, Yang Pengfei^{1,2}, Wang Zhihui¹, Zhang Tiancai^{1**}¹State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China;²Institute of Big Data Science and Industry, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

Abstract The strongly coupled system between optical cavity and atoms is a basic system in the research of quantum physics, which not only has important physical significance, but also provides an ideal system for the generation of key technologies and the research of key devices of quantum information, quantum computation and quantum precision measurement. The experiment of the strongly coupled interaction between cavity and atom has been developed since 1990s. After years of research, great progress has been made in the strong coupling between single atom and optical cavity and the coupling between atomic ensemble and optical cavity. With the progress of quantum manipulation technology of multi-atom array, the strongly coupled system of controllable multi-atom array and optical microcavity has become an important research direction of cavity quantum electrodynamics in recent years. However, the strong coupling between the deterministic controllable multi-atom array and the cavity is still faced with great technical challenges at present, and the number of controllable atoms remains at two. The main experimental progress and corresponding experimental schemes of the strongly coupled cavity quantum electrodynamics system in the optical frequency region in recent years are briefly reviewed, and the future development is prospected.

Key words quantum optics; cavity quantum electrodynamics; optical microcavity; strong coupling; quantum manipulation

收稿日期: 2021-09-01; 修回日期: 2021-11-26; 录用日期: 2021-12-10

基金项目: 国家重点研发计划(2017YFA0304502)、国家自然科学基金(11634008, 11674203, 11574187, 11974223, 11974225)、山西省“1331 工程”重点学科建设计划

通信作者: *gangli@sxu.edu.cn; **tczhang@sxu.edu.cn

1 引言

强耦合腔量子电动力学(QED)是研究光与物质相互作用的重要领域,目前实验能够在单粒子水平上确定性操控光与原子的相互作用过程。20 世纪 80 年代,技术的进步使得 Haroche 等^[1-2]能够建立起小模式体积的高精细度微波腔,增大了单个里德堡态原子和微波腔的耦合强度,从而实现了单光子水平的微波场与里德堡态原子间的相互作用过程的研究与操控。这种在单粒子水平上操控光与物质相互作用的量子过程,开辟了人类对微观量子现象的基础研究及其在量子信息的应用研究的新纪元,Haroche 与 Wineland 也因在单粒子操控方面的贡献一起被授予 2012 年的诺贝尔物理学奖。

相比微波区的强耦合光与原子相互作用系统,光频区的强耦合光与原子相互作用系统^[3]在量子信息处理和交互方面有其独特的优势,能够为量子网络提供关键器件并为分布式的量子计算提供相关技术^[4-6]。从 20 世纪 90 年代开始,随着冷原子技术的发展,光频区的腔与单原子强耦合相互作用的实验研究在 Kimble 等研究组的推动下发展起来。后来经过 Rempe 等的进一步发展,单光子源^[7-9]、单光子-单原子量子界面^[10-11]、含有单个原子的量子网络^[12]、单光子-单原子量子逻辑操作^[13-14]以及远距离量子网络模块间的量子逻辑操作^[15]等量子网络和分布式量子计算的基本组成元素被相继演示,为量子网络和分布式量子计算的实现奠定了基础。与此同时,大数目原子与光学腔的耦合研究也取得了极大的进展,其研究主要集中在超辐射^[16-18]、量子模拟^[19-21]、原子纠缠^[22-24]和原子自旋压缩态^[25-36]等方面。随着量子信息技术对大规模量子比特需求的增加,精确可控的多原子阵列和光学腔强耦合系统的实现以及相互作用过程的操控成为当前光频区腔 QED 发展的主要方向之一。然而,由于实验操控的复杂性,这方面的实验研究面临巨大的技术挑战,目前还停留在两个原子的基础上^[37-47]。本文简要回顾了强耦合光学腔与原子耦合研究近年来取得的主要进展。第二部分介绍了单原子与光学腔强耦合系统的基本理论和实验进展。第三部分介绍了双原子与光学腔耦合的基本理论和相关实验进展。第四部分介绍了多原子系统与光学腔强耦合方面的基本理论和实验进展。最后,对可控的多原子阵列与光学腔强耦合研究进行了总结和展望。

2 基于强耦合单原子腔量子电动力学的量子调控

2.1 基本理论模型

理想的具有二能级结构的原子与光场的相互作用(腔 QED 系统)由 J-C(Jaynes-Cummings)哈密顿量^[48]描述

$$H = \frac{1}{2}\omega_A\sigma_Z + \omega_C\left(a^\dagger a + \frac{1}{2}\right) + g_0(a^\dagger\sigma_- + a\sigma_+), \quad (1)$$

式中: $\sigma_Z, \sigma_+, \sigma_-$ 分别为原子态的泡利 Z 算符、上升算符和下降算符; a^\dagger, a 分别为光子的产生算符和湮灭算符; ω_A, ω_C 分别为原子跃迁频率和光场的频率; g_0 为原子和光场的耦合系数。耦合系数 g_0 可表示为

$$g_0 = \sqrt{\frac{\mu^2\omega_C}{2\hbar\epsilon_0 V_m}}, \quad (2)$$

式中: μ 为二能级原子的跃迁偶极矩; V_m 为光场的模式体积; ϵ_0 为真空介电常数; \hbar 为普朗克常量。

J-C 哈密顿量给出的腔 QED 系统的波函数可由未耦合的波函数 $|n, g\rangle$ 和 $|n-1, e\rangle$ 表示,其表达式为

$$\begin{cases} |n, +\rangle = \cos\theta_n |n, g\rangle + \sin\theta_n |n-1, e\rangle \\ |n, -\rangle = -\sin\theta_n |n, g\rangle + \cos\theta_n |n-1, e\rangle \end{cases}, \quad (3)$$

式中: $|n, g\rangle$ 表示原子处于基态 $|g\rangle$,同时腔中有 n 个光子; $|n-1, e\rangle$ 表示原子处于激发态 $|e\rangle$,同时腔中有 $n-1$ 个光子; $\cos\theta_n = \sqrt{\frac{\Omega_n - \Delta}{2\Omega_n}}$,其中泵浦光强度 $\Omega_n = \sqrt{\Delta^2 + 4ng_0^2}$, $\Delta = \omega_A - \omega_C$ 为原子跃迁和光场的频率失谐; $\sin\theta_n = \sqrt{\frac{\Omega_n + \Delta}{2\Omega_n}}$ 。 $|n, \pm\rangle$ 为耦合态,其对应的能级能量为

$$E_n^\pm = \frac{1}{2} + n\hbar\omega_C \pm \frac{1}{2}\hbar\Omega_n. \quad (4)$$

当 $\Delta = 0$ 时, $E_n^\pm = \frac{1}{2} + n\hbar\omega_C \pm \sqrt{n}g_0$, 其对应的能级分布示意图如图 1(a)所示。可以看出,腔 QED 系统的能级随光子数 n 的变化展现出强烈的非线性,这种单光子量级的非线性能够用于产生单光子源、单光子阻塞器件等量子器件。

在理想的腔 QED 系统中,光子在光场模式和原子间以耦合系数 g_0 相干转换,系统的耦合态对应能级宽度无限窄的情况。然而,在实际系统中不

可避免地存在光场的衰减和原子的自发辐射等消相干机制,整个系统并不能按照理想的 J-C 模型进行演化。光场的衰减由衰减系数 κ 表示,原子激发态的衰减系数由 γ 表示,如图 1(b)所示。当 g_0 大于 κ 和 γ 时,光子在光场与原子间的相干转换速度大于系统中光子的衰减,此时腔 QED 系统进入强耦合区,表现出可分辨的量子光谱特征。强耦合腔

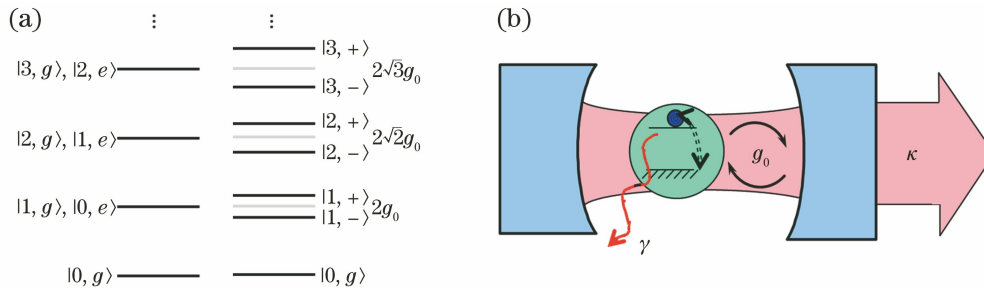


图 1 腔 QED 系统。(a)未耦合的单原子-光场系统的能级(左)及强耦合的单原子-光场系统的能级分裂(右);

(b)真实情况中单原子和光学腔耦合示意图

Fig. 1 System of cavity QED. (a) Energy levels of uncoupled single atom-light field system (left) and energy levels splitting of strongly coupled single atom-light field system (right); (b) schematic diagram of coupling between single atom and optical cavity in actual situation

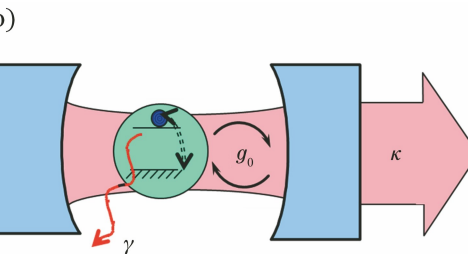
2.2 强耦合原子-光场相互作用的获得

单原子与光学腔系统进入强耦合区的典型标志是可分辨的量子光谱。当耦合系数为 $g_0 = 0$ 时, $|1, \pm\rangle$ 态对应的光谱重合,不可分辨。随着 g_0 的增大, $|1, \pm\rangle$ 态的光谱逐渐分开。当 g_0 大于 κ 和 γ 时,其光谱能够完全区分,此能谱的分裂可以认为是量子态 $|1, g\rangle$ 和 $|0, e\rangle$ 与真空场的耦合造成的,也称真空拉比分裂。单原子真空拉比分裂的观测是强耦合腔 QED 系统的首要任务。

实现强耦合腔 QED 系统的关键在于提高光场与原子的耦合系数 g_0 ,同时降低光场和原子对光子的衰减率。由(2)式可以看出,系统需要减小光学场的模式体积 V_m 来提高 g_0 。光学腔的衰减系数 κ 可通过增加光学腔的品质因子来减小,而原子的衰减系数 γ 一般为与原子相关的常数。Kimble 等^[3,49]发现当采用超高反射率(约 0.99999)的光学腔镜,并缩短法布里-珀罗(FP)腔的腔长到几十微米量级时,光学 FP 腔和单个中性原子的耦合系统可被推进至强耦合区,获得的最大参数为 $g_0 = 2\pi \times 770$ MHz, $\kappa = 2\pi \times 22$ MHz, $\gamma = 2\pi \times 2.6$ MHz^[50]。考虑到光学腔内原子的俘获和操控,一般实验采用的光学腔结构对应的耦合系数 g_0 为几十兆赫兹。

光学 FP 腔腔长的减小给腔内原子的俘获提出了新的技术挑战。实验上通常先在光学 FP 腔的附

近利用磁光阱制备大原子数目的冷原子样品。然后,在光学腔内构建偶极阱,并利用原子自由下落^[51]、原子上抛^[52]或光学原子传送带^[53-54]的方法将磁光阱制备的冷原子样品输送至腔内。最后,采用腔内光学偶极阱及腔内原子冷却的新机制^[51,55]实现了单个原子的长时间俘获。



近利用磁光阱制备大原子数目的冷原子样品。然后,在光学腔内构建偶极阱,并利用原子自由下落^[51]、原子上抛^[52]或光学原子传送带^[53-54]的方法将磁光阱制备的冷原子样品输送至腔内。最后,采用腔内光学偶极阱及腔内原子冷却的新机制^[51,55]实现了单个原子的长时间俘获。

光学腔品质因子(精细度)的提高对腔长的控制也提出了更高的要求,要获得稳定的光与原子耦合一般要求光学腔的腔长起伏小于 10^{-13} m。此外,用于探测腔与原子相互作用的输入光场(探针光)功率在 10^{-12} W 以下,该功率不能锁定光学腔长。实验上一般采用光学频率传递链的方法,利用远离原子跃迁线的光学腔的一个纵模产生锁定光学腔的信号。同时,采用被动隔震和主动压电陶瓷反馈相结合的方法可以实现光学腔腔长锁定和共振频率的自由调节。

采用以上技术后美国加州理工大学的 Kimble 研究组和德国马克斯-普朗克研究所的 Rempe 研究组率先在实验上获得了稳定的强耦合腔 QED 系统,并通过透射光谱观测到了单个原子的真空拉比分裂^[56-57],这为基于强耦合腔 QED 系统的各种量子操控奠定了坚实基础。

2.3 单光子波包的产生和调控

操控强耦合腔 QED 系统中的单原子能够产生

和调控用于量子网络和量子信息处理的单光子源。当存在外界泵浦时,单原子和光学腔强耦合系统满足激光产生的三要素(光学腔、激光介质和激励源)。此时,激光介质只含有一个原子,可构成单原子激光器。单原子激光器的出射光场在同一时刻仅包含一个光子,同时经典激光器所具有的阈值特性也在单原子极限下消失^[7]。相比自由空间激发的单个量子系统,这种单原子激光器输出的光场具有良好的空

间模式,能够 and 光纤网络匹配。

实际的量子网络和量子信息处理需要时间模式和空间模式可控的确定性单光子波包,操控单原子激光器泵浦光的波形和利用真空诱导的绝热拉曼过程可以产生波包可控的确定性单光子源^[8-9]。进一步操控绝热拉曼过程中经典控制光场的相位能够对单光子波包的时间波形进行整形^[58],进而实现单光子波包形状的可控转换。

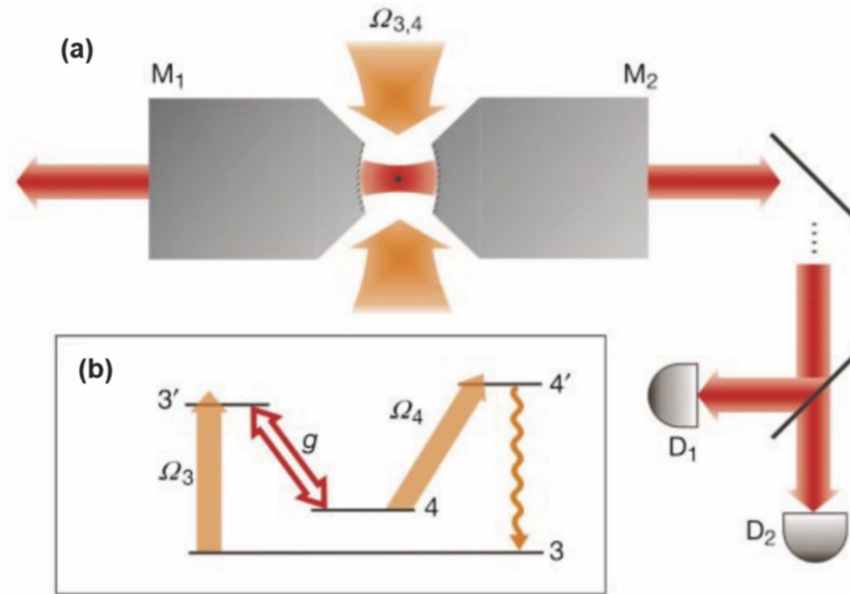


图 2 单原子激光器及其能级示意图^[7]。(a)单原子激光器示意图,其中单个铯原子被俘获在光学 FP 腔中, Ω_3 和 Ω_4 为泵浦光;(b)单原子激光器的能级及其泵浦和光学腔的耦合示意图

Fig. 2 Schematic diagrams of single-atom laser and its energy levels^[7]. (a) Schematic diagram of single-atom laser, where single atom is trapped inside FP cavity, and Ω_3 and Ω_4 are pump light; (b) schematic diagrams of energy levels of single atom laser and coupling between pump and optical cavity

强耦合的单原子腔 QED 系统除了能够产生单光子波包,其还表现出强烈的单光子非线性效应,故其可以从相干光场中过滤出单光子光场和双光子光场,进而可获得单光子或双光子阻塞器件。光子阻塞器示意图如图 3 所示。在基态 $|0, g\rangle$ 和第一激发态 $|1, -\rangle$ 共振的相干光场泵浦系统中,由于强耦合腔 QED 系统的量子非线性效应,故其他高激发态在简并多光子驱动过程中泵浦光场的频率存在失谐,不能被激发,如图 3(b)中过程 I 所示。由于系统只允许一个光子进入,故透射光场在同一时间最多只含有一个光子^[59]。基于类似的原理,可以通过双光子共振泵浦单原子腔 QED 系统实现双光子阻塞^[60],如图 3(b)中过程 II 所示。

2.4 单原子和单光子的相互感知和测量

在强耦合腔 QED 系统中原子和光子能够感知彼此,可以利用单光子感知原子来测量原子的动力

学行为,也可以利用单个原子来测量单个光子的动力学行为。

光学微腔增强了单光子光场和单个原子间的相互作用强度,而腔内的单光子光场存在特定的强度空间分布。在腔模和原子频率存在失谐的情况下,光场与单个原子相互作用时能够产生梯度力。梯度力的大小和光场与原子的耦合强度有关,耦合强度越大,梯度力越大。当 g_0 远大于 κ 和 γ 时,光学腔中的单光子光场将产生足够大的梯度力,能够将单个原子俘获在腔模内^[61-63]。另外,由于腔模的空间分布不均匀,故原子与光学腔的实际耦合强度随着原子运动位置的改变而变化。由于原子的运动能够引起单光子光场的透射强度快速变化,故可利用单光子光场的透射信号高精度测量单原子在腔内的运动轨道。利用基模单光子光场能够在 $10 \mu\text{s}$ 的积分时间内获得 $2 \mu\text{m}$

的测量精度^[63]。进一步,通过实现单原子与高阶非对称空间横模的强耦合,利用具有空间分布结构的单光子对单个原子的位置、平均速度等能进

行更高精度的快速测量,在 $10 \mu\text{s}$ 的积分时间内能将自由穿越光学微腔的原子空间位置的测量精度提高到 100 ns 量级^[64-65]。

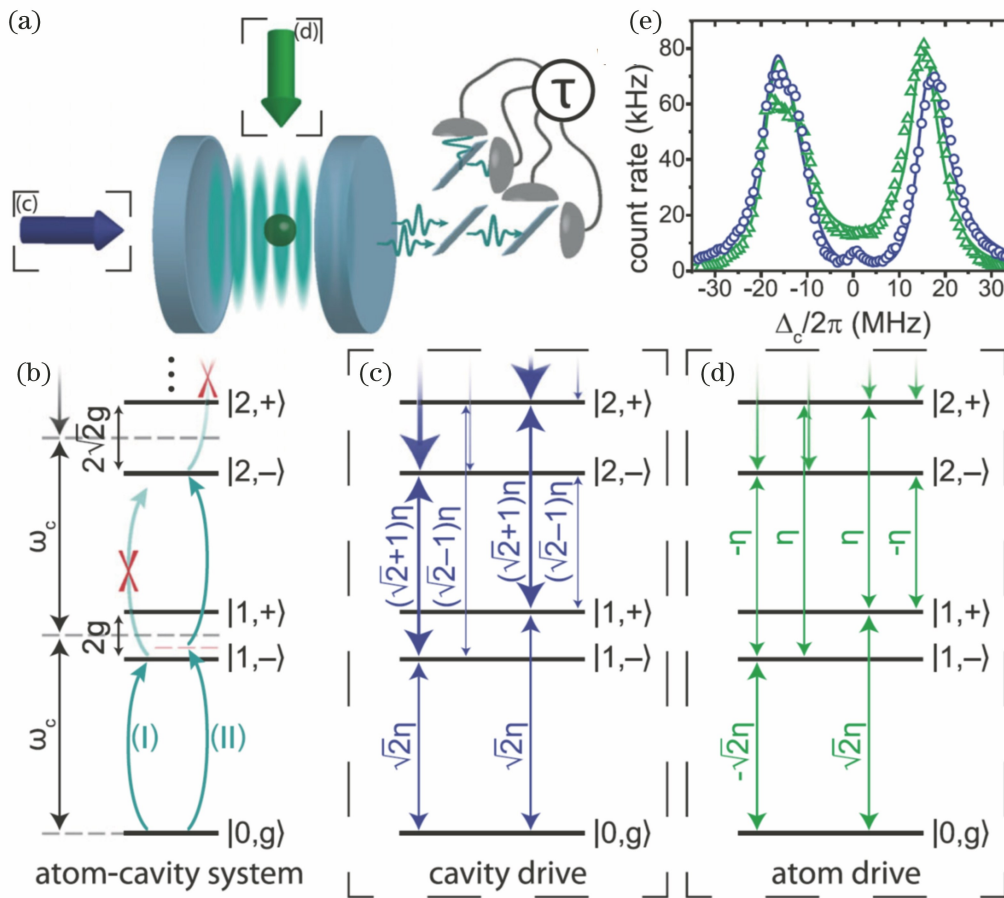


图 3 光子阻塞器示意图^[60]。(a)由腔泵浦或原子泵浦的强耦合单原子腔 QED 系统示意图;(b)强耦合腔 QED 能级及单光子阻塞过程(I)和双光子阻塞过程(II);(c)腔泵浦的能级耦合;(d)原子泵浦的能级耦合;(e)腔泵浦和原子泵浦下的真空拉比分裂
Fig. 3 Schematic diagram of photon blockade device^[60]. (a) Schematic diagram of strongly coupled single-atom cavity QED system under cavity driving or atom driving; (b) energy levels of strongly coupled cavity QED, and processes of single-photon blockade (I) and two-photon blockade (II); (c) energy level coupling under cavity driving; (d) energy level coupling under atom driving; (e) vacuum Rabi splitting under cavity driving and atom driving

在原子内态测量方面,光学腔的 Purcell 效应使原子在腔模中的自发辐射率增大,进而可以大幅提高原子荧光的收集效率。当对中性原子内态测量时,采用光学腔能够在不筛除(丢失)原子的情况下快速高效地对原子内态进行测量^[66-67]。此方案在弥补中性原子量子态探测方案中原子损失的缺点的同时,提高了原子内态探测的速度和精度,为基于中性原子的量子信息处理提供了新的探测方案。单原子与光学腔的强耦合系统还可以在不产生腔场与原子能量(光子)交换的情况下实现原子内态的读取,原理上可以在基本不破坏原子内态的情况下实现原子内态的测量^[68]。

光频光子的非破坏性测量一直是量子物理学中

的一个挑战,而强耦合腔 QED 系统中的原子操控为光频光子的量子非破坏性测量提供了新的途径^[69]。测量基本原理由 Duan 和 Kimble^[70]于 2004 年提出,如图 4 所示。当原子处于 $|1\rangle$ 态时,原子不与光学腔耦合,此时入射光子进入空的单端腔,反射场获得额外的相位 π 。当原子处于 $|2\rangle$ 态时,由于原子跃迁 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 与光学腔共振强耦合,谱线存在真空拉比分裂,故入射光子与耦合系统不共振,其被直接反射,反射光场没有获得额外的相位 π 。如果将原子制备于相干叠加态 $(|1\rangle + |2\rangle)/\sqrt{2}$ 中,当有光子进入腔中时,则此相干态会转化为 $(|1\rangle - |2\rangle)/\sqrt{2}$ 。若没有光子进入腔中,则维持原来状态。在原子施加相位 π 的脉冲后相干叠加态 $(|1\rangle \pm |2\rangle)/\sqrt{2}$

被变换到 $|1\rangle$ 或 $|2\rangle$, 通过探测原子内态即可获知腔内是否有光子。同一个原子和两个腔模间的耦合还可

以进一步实现单个光子量子比特的非破坏性测量^[71]。

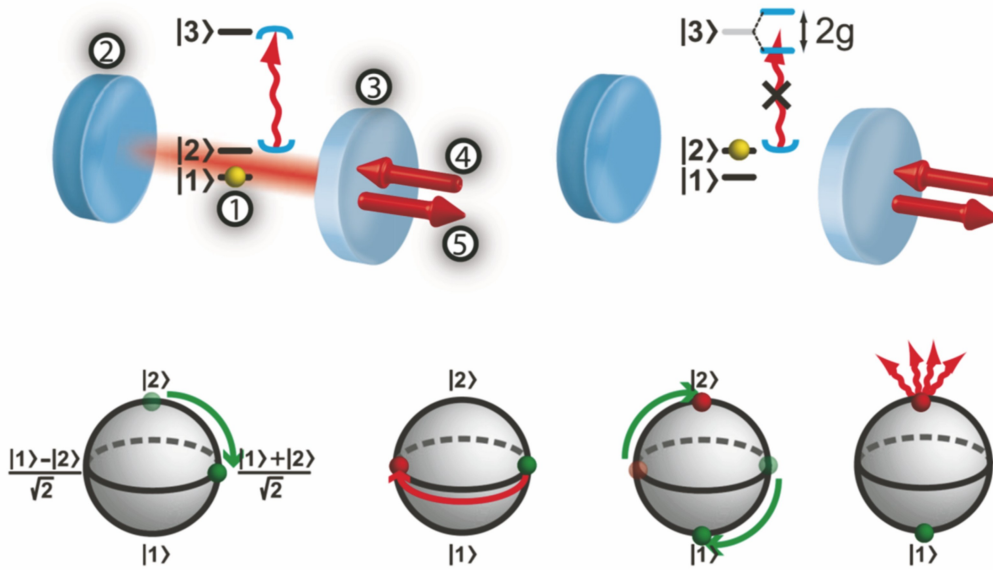


图 4 利用强耦合腔 QED 系统实现单光子非破坏性测量原理图^[69]

Fig. 4 Schematic diagram of non-demolition measurement of single photon by strongly coupled cavity QED system^[69]

2.5 单原子-单光子量子接口和量子网络

高效的单原子-单光子量子接口是量子网络的基本元素, 能够将量子信息在传输通道(光子)和存储介质(原子)间进行转换。操控强耦合腔 QED 系统中原子和光子的相互作用过程可以获得高效的单原子-单光子量子接口^[10-11], 进而实现量子比特在原子和光子间的相互映射。利用光学腔诱导的绝热拉曼过程, 能够将编码在原子 Zeeman 态的量子比特

转移到产生的单光子偏振态上, 如 5(a) 中 Node A 所示。利用相反的过程可以将编码在单光子偏振态上的量子比特写入原子的 Zeeman 态, 如图 5(a) 中 Node B 所示。在多个腔 QED 节点间利用单原子-单光子的量子接口能够将量子态在不同节点间传输和转移, 进而可实现基本的量子网络^[12]。单原子-单光子量子接口将一个节点中的量子比特借助光子传输写入第二个节点, 如图 5 所示。在第一个节点

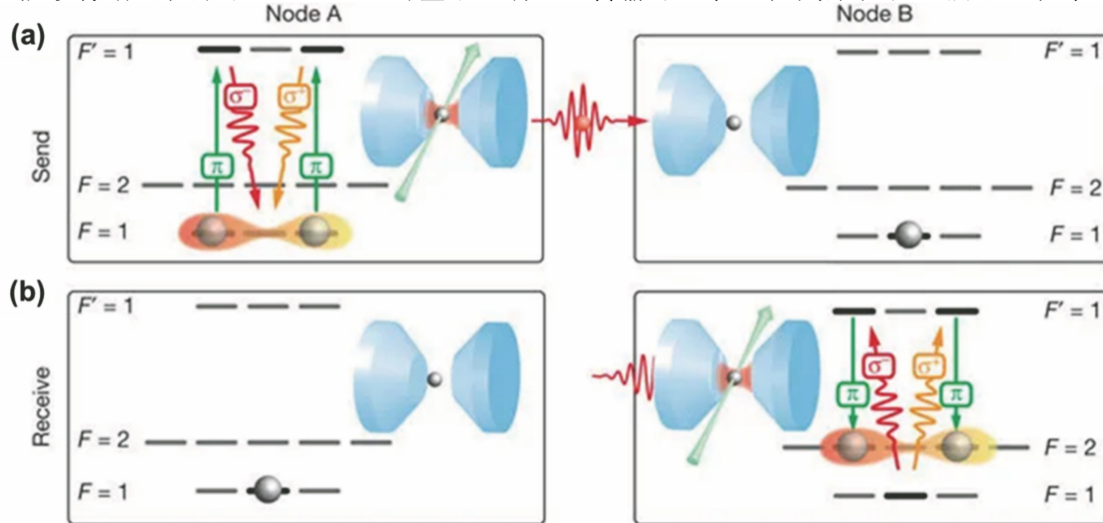


图 5 利用单原子腔 QED 实现量子网络中原子到光子量子比特的映射和光子到原子量子比特的映射^[12]。

(a) 原子到光子量子比特的映射; (b) 光子到原子量子比特的映射

Fig. 5 Realization of atom-to-photon qubit mapping and photon-to-atom qubit mapping in quantum network by using single-atom cavity QED^[12]. (a) Atom-to-photon qubit mapping; (b) photon-to-atom qubit mapping

产生光子-原子的纠缠态后,将产生的光子写入第二

个节点能够实现远距离原子纠缠,如图 6 所示。

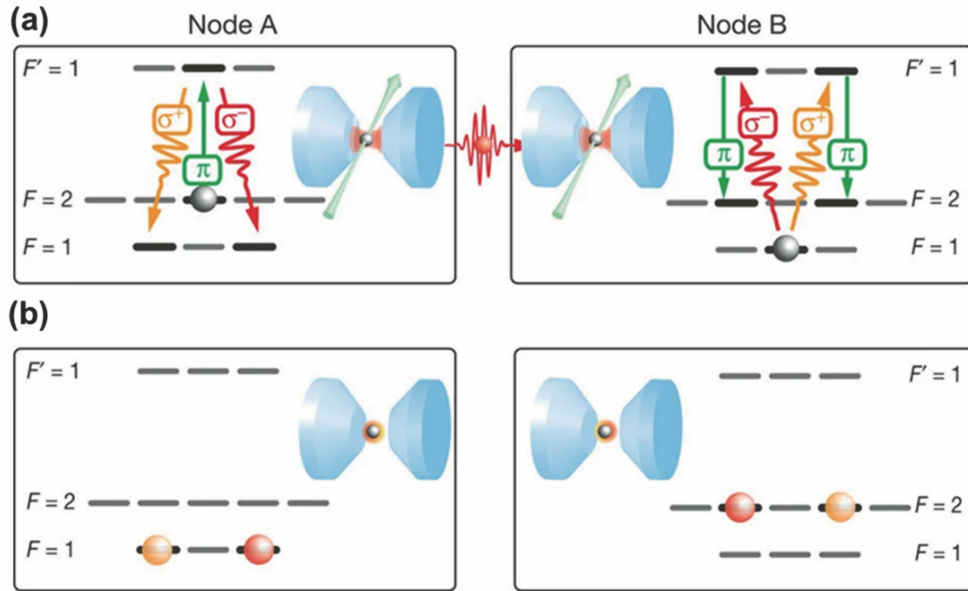


图 6 利用单原子腔 QED 实现量子网络中远距离原子的纠缠^[12]。(a)在第一个节点产生原子-光子的纠缠并将光子写入第二个节点中的单原子; (b)量子网络中远距离原子的纠缠

Fig. 6 Realization of entanglement of remote atoms in quantum network by using single-atom cavity QED^[12]. (a) atom-photon entanglement is generated at the first node, and photon is written into single atom at the second node;

(b) entanglement of remote atoms in quantum network

2.6 单原子-单光子量子逻辑门和分布式量子计算

分布式量子计算利用光子将不同的计算节点连接起来形成大规模的量子计算网络,其中单原子-单光子的量子逻辑门是构成分布式量子计算网络的基本元素。采用 2.4 节中介绍的利用单端腔和单原子耦合系统非破坏性测量腔内光子的原理能够进一步实现单原子-单光子的量子逻辑门,即 Duan-Kimble 方案^[70],其基本原理如下。将原子量子比特编码于基态 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 中,将光子量子比特编码于偏振态 $|L\rangle$ 和 $|R\rangle$ 中,选择合适的原子能级仅使得基态 $|\uparrow\rangle$ 通过激发态 $|e\rangle$ 与光学腔的偏振态 $|R\rangle$ 强耦合。当光子入射到单端腔 QED 系统中时,只有在原子态和光子态同时处于 $|R\rangle|\uparrow\rangle$ 态情况下光子才会被直接反射,此时无法获得额外的相位 π 。在其他光子原子量子态的组合中,光子反射后可获得额外的相位 π 。因此,将编码于偏振态的光子量子比特在含有原子量子比特的单端腔 QED 系统中反射后即可实现原子和光子间的控制相位门^[13]。基于上述原理,在光子晶体光学腔系统中操控单原子也能够实现光子的相位切换^[72]。在连续的两个单光子从同一个腔 QED 系统反射后测量腔内原子态,并将结果投影到第一个光子上能够进一步实现单光子-单光子量子逻辑门^[14]。将单光子量子比特连续在两

个远距离的单端腔 QED 系统上反射,探测最终的光量子态并对第一个腔 QED 中的原子量子比特进行相应的条件相位操作,可以实现远距离原子间的控制相位门^[15],如图 7 所示。

在基本量子网络中,实现和演示空间分离的量子节点间的量子操控和量子技术,如量子离物传态^[73]、远距离原子贝尔态的非破坏性测量^[74]和光子的多次非破坏性测量^[75]等,是检验量子基本定律和进一步扩展量子网络功能的重要手段,将成为量子网络和腔 QED 研究的重要方向。

2.7 光场薛定谔“猫态”的产生

薛定谔“猫态”是宏观物质的量子叠加态,在量子信息和量子精密测量中都有重要应用。由于光子间没有直接的相互作用,故光场薛定谔“猫态”缺乏有效的产生手段,进而技术上一直以来通过在压缩真空中减少光子的手段来实现近似的小尺度光场薛定谔“猫态”^[76]。利用单端腔的强耦合腔 QED 系统能够制备理想的光场薛定谔“猫态”^[77],其基本原理如图 8(a)所示。腔内单原子存在两个基态 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$, $|\uparrow\rangle$ 态可通过原子激发态和光学腔的强耦合获得。当原子处于 $|\uparrow\rangle$ 态时,由于原子耦合造成的能级分裂,入射的与空腔共振的相干光场 $|\alpha\rangle$ 会被直接反射,故反射光场中无额外的相位。

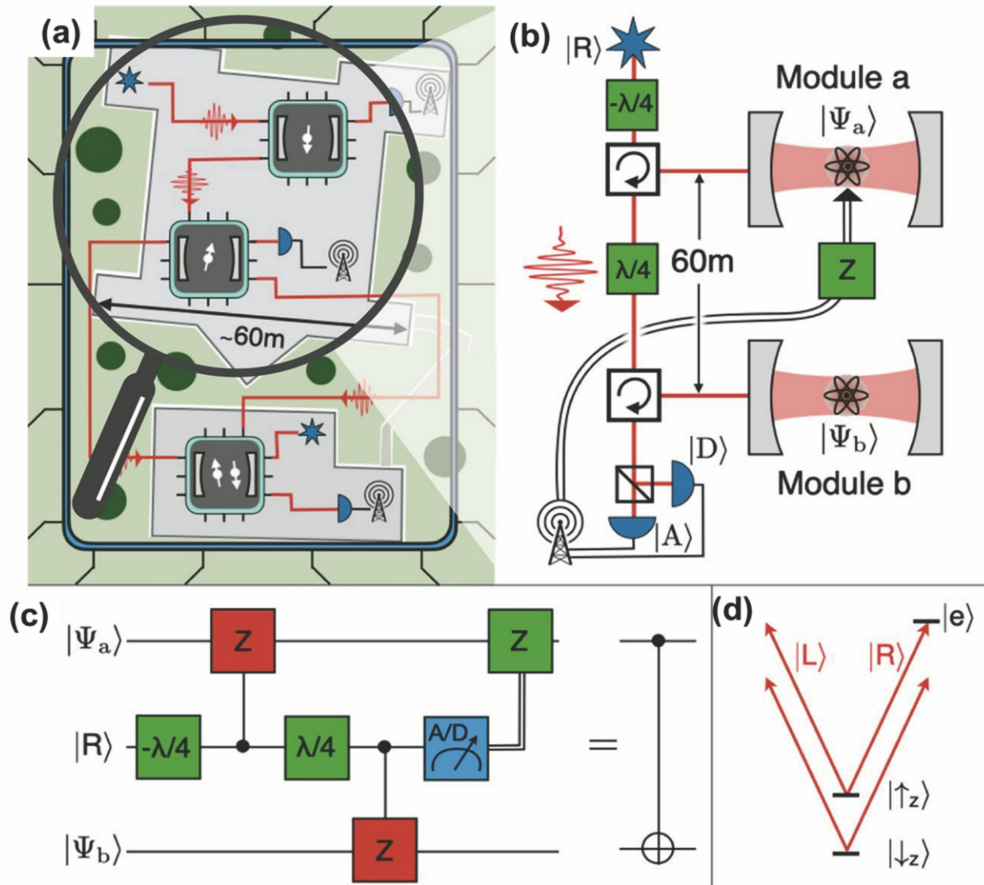


图 7 远距离原子间的量子逻辑门^[15]。(a)分布式量子计算概念图;(b)远距离原子间量子逻辑门的实现示意图;

(c)逻辑门对应的量子线路;(d)原子-光子逻辑门的原理

Fig. 7 Quantum logic gate between remote atoms^[15]. (a) Conceptual drawing of distributed quantum computation; (b) schematic diagram of realization of quantum logic gate between remote atoms; (c) quantum circuit corresponding to logic gate; (d) principle of atom-photon logic gate

当原子处于 $|\downarrow\rangle$ 态时,入射的相干光场可进入腔模,被反射后可获得额外的相位 π ,反射光场为 $|\alpha\rangle$ 。若将原子制备于基态 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 的相干叠加态 $\frac{\sqrt{2}}{2}(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)$ 中,则相干光场 $|\alpha\rangle$ 经光学腔反射后可形成光场和原子的纠缠态 $\frac{\sqrt{2}}{2}(|\uparrow\rangle|\alpha\rangle + |\downarrow\rangle|\alpha\rangle)$ 。在对原子进行叠加态测量后,反射光场会被投影到偶“猫态”或奇“猫态”上。最近, Hacker 等^[78]在实验通过此方案成功制备了相干光场复振幅为 $\alpha=1.4$ 的光场薛定谔“猫态”,为基于光场薛定谔“猫态”的量子信息和量子精密测量研究开辟了新的途径。

2.8 小结

简要回顾了光学 FP 腔和单原子强耦合的腔 QED 系统的基本原理和相关的实验进展。可以看出,虽然单原子腔 QED 的理论非常简单,但是调控其量子过程能够产生丰富的量子资源并衍生出多种量子技术。然而,这些量子技术的研究还处于实验

室演示阶段,实用性的量子技术需要通过进一步提高量子操作的保真度才能实现。量子操作保真度的提高本质上需要进一步增加原子和光学腔的耦合强度。当前,光纤 FP 腔^[79-82]、光子晶体腔^[83]等新型光学微腔的出现可以极大压缩光场模式体积,能够将腔与原子的耦合强度提高到百兆赫兹以上。介绍的实验方案可以直接用于上述新型光学微腔中,且这些新型光学微腔可以和光纤系统自然兼容,有望发展出实用的量子技术并实现可靠的量子网络。

3 双原子和光学腔的强耦合

3.1 双原子和光学腔相互作用的基本理论

当腔内有两个二能级原子同时与光学腔耦合且耦合系数相同时,系统的哈密顿量可表示为

$$H_1 = \frac{1}{2}\omega_A \sum_{i=1,2} \sigma_z^{(i)} + \omega_C \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) + g_0 \sum_{i=1,2} (a^\dagger \sigma_-^{(i)} + a \sigma_+^{(i)}), \quad (5)$$

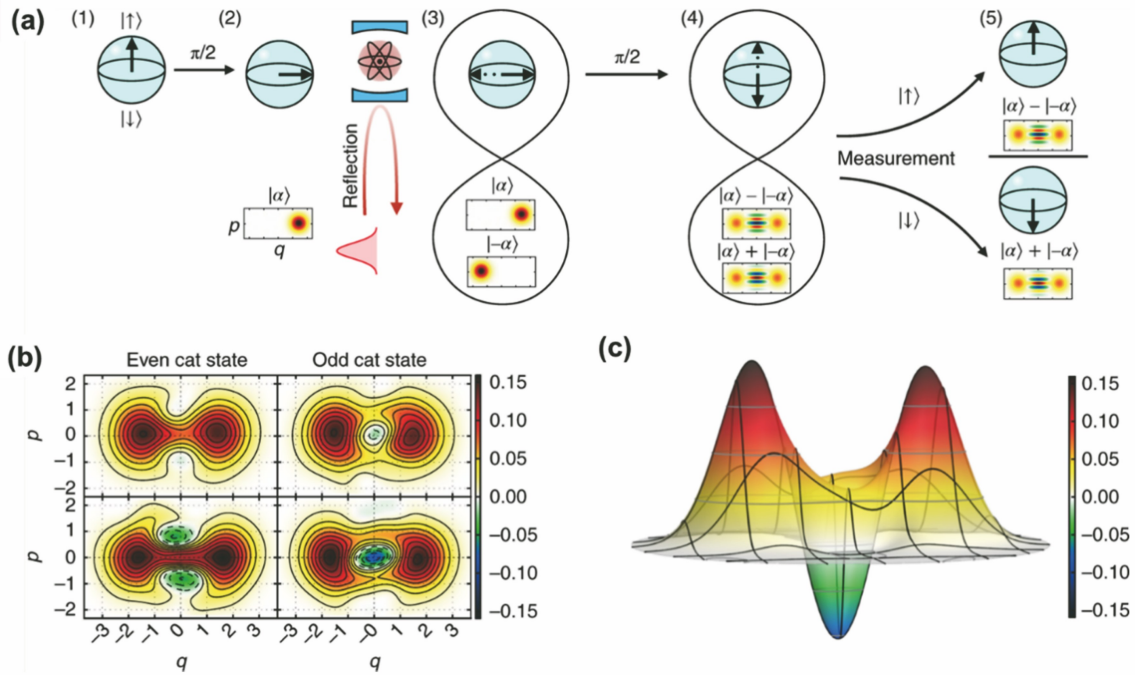


图 8 光场薛定谔“猫态”的产生^[78]。(a)实验原理；(b)产生的“猫态”的 Wigner 函数；(c)重构的三维 Wigner 函数

Fig. 8 Generation of optical Schrödinger “cat state”^[78]. (a) Principle of experiment; (b) Wigner function of generated “cat state”; (c) reconstructed three-dimensional Wigner function

式中： $\sigma_-^{(i)}$ 、 $\sigma_+^{(i)}$ 和 $\sigma_z^{(i)}$ 分别为第 i 个原子的上升、下降和泡利 Z 算符。当原子和光场的频率失谐为 0 时，双原子腔 QED 系统的波函数和能量如图 9 所示。其中， $|S\rangle = (|eg\rangle + |ge\rangle)/\sqrt{2}$ 和 $|A\rangle =$

$(|eg\rangle - |ge\rangle)/\sqrt{2}$ 分别为两个原子的对称态和非对称态。 $|S\rangle$ 态的两个原子在腔模内辐射的光场相干相长，与光学腔耦合最大。 $|A\rangle$ 态的两个原子在腔模内辐射的光场相干相消，与光学腔的耦合为零。

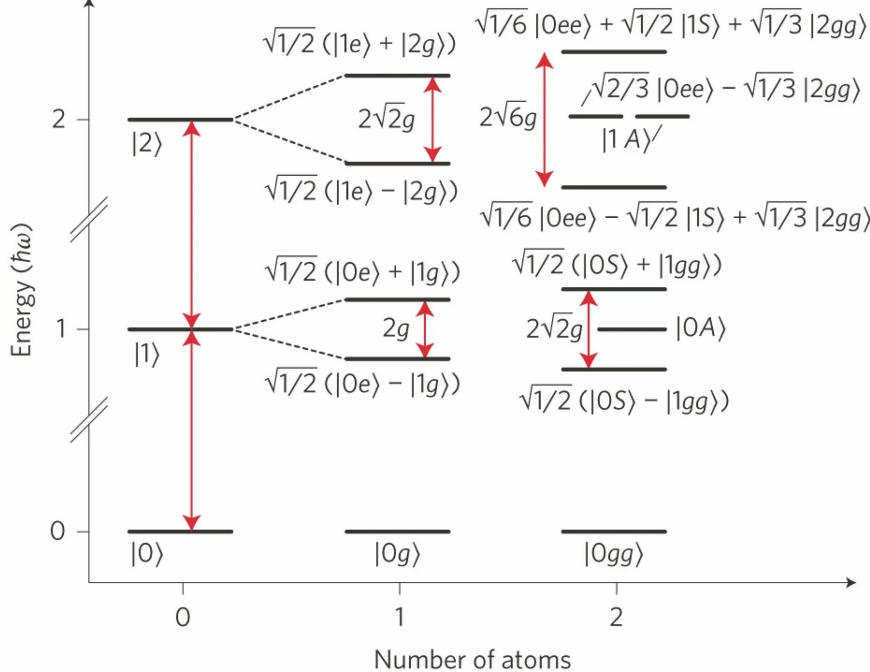


图 9 双原子腔 QED(右)、单原子腔 QED(中)和空腔(左)的能级对比^[37]

Fig. 9 Energy level comparison among two-atom cavity left (right), single-atom cavity QED (middle), and empty cavity (left) ^[37]

相比单个原子与光学腔的耦合系统,两个原子与光学腔的耦合系统的能级结构更为复杂:当激发数 $n=1$ 时,系统有两个能级,能量分别为 $E_{\pm} = \omega_A \pm \sqrt{2}g$; 当 $n \geq 2$ 时,系统有 3 个能级,能量分别为 $E_{n_0} = n\omega_A$ 和 $E_{n_{\pm}} = n\omega_A \pm 2\sqrt{n+1/2}g$ 。

双原子腔 QED 系统是最基本的多原子腔 QED 系统,在该系统中能够观测到更为丰富的量子现象,特别是原子在光学腔中的相互作用效应,比如辐射荧光的相干行为。另外,操控单光子与两个原子的相互作用过程还能够获得原子纠缠等多种量子资源并实现原子间的量子相位门、双原子寄存器等多种量子器件。然而,双原子腔 QED 系统的实现对腔内原子的操控技术提出了更高的要求。由于 FP 光学腔的腔模式为驻波场,故要获得稳定的双原子与光学腔相互作用需要将两个原子的位置都以几十纳米的精度控制。此外,对单一原子的操控还需要额外的寻址技术。

3.2 双原子腔量子电动力学中的干涉现象

在双原子和光学腔的耦合系统中最重要现象就是原子和原子间辐射场的相互影响,进而能够观测到双原子间辐射场的干涉。辐射场干涉相长时表现为超辐射,辐射场干涉相消时表现为亚辐射。原子间的干涉又由原子在腔模中的位置和激发光场的相位决定,这就需要精确控制原子在腔中的位置。

在电路腔 QED 系统中,人工原子能够借助精密的刻蚀和加工技术与电路腔稳定耦合,进而可观测到超辐射现象^[38]。利用光学冷却和俘获的手段在光学 FP 腔中获得两个原子和光学腔的耦合在技术上实现是非常困难的。2015 年,Reimann 等^[39]通过移动的光格子将两个冷原子传送进光学微腔,并在垂直于腔轴的方向上通过泵浦原子的方式研究了两个原子瑞利散射间的干涉现象。在该实验中,由于在腔轴方向上缺乏对原子的束缚,故原子间的相对相位在 0 和 π 间随机跳动。同年,Casabone 等^[40]也研究了两个纠缠的离子和光学腔的相互作用,通过调节两个离子纠缠态间的相位,离子在光学腔中的辐射经历了由亚辐射到超辐射的变化过程。2016 年,Neuzner 等^[37]在腔轴方向和垂直于腔轴的光泵浦方向同时采用光格子固定原子位置,并借助侧向的单原子成像确定原子间的相对位置,进而实现了对原子激发过程中激发光与原子光学腔相互作用时的相位的完全确定。基于此技术能够系统研究双原子在腔中的超辐射和亚辐射现象。

3.3 基于双原子腔电动力学的原子纠缠产生及双原子逻辑门

在双原子腔 QED 中,两个原子同时和腔模相互作用,操控腔模耦合的 Raman 过程可在腔内产生两个光子,对此过程中产生的光子偏振态进行探测能够产生预告式的双原子纠缠^[41]。单个离子在光学腔和 Raman 光的作用下产生原子光子纠缠态 $|\psi\rangle = \sqrt{1/2}(|DH\rangle + |D'V\rangle)$,其中 $|D\rangle$ 和 $|D'\rangle$ 为离子态, $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$ 为光子态,如图 10 所示。两个离子同时经历上述过程后产生的光子在腔中干涉,若同时在光学腔输出光场中探测到一个 H 光子和一个 V 光子,则双原子量子态被投影到纠缠态 $|\psi_{\text{atom}}\rangle = \sqrt{1/2}(|DD'\rangle + |D'D\rangle)$ 上。

另外,对系统反射的单光子量子态进行探测能够从双原子的叠加态中“雕刻”出最大纠缠态^[42],如图 11 所示。首先,将光学腔中的两个原子制备于相干叠加态 $|\psi\rangle = (|\uparrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle + |\downarrow\downarrow\rangle)/2$ 中,入射一个偏振为 $|A\rangle = (|L\rangle + i|R\rangle)/\sqrt{2}$ 的光子。光子的 $|R\rangle$ 态通过腔和原子的 $|\uparrow\rangle$ 态耦合,若两个原子最少有一个原子处于 $|\uparrow\rangle$ 态,则光子的 $|R\rangle$ 态被直接反射, $|L\rangle$ 态被空腔反射后可获得额外的相位 π ,反射的光子态变为 $|D\rangle = (|L\rangle - i|R\rangle)/\sqrt{2}$ 。当原子都处于 $|\downarrow\rangle$ 态时,所有的光子态都被空腔反射,均获得了额外的相位 π ,此时反射光子态 $|A\rangle$ 不变。因此,当探测到 $|D\rangle$ 态的光子时,将原子量子态以 $3/4$ 的概率投影到 $(|\uparrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)/\sqrt{3}$ 上。然后,对原子整体进行 π 旋转操作,将原子态变换为 $(|\downarrow\downarrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)/\sqrt{3}$ 。该原子态经第二次 $|A\rangle$ 态光子反射后,若探测到的反射光子态为 $|D\rangle$ 态,则可将原子态制备于最大纠缠态 $(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)/\sqrt{2}$ 上。其他纠缠态可通过探测不同的单光子偏振态实现。

进一步,将单光子作为媒介,通过光子和腔内双原子的相互作用可以制备双原子量子逻辑门^[43]。与前面的“雕刻”方案类似,先将双原子制备于腔内,然后利用光学腔反射一个 $|R\rangle$ 态的光子,只有当原子都处于 $|\downarrow\downarrow\rangle$ 态时光子被空腔反射后,系统才会获得额外的相位 π 。当原子处于其他原子态组合时,光子被直接反射,系统不能获得额外的相位。因此,测量到反射光子即表明完成了原子间的控制相位门操作。

利用光学腔产生原子纠缠和量子逻辑操控的方案极大地丰富了基于原子的量子信息处理技术,能够被用于量子网络和分布式量子计算中。

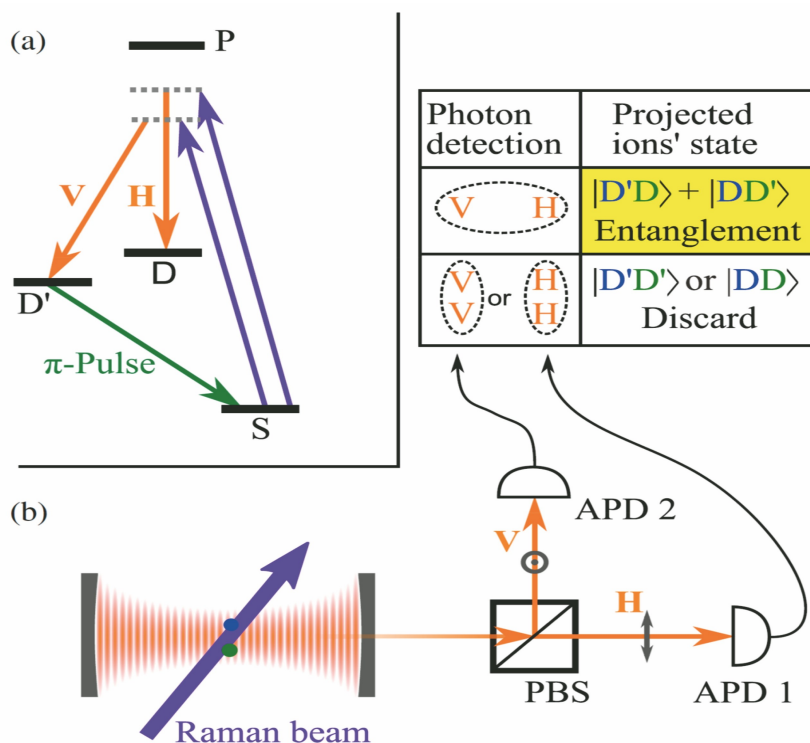


图 10 预告式双离子纠缠的产生^[41]。(a)离子能级示意图;(b)利用探测光子产生双离子纠缠的示意图
Fig. 10 Generation of heralded entanglement of two ions^[41]. (a) Schematic diagram of energy levels of ions;
(b) schematic diagram of two-ion entanglement generated by detecting photons

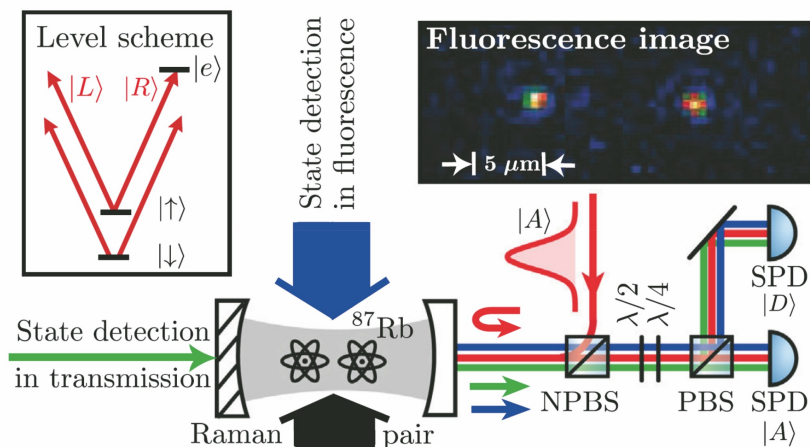


图 11 双原子腔 QED 系统中利用光子“雕刻”原子纠缠态的示意图^[42]
Fig. 11 Schematic diagram of “carving” atom entanglement state by photons in two-atom cavity QED system^[42]

3.4 双原子量子节点及其在量子密钥分发方面的应用

腔 QED 系统作为量子网络研究的重要系统, 在同一个节点内放置多个量子比特可以极大提高量子网络的性能, 基于双原子光学腔 QED 系统能够对量子网络中操控双原子节点的基本技术进行研究。通过声光偏移器(AOD)等器件引入寻址功能能够实现可以随机寻址的双比特量子节点, 该节点

能够将两个光子量子比特随机存入和读出^[44], 如图 12(a)所示。在此基础上可以进行无条件的量子密钥分发^[45], 如图 12(b)所示。首先, 在双比特量子节点中产生原子 A 和光子的纠缠。然后, 将光子分发给 Alice, Alice 利用特定基矢测量光子后可实现和原子 A 的关联。在利用同样的步骤实现 Bob 和原子 B 的关联后, 对原子 A、B 进行贝尔态探测以实现 Alice 和 Bob 的关联, 进而完成密钥分发。

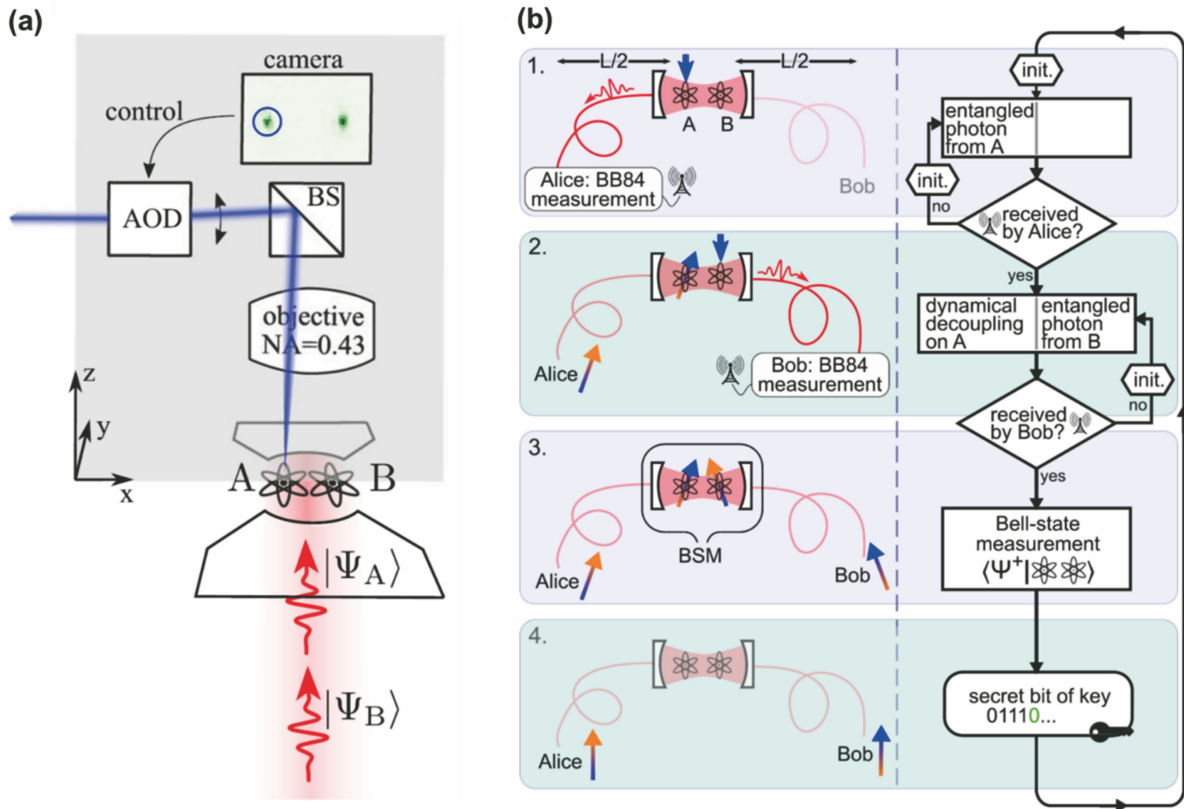


图 12 双原子量子节点及其在量子密钥分发中的应用。(a)利用 AOD 寻址的双原子量子节点^[44];

(b)利用腔中的双原子实现无条件的量子密钥分发^[45]

Fig. 12 Two-atom quantum node and its application in quantum key distribution. (a) Two-atom quantum node addressed by AOD^[44]; (b) unconditional quantum key distribution realized by using two atoms in cavity^[45]

3.5 与纳米光子晶体腔耦合的双原子量子接口

纳米光子晶体腔能够将光学腔的模式体积降低到其衍射极限,极大增强了其与原子的相互作用强度。同时,纳米光子晶体腔能够与光纤网络适配,在量子网络方面具有极大的应用潜力。精确操控两个微尺度光学偶极阱能够实现阱中俘获的两个原子与纳米光子晶体腔的强耦合,如图 13 (a)所示。通过系统的反射光谱能够研究原子共振耦合时的集体增强效应和色散耦合下的双原子亮态和暗态的反交叉效应^[46]。在此基础上,可以进一步实现双原子的量子接口^[47],双光子量子纠缠态的产生和读取以及单原子量子比特的量子控制。双原子量子操控的原理图如图 13 所示。由于纳米光子晶体腔为单端腔,故其纠缠态的产生原理类似于 3.3 节中的量子态“雕刻”方案。首先,将双原子制备于叠加态 $|\psi\rangle = (|00\rangle + |01\rangle + |10\rangle + |11\rangle)/2$ 上。然后,基于不同原子量子态对光场反射率不同的特性,借助光场反射非破坏性地测量原子内态,并将 $|00\rangle$ 态剔除,如图 13(c)所示。在对原子整体量子态进行 π 旋转后,再次利

用光场测量原子内态,并将新的 $|00\rangle$ 态剔除,最终可产生双原子纠缠态 $(|00\rangle + |11\rangle)/\sqrt{2}$ 。

3.6 小结

简要介绍了可控双原子与光学腔耦合的腔 QED 系统的实验研究进展,其研究主要集中在原子与光场的集体相互作用和可独立寻址的双原子量子网络节点方面。这些研究是进一步拓展可控的多原子与光学腔耦合的系统进行量子信息和量子网络研究的基础,具有十分重要的意义。然而,腔内确定性多原子操控面临着巨大的技术挑战,如腔内确定性多原子阵列的获得、阵列与光学腔的稳定耦合和多原子的寻址等。

4 多原子和光学腔的强耦合研究

4.1 多原子和光学腔相互作用的基本理论

当 N 个原子同时和光学腔耦合时,哈密顿量在旋波近似下由 T-C(Tavis-Cummings)模型描述

$$H_2 = \omega_A S_z + \omega_c a^\dagger a + g_0 (a^\dagger S_- + a S_+), \quad (6)$$

式中: S_+ , S_- 和 S_z 为原子的集体自旋算符,其表达

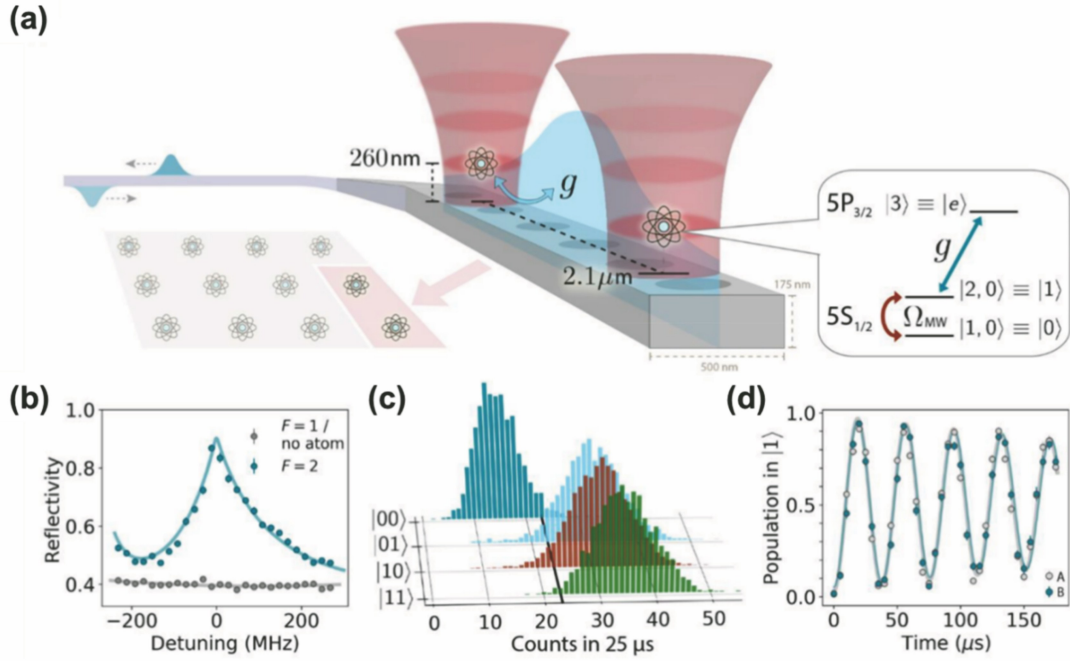


图 13 纳米光子晶体腔和耦合的双原子间的量子接口示意图^[47]。(a)基于纳米光子晶体腔的多比特量子接口示意图；(b)不同内态的原子和纳米光子晶体腔耦合时的反射谱；(c)双原子处于不同内态组合时的反射光子计数；(d)利用微波操控单原子拉比振荡

Fig. 13 Schematic diagram of quantum interface between nano-photon crystal cavity and two coupled atoms^[47]. (a) Schematic diagram of quantum interface for multiple qubits based on nano-photon crystal cavity; (b) reflective spectra of atoms in different internal states coupled with nano-photon crystal cavity; (c) reflective photon count when two atoms are in different combinations of internal states; (d) Rabi oscillation of single atom driven by microwave

式为

$$\begin{cases} S_+ = \sum_{i=1}^N S_+^{(i)} \\ S_- = \sum_{i=1}^N S_-^{(i)} \\ S_z = \sum_{i=1}^N S_z^{(i)} \end{cases} \quad (7)$$

对于自旋为 $-1/2$ 的二能级原子有 $S^{(i)} = |g_i\rangle\langle e_i|, S_+^{(i)} = |e_i\rangle\langle g_i|, S_z^{(i)} = (|e_i\rangle\langle e_i| - |g_i\rangle\langle g_i|)$, 其中 $|g_i\rangle$ 和 $|e_i\rangle$ 分别为第 i 个原子的基态和激发态。于是, 有对易关系 $[S_+, S_-] = 2S_z$ 和 $[S_z, S_\pm] = S_\pm$ 。该系统中 $S_z + a^\dagger a$ 是守恒量, 当 $S_z + a^\dagger a$ 对应的量子数 n 为系统的总能量激发数时, 若 $n \leq N$, 则系统对应的多重态有 $n+1$ 个能级; 若 $n > N$, 则系统对应的多重态有 $N+1$ 个能级, 如图 14 所示。当 $n \leq N$ 时, 系统的本征态为 $|n, j\rangle$, 可以近似表示为

$$\begin{aligned} |n, j\rangle &\approx \sum_{l=-L}^L \langle L, l | \exp(i\theta L_Y) \times \\ &|L, j\rangle |S, L - S - l\rangle |L - l\rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

式中: $\tan \theta = 2g_0 \sqrt{n/\Delta}$; $-n/2 \leq j \leq n/2$; $S = N/2$ 为原子的最大量子数; $L = n/2$ 为原子能够激发的最大量子数; $|L, j\rangle$ 和 $|S, L - S - l\rangle$ 分别对应 L 和 S 的角动量态; $|L - l\rangle$ 为 $a^\dagger a$ 的本征态; L_Y 为 Y 方向上的角动量算符。系统本征态对应的本征能量近似为

$$E(n, j) \approx \left(n - \frac{N}{2}\right) \omega_A - \frac{n}{2} \Delta + j \sqrt{4g^2 N + \Delta^2}. \quad (9)$$

当原子跃迁和光场的频率失谐为 $\Delta = 0$ (即 $\omega_A = \omega_C = \omega_0$) 时, 其中 ω_0 为原子的共振频率, 系统最低的几个能级的本征态和本征能量^[85] 分别为

$$\begin{cases} |0, 0\rangle = |N/2, -N/2\rangle |0\rangle \\ E(0, 0) = -(N/2)\omega_0 \end{cases}, \quad (10)$$

$$\begin{cases} |1, \pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|N/2, -N/2 + 1\rangle |0\rangle \pm \\ |N/2, -N/2\rangle |1\rangle) \\ E(1, \pm) = \left(-\frac{N}{2} + 1\right) \omega_0 \pm g_0 \sqrt{N} \end{cases}, \quad (11)$$

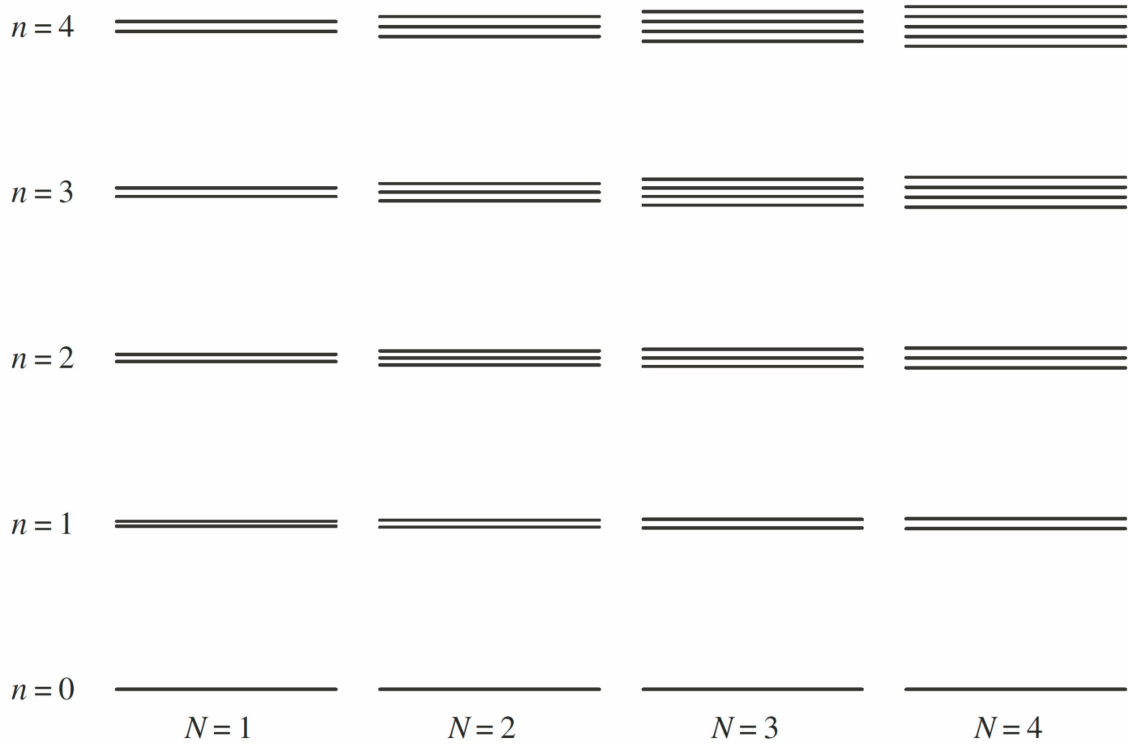


图 14 不同数目的原子和光学腔耦合时的能级分裂^[84]

Fig. 14 Energy level splitting when different numbers of atoms are coupled with optical cavity^[84]

$$\left\{ \begin{array}{l} \begin{array}{l} |2, +1\rangle \\ |2, 0\rangle \\ |2, -1\rangle \end{array} = \begin{bmatrix} \sqrt{\frac{N-1}{4N-2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & \sqrt{\frac{N}{4N-2}} \\ -\sqrt{\frac{N}{2N-1}} & 0 & \sqrt{\frac{N-1}{2N-1}} \\ \sqrt{\frac{N-1}{4N-2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} & \sqrt{\frac{N}{4N-2}} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} |N/2, -N/2+2\rangle |0\rangle \\ |N/2, -N/2+1\rangle |1\rangle \\ |N/2, -N/2\rangle |2\rangle \end{bmatrix} \\ \\ \begin{array}{l} E(2, +1) \\ E(2, 0) \\ E(2, -1) \end{array} = \begin{bmatrix} \left(-\frac{N}{2}+2\right)\omega_0 + g_0\sqrt{4N-2} \\ \left(-\frac{N}{2}+2\right)\omega_0 \\ \left(-\frac{N}{2}+2\right)\omega_0 - g_0\sqrt{4N-2} \end{bmatrix} \end{array} \right. \quad (12)$$

实际的多原子腔 QED 系统中也存在光学腔和原子的衰减,由于原子的集体效应,故当原子数 N 足够大时很容易满足 $\sqrt{N}g_0$ 大于 κ 和 γ 。当只考虑单量子激发时,原子集体和腔模之间交换单个光子的相干过程占主导地位,第一激发态 $|1, \pm\rangle$ 能够在光谱上被完全分辨开,形成多原子真空拉比分裂。

多原子与光学腔的耦合系统更加复杂,操控难度也更大。现阶段多原子和光学腔的耦合系统大多通过在光学腔内操控大数目的原子系综实现,相关研究主要聚焦于多原子的集体自旋态(Dicke 态)与

原子的相互作用。利用多原子的集体自旋态与光学腔的相互作用研究多原子的超辐射、模拟量子系统的演化以及实现多原子纠缠态和压缩态等。

4.2 多原子与光学腔耦合系统中的超辐射现象

典型的多原子与光学腔耦合的量子现象就是多原子的超辐射,即多个处于激发态的原子在耦合的腔模中辐射光子时产生的偶极相互作用增强了原子和真空场的耦合,产生了比原子自发辐射更快且更强的辐射场。研究腔内多原子的超辐射不但可以帮助人们进一步了解长程偶极相互作用下多原子相互

作用的动力学^[19, 86-87], 而且操控该过程可以制备超辐射激光^[16], 有望产生特定的光场量子态^[88]。

当原子在自由空间自发辐射时, 在特定方向的辐射光强与原子数呈线性关系。当原子在腔中的辐射光场相干相长时, 产生的光强与原子数间呈二次方关系。然而, 腔内原子的超辐射现象会受到泵浦光场相位的影响, 故很难对其进行观测。在坏腔(腔的衰减系数大于腔与原子的耦合系数和原子的衰减系数)中, 原子在腔模中辐射的光子被直接从腔模中输出。在实验中, 常在腔轴方向上泵浦腔内原子, 由于原子的辐射光场和泵浦光场具有相同的相位, 故能够直接观察到坏腔中的原子的超辐射现象^[16-17]。在坏腔系统中, 系统输出光场的相干性(线宽)取决于原子基态的相干性, 利用坏腔系统

能够制备线宽窄于光学腔线宽的超辐射激光^[16]。在强耦合腔 QED 系统中, 腔模中原子辐射的光子在逃逸出腔模前能被原子再次吸收。同时, 由于光学腔的线宽限制, 无法从腔轴方向泵浦原子, 故其超辐射现象难以被观察到。2018 年, Kim 等^[18]在钡原子与光学腔相互作用系统中, 通过设计原子的泵浦和原子与腔相互作用的位置观测到了强耦合系统中多原子的超辐射现象。热原子束经过特定花样的纳米孔阵列后进入光学腔中, 调节纳米孔阵列的位置使原子与光学腔相互作用的相位一致, 进而实现不同原子在腔中辐射的光场相干相长, 如图 15 所示。在此实验中, 他们发现当腔内原子数小于 1 时, 腔中辐射的光场强度与腔内平均原子数呈二次方关系。

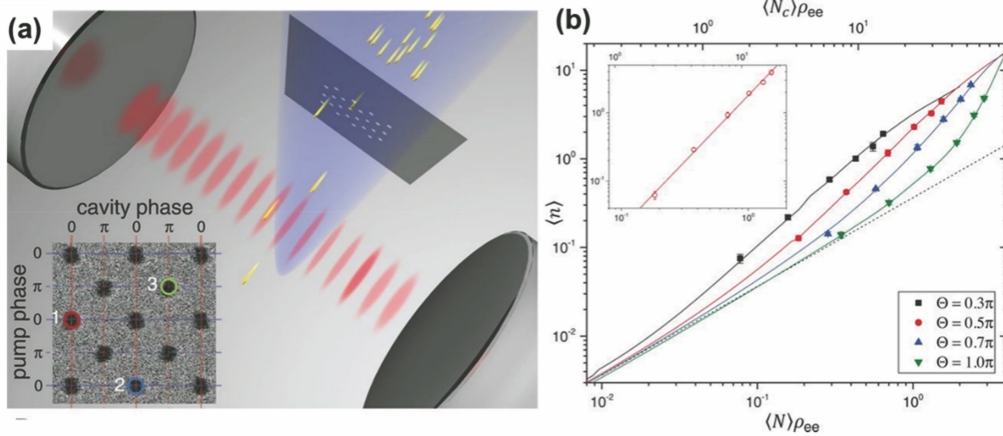


图 15 单原子超辐射^[18]。(a)热原子经过特定花样的纳米孔阵列进入高精度度光学腔中;(b)腔内光子数和入射原子数的关系
Fig. 15 Superradiance of single atom^[18]. (a) hot atoms enter high-precision optical cavity through nano-hole array with specific pattern; (b) relation between number of intracavity photons and number of incident atoms

4.3 量子模拟

当光学腔和多原子相互作用时, 腔模与所有原子都同时发生相互作用, 能够提供任意原子间的长程相互作用, 可以用于模拟特定的多体系统动力学过程。

典型的多原子与光学腔相互作用模型为 Dicke 模型, Dicke 模型描述了全同粒子和单模光场的相互作用, 是量子物理的基本模型之一。实验上利用 Dicke 模型研究与光学腔耦合的玻色爱因斯坦凝聚体(BEC)的动力学^[19]。利用在对射的侧向泵浦光作用下的腔内原子动量态和光子间的耦合能够模拟包含反旋波项的 Dicke 哈密顿量 $\frac{\hbar\lambda}{\sqrt{N}}(a^\dagger + a)(J_+ + J_-)$, 其中 $J_\pm = \sum_i |\pm k, \pm k\rangle_i \langle 00|$ 为原子的集体动量上升和下降算符, 其中 λ 为光与原子的

等效耦合强度, 如图 16 所示。通过调节泵浦光的强度发现 BEC 从超流相到 Dicke 固体相间的相变在一定的阈值内才能够发生。当多体费米子与光学腔相互作用时, 其交换反对称性会引起与玻色子不同的固体相变^[20]。

通过操控有失谐时的原子与光学腔的相互作用还能够实现原子集体的自旋交换^[21], 如图 17 所示。此时的哈密顿量为 $H_{\text{eff}} = \hbar\chi J_+ J_- \approx \chi(J^2 - J_z^2)$, 其中 χ 为耦合系数, J_z 为自旋态, $J_+ J_-$ 为原子集体角动量态的上升和下降算符的乘积, χJ_z^2 项引起与 J_z 相关的相位扭曲, χJ^2 项引起总自旋为 J 和 $J-1$ 的原子集体态之间的能隙。通过调节光学腔和原子之间的失谐操控原子系统在相位扭曲作用下的动力学演化以研究能隙大小对原子集体态的影响。

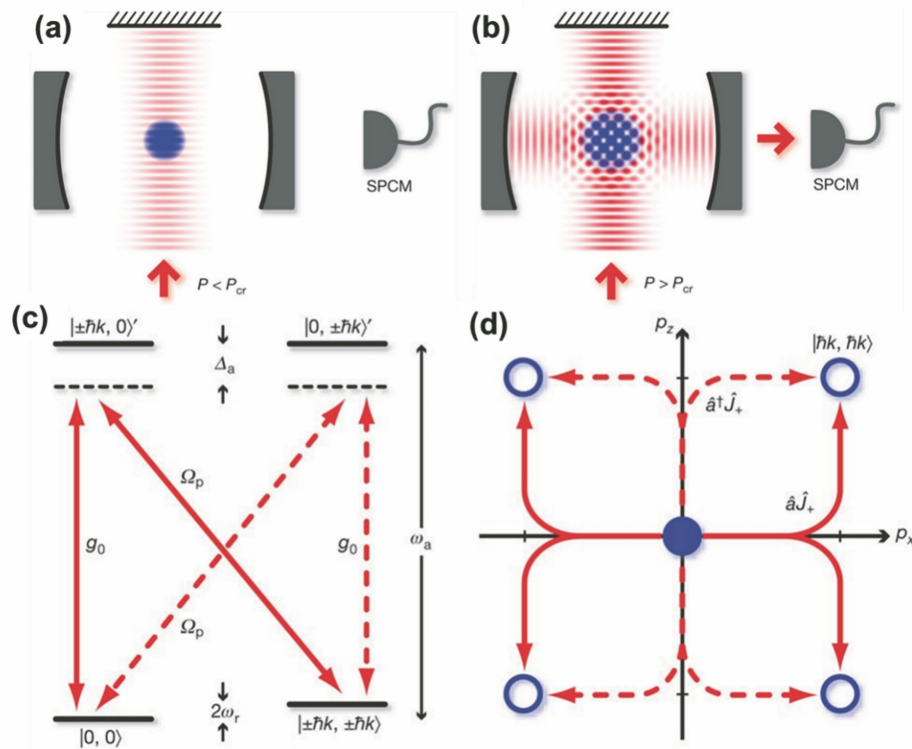


图 16 Dicke 模型的量子模拟^[19]。(a)当侧向泵浦光强度小于临界值时,无相变发生;(b)当泵浦光强度大于临界值时,超辐射发生的同时伴随着自组织;(c)能级和光场的概念图;(d)腔和泵浦光作用下的量子态激发路径

Fig. 16 Quantum simulation of Dicke model^[19]. (a) No phase transition occurs when intensity of lateral pumping light is less than critical value; (b) when pump intensity is greater than critical value, superradiance occurs along with self-organization; (c) conceptual drawings of energy levels and light fields; (d) excitation path of quantum state under action of cavity and pump light

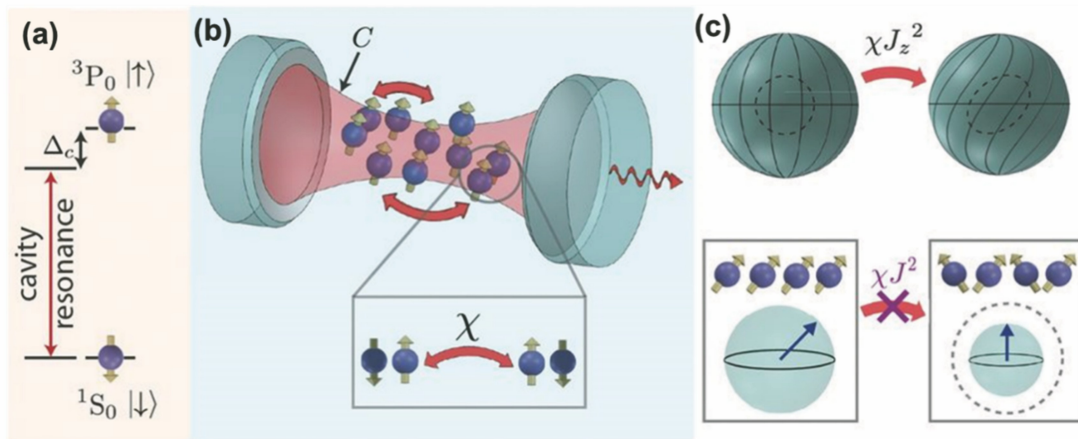


图 17 原子自旋交换的量子模拟^[21]。(a)锶原子与腔体的色散相互作用;(b)原子自旋交换示意图;(c) χJ_z^2 引起的与 J_z 相关的相位扭曲以及总自旋为 J 和 $J-1$ 的原子集体态间的能隙

Fig. 17 Quantum simulation of spin-exchange of atoms^[21]. (a) Dispersion interaction between strontium atoms and cavity; (b) schematic diagram of spin-exchange of atoms; (c) phase distortion related to J_z and energy gap between collective states of atoms with total spin J and $J-1$ caused by χJ_z^2

4.4 多原子纠缠态的产生

大尺度的多体纠缠态是重要的量子资源,通过操控多原子与光学腔的相互作用能够制备大数目原

子的多体纠缠态。现阶段产生腔内多原子纠缠态的方法如下。

1) 调控多原子和光学腔相互作用产生原子和

光场的纠缠,通过测量系统的输出光场预告式产生多原子纠缠态^[22],如图 18 所示。原子的自旋态由基态 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 定义, $|1\rangle$ 态通过激发态和光学腔强耦合获得。若原子都处于 $|0\rangle$ 态,则入射的探针光在光学腔中高透。若有一个原子处于 $|1\rangle$ 态,则可以阻止探针光的透射。将原子都制备在 $|0\rangle$ 态

后,施加微波场驱动 $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 的跃迁,将原子态弱激发到 $|1\rangle$ 态。当微波脉冲场的强度足够低时,探针光透射被阻挡即预告了 N 原子纠缠态 $|1_N\rangle = (|10 \dots 0\rangle + |01 \dots 0\rangle + \dots |00 \dots 1\rangle) / \sqrt{N}$ 的产生。通过此方法可以产生 40 个原子的纠缠态。

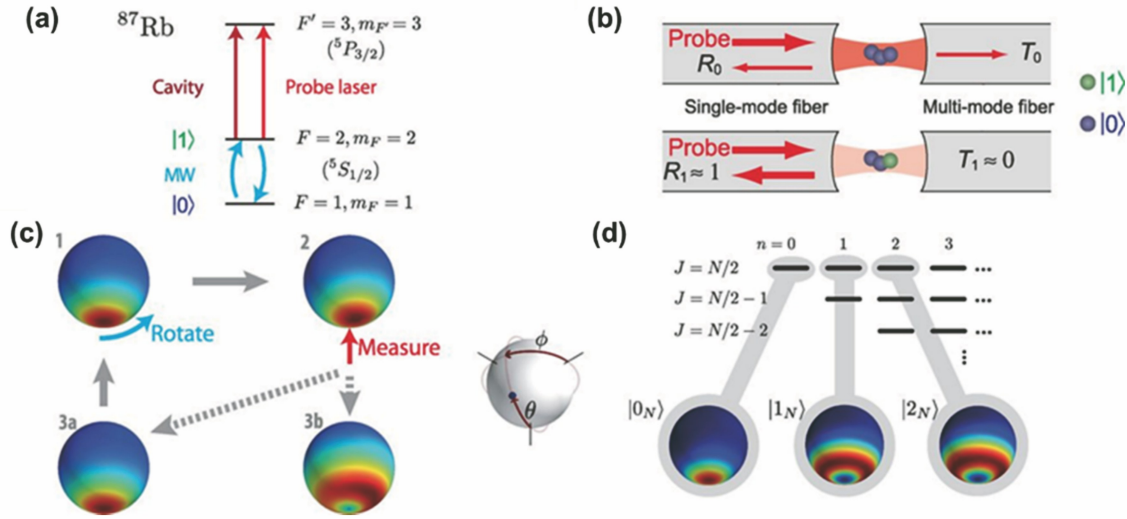


图 18 光学腔辅助的原子纠缠产生^[22]。(a)⁸⁷Rb 能级图,微波场驱动两个基态的耦合,光学腔驱动 $|1\rangle$ 和激发态耦合;(b)只要有一个原子处于 $|1\rangle$ 态,探针光就会被截断;(c)用布洛赫球上的 Husimi-Q 函数表示的原子纠缠态的产生过程;(d)不同原子集体自旋态对应的布洛赫球上的 Husimi-Q 函数分布

Fig. 18 Atom entanglement generation assisted by optical cavity^[22]. (a) Energy level diagram of ⁸⁷Rb, coupling of two ground states driven by microwave field, and coupling of $|1\rangle$ and excited state driven by optical cavity; (b) probe light is blocked as long as one atom is on state $|1\rangle$; (c) generation process of atomic entangled state expressed by Husimi-Q function on Bloch sphere; (d) distribution of Husimi-Q functions on Bloch sphere corresponding to collective spin states of different atoms

2) 利用量子芝诺动力学的方法制备多原子纠缠态^[23],如图 19 所示。调节腔与原子 $|1\rangle$ 态到激发态的跃迁共振,由于单原子和光学腔之间是强耦合的,故当利用与原子共振的探针光进行探测时可实现原子态的非破坏性测量。当探针光透射时,原子都在 $|0\rangle$ 态,此时原子的集体自旋态为 $|N/2\rangle$ 。当探针光被阻挡时,原子不都在 $|0\rangle$ 态,此时原子在其他集体自旋态。利用微波场驱动原子 $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 的跃迁,并利用探针光持续探测系统,由于量子芝诺效应,故在初始没有透射光的情况下原子自旋态一直在不包括 $|N/2\rangle$ 的子空间演化。通过此方法能够实现 36 个原子的纠缠态。

3) 通过探测特定的单光子态实现多原子纠缠态的预告产生^[24],如图 20 所示。将原子制备于 $5S_{1/2}, F=1, m=\pm 1$ 的叠加态上,其中 F 为超精细量子数, m 为磁量子数(塞曼量子数),处于 $m=\pm 1$

态的原子通过 $5P_{3/2}, F=0, m=0$ 分别和光学腔 σ_{\pm} 模式在大失谐下色散耦合。若进入腔中光子的偏振态为 $|v\rangle = (|\sigma_{+}\rangle + |\sigma_{-}\rangle) / \sqrt{2}$,则 $m=\pm 1$ 的原子感受到相反的光频移,原子的集体自旋态向不同方向进动。两种集体自旋态在布洛赫球 X - Y 平面的进动角分别为 $\pm \phi$,进动后的原子自旋态能够写为 $|\pm \phi\rangle$ 。光子和原子形成的纠缠态为 $|\psi\rangle = (|\sigma_{+}\rangle |\pm \phi\rangle + |\sigma_{-}\rangle |\mp \phi\rangle) / \sqrt{2}$,若原子在 $m=\pm 1$ 的布居数不同,则入射光子的偏振会发生一个小的旋转。 $m=\pm 1$ 态上的原子数起伏会导致输出光场中包含 $|h\rangle = (|\sigma_{+}\rangle - |\sigma_{-}\rangle) / \sqrt{2}$ 分量,探测此分量即可将原子集体自旋态制备于 $\langle h | \psi \rangle \propto |\pm \phi\rangle - |\mp \phi\rangle$ 态上。此态为原子的一个纠缠态,其 Wigner 函数为负值,其产生概率正比于 ϕ^2 。通过此方案可以产生腔内 3100 个铷原子的纠缠态。

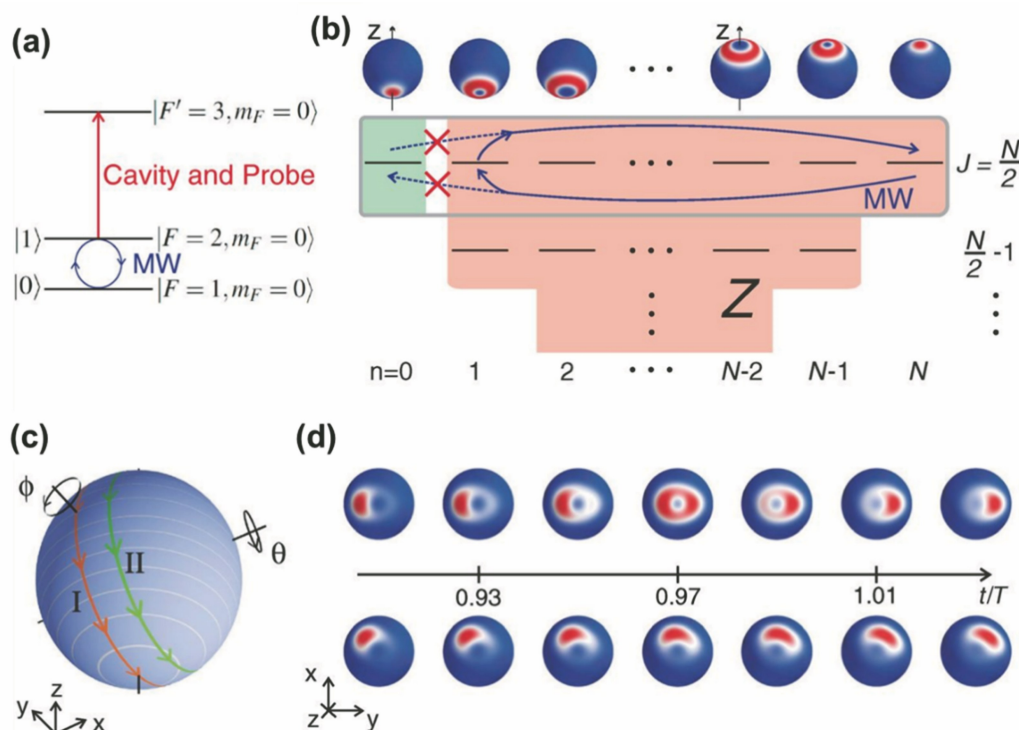


图 19 原子与腔耦合系统中的量子芝诺动力学演化^[23]。(a)⁸⁷Rb 能级；(b)量子芝诺效应下腔内原子集体自旋态在微波驱动下的演化被限制在更小维度的希尔伯特空间；(c)无测量时不同微波驱动方式下原子自旋态在布洛赫球上的轨迹，轨迹 I 穿过南极点，轨迹 II 避开了南极点；(d)当 36 个原子和腔耦合时，在非破坏性测量下轨迹 I(上排)和 II(下排)所对应的 Husimi-Q 函数演化

Fig. 19 Evolution of quantum Zeno dynamics in atom-cavity coupling system^[23]. (a) Energy levels of ⁸⁷Rb; (b) evolution of collective spin state of atoms driven by microwave is restricted in smaller Hilbert space under quantum Zeno effect; (c) trajectories of atomic spin states on Bloch sphere under different microwave driving modes without measurement, trajectory I passes through south pole, and trajectory II avoids south pole; (d) when 36 atoms are coupled with cavity, evolution of Husimi-Q functions corresponding to trajectory I (upper row) and II (lower row) under non-destructive measurement

4.5 原子自旋压缩态的产生

大数目的原子自旋压缩态在量子精密测量中有巨大的应用前景,利用光学腔和原子间的相互作用能够实现多种多原子自旋压缩态的制备方法。实验产生原子自旋压缩态的方法:1)利用光场非破坏性测量原子自旋态导致的原子自旋噪声压缩;2)利用色散相互作用下的腔反馈产生原子自旋态。

第一种方法由 Chen 等^[25]提出,并在实验上产生了 10^6 个铷原子自旋压缩态,压缩度为 3.4 dB^[26],方案如图 21 所示。首先,将腔内的原子制备于 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 的最大叠加态上,原子的集体态为自旋指向布洛赫球赤道的自旋相干态。然后,利用 $|\uparrow\rangle$ 态与光学腔耦合产生的真空拉比分裂非破坏性测量 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 态上的原子数目。测量过程将自旋态在布洛赫球 Z 方向上的投影噪声压缩,进而产生自旋压缩态。利用循环跃迁降低测量对自旋引起

的反作用和改进测量方案能够将原子自旋压缩分别提高到 10.5 dB^[27] 和 17.7 dB^[28]。Schleier-Smith 等^[29]采用类似的方法也在 5×10^4 个铷原子中获得了压缩度为 8.8 dB 的自旋压缩态。进一步,采用更高精细度的光学腔,并采用平衡零拍法探测原子自旋能够获得 5×10^5 个原子的压缩度为 20.1 dB 的自旋压缩^[30],其探测方案如图 22 所示。调节光学腔同时耦合基态 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 与激发态,相应的原子与腔间的频率失谐大小相等且符号相反。若探针光共振于空腔中,则 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 态上的原子分别导致探针光感受到的折射率变小和变大。通过差拍测量探针光信号能够获得原子自旋 J_z 的信息,进而将原子自旋制备于压缩态上。将获得的自旋压缩态应用于原子喷泉钟中,能够将其频率稳定性提高 3.8 dB^[31]。

利用腔反馈产生原子自旋压缩态的方法由

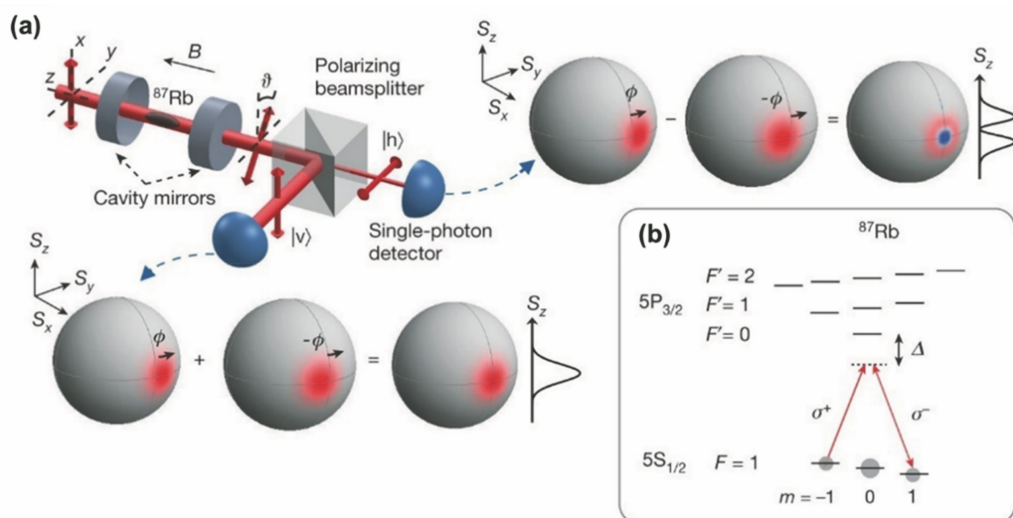


图 20 预告式大数目原子纠缠的方案^[24]。(a) $|v\rangle$ 光子经过腔 QED 系统后对 $|h\rangle$ 光子进行探测可产生原子纠缠；(b) ^{87}Rb 的能级及相应的腔耦合模式

Fig. 20 Scheme of heralded entanglement with large numbers of atoms^[24]. (a) atomic entanglement is produced when $|v\rangle$ photon passes through cavity QED system to probe $|h\rangle$ photon; (b) energy levels of ^{87}Rb and corresponding cavity coupling modes

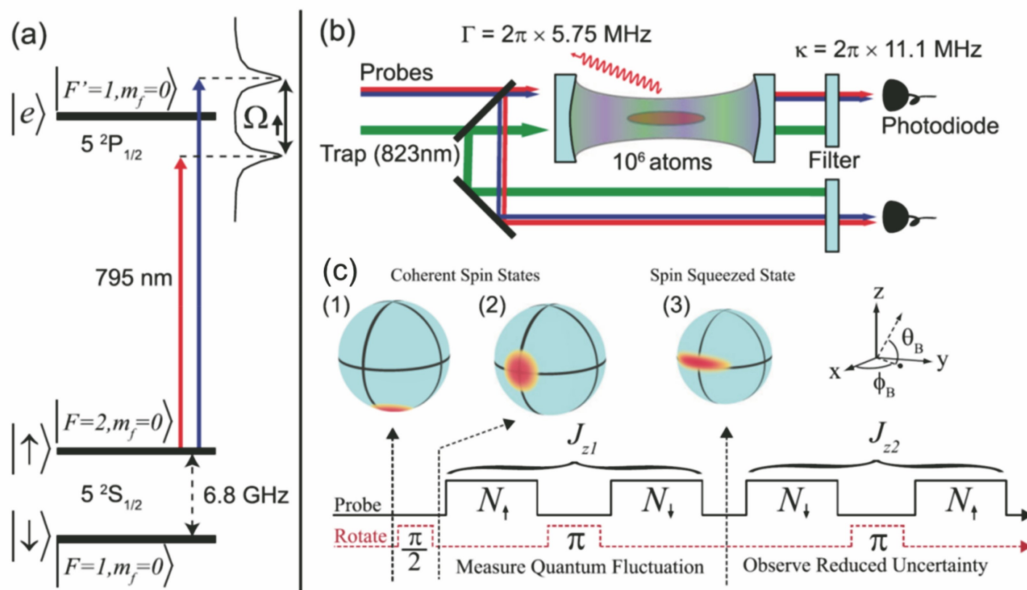


图 21 非破坏性测量产生的自旋压缩^[26]。(a)原子自旋态由 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 构成,利用从 $|\uparrow\rangle$ 态跃迁到激发态的腔 QED 的拉比分裂来测量 $|\uparrow\rangle$ 态上的原子布居;(b)实验装置示意图;(c)布洛赫球上的时间序列和原子自旋态

Fig. 21 Spin squeezing produced by nondemolition measurement^[26]. (a) atom spin state is composed of $|\uparrow\rangle$ and $|\downarrow\rangle$, and Rabi splitting of cavity QED with state transition from $|\uparrow\rangle$ to excited state is used to measure atomic population on state $|\uparrow\rangle$; (b) schematic diagram of experimental setup; (c) time sequence and atomic spin state on Bloch sphere

Schleier-Smith 等^[32]于 2011 年提出,其方案原理如图 23 所示。将 N 个原子放置于腔中,光学腔同时色散耦合基态 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 与激发态 $|e\rangle$,相应的原子态与腔之间的失谐大小相等且符号相反,此时集体自旋态指向布洛赫球赤道,原子自旋态 J_z 方向的起伏会引起光学腔-原子系统折射率的变化。调节

入射探针光的频率位于光学腔谱线边缘,系统折射率的变化会导致探针光耦合到腔中的光功率产生变化。探针光对原子基态 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 产生的差分光频移导致原子自旋态绕 Z 轴旋转速度大小与原子自旋态 J_z 方向的起伏近似成正比,进而导致原子自旋相干态在 X - Y 平面上剪切拉伸,产生自旋压缩

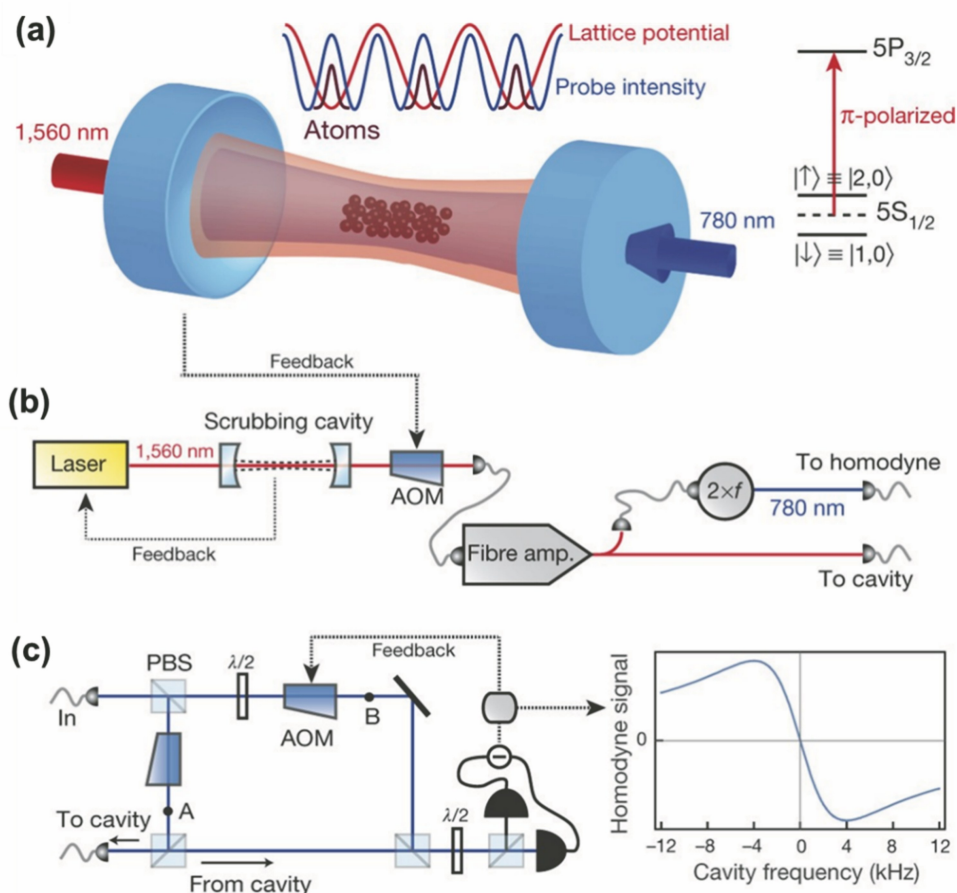


图 22 压缩度为 20.1 dB 的原子自旋压缩的产生方案^[30]。(a) 利用 1560 nm 的腔内驻波阱将原子俘获在 780 nm 腔模的波腹处, 780 nm 腔模同时耦合 $|\uparrow\rangle$ 、 $|\downarrow\rangle$ 和激发态; (b) 780 nm 探测光由稳频后的 1560 nm 激光器倍频产生; (c) 光学腔出射光场的零拍探测装置及其输出信号

Fig. 22 Generation scheme of atomic spin squeezing with squeezing degree of 20.1 dB^[30]. (a) Atoms are trapped at antinode of 780-nm cavity mode by 1560-nm intracavity standing wave trap, 780-nm cavity mode couples $|\uparrow\rangle$, $|\downarrow\rangle$ and excited state simultaneously; (b) 780-nm probe light is generated by frequency doubling of 1560-nm after frequency stabilization; (c) homodyne detection device of output light field of optical cavity and its output signal

态。实验上采用此方案能够获得 5×10^4 个铷原子的自旋压缩态, 压缩度为 5.6 dB^[33], 并且能够将原子光钟的精度提高 2.8 倍^[34]。相比铷原子的自旋压缩态, 用于光钟的碱土金属原子的自旋压缩态更具实际意义。2019 年, Braverman 等^[35] 采用该方案获得了约 10^3 个镱原子的自旋压缩态, 并且实现了相对标准量子极限 6.5 dB 的测量精度提高。2020 年, Pedrozo-Peñafiel 等^[36] 将该方法拓展到镱原子光钟上, 获得了 350 个镱原子的自旋压缩态, 实现了相对标准量子极限 4.4 dB 的测量精度提高, 相应的积分时间减小为原来的 5/14。

4.6 基于多原子与光学腔强耦合系统的光学非互易

由于原子和光学腔的强耦合, 因此原子和光场相互作用的非线性效应也被极大增强。利用光学腔中少原子系统的非线性效应可以实现极弱光场甚至

是单光子量级的非线性效应, 能够探索极弱光场的物理效应。1991 年, Rempe 等^[89] 就观测到了强耦合腔 QED 系统中少原子的光学双稳效应。随着实验技术的进步, 多个原子能够被长时间俘获在腔内, 进而更容易观测到少原子量子效应。2019 年, Yang 等^[90] 在实验上观测到了少原子的量子光学双稳现象, 并利用原子和非对称光学微腔强耦合系统中显著的非线性实现了少光子(低至 3.8 个平均光子数)的非线性光学非互易 (ONR) 传输, 如图 24 所示。得益于系统显著的非线性, 在入射光功率为 pW 量级且相应的腔内光子数在几个光子量级下观察到了 ONR 现象, 并且获得了反向传输光场大于 15 dB 的阻塞率。通过控制原子数来调节 ONR 的工作窗口, 可实现的最大阻塞率为 30 dB。此后, 他们又在实验上制备了强耦合腔 QED 系统的非互易准粒

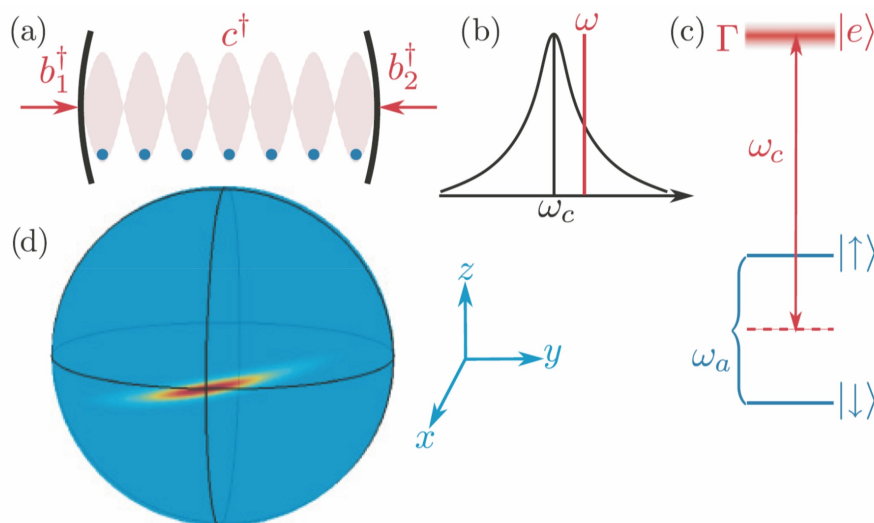


图 23 利用腔反馈产生原子自旋压缩态的方案^[32]。(a) N 个原子和腔模耦合且耦合强度一致,自由空间模式 b_1 和 b_2 与光学腔通过腔镜耦合;(b) 探针光的频率位于腔线边缘;(c) 光学腔同时耦合 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 与激发态 $|e\rangle$;(d) 自旋压缩态在布洛赫球上的示意图

Fig. 23 Scheme for generating atomic spin squeezed state by cavity feedback^[32]. (a) N atoms are coupled to cavity mode with equal coupling strength, free space modes b_1 and b_2 are coupled to optical cavity through cavity mirrors; (b) frequency of probe light is located at edge of cavity line; (c) optical cavity couples $|\uparrow\rangle$, $|\downarrow\rangle$ and excited state $|e\rangle$ simultaneously; (d) schematic diagram of spin squeezed state on Bloch sphere

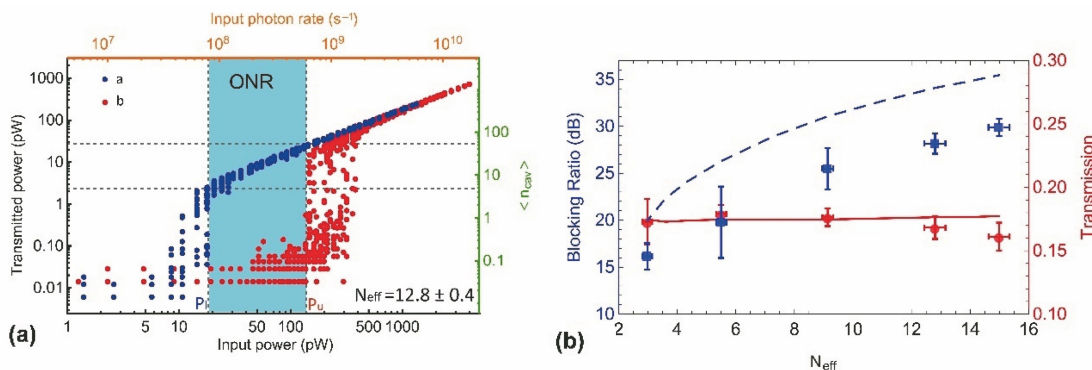


图 24 基于多原子腔 QED 系统的少光子的非线性 ONR 传输^[90]。(a) 非对称腔 QED 系统中光场传输方向不同时的光学双稳现象,其中阴影部分为非线性 ONR 传输窗口;(b) 不同原子数所对应的正向传输光的透射效率和反向光的阻塞率
Fig. 24 Nonlinear ONR transmission of few photons based on multi-atom cavity QED system^[90]. (a) Optical bistability phenomenon in asymmetric cavity QED system with different light field propagation directions, shaded area represents nonlinear ONR transmission window; (b) transmission efficiency of forward transmitted light and blocking rate of reverse light corresponding to different atomic numbers

子,即腔极化子^[91]。该极化子在线性区域中工作时可以实现单光子量级光场的非互易传输,在实验上利用该极化子实现了带宽为 10 MHz,隔离度为 30 dB 的单光子隔离器。该极化子非线性区域中工作时可以获得光场量子统计的非互易传输。当光场的传输方向不同时,该极化子表现出亚泊松-超泊松及反聚束-超聚束的非互易量子统计特性。

4.7 小结

介绍了原子系综和光学腔强耦合近年来的实验

进展,其研究主要集中在利用光学腔提供的原子集体相互作用进行量子模拟和制备多原子量子态。通过光学腔提供的长程相互作用能够极大扩展多体系统中相互作用的范围,实现长程的原子自旋交换和色散相互作用。通过引入原子间的局域相互作用,能够模拟和研究多种相互作用下的复杂体系动力学和相变过程。在原子自旋压缩态的制备及应用方面,通过与光学腔的相互作用能够获得高压缩度的原子集体自旋态,对具体物理量测量精度的提高也

在原子光钟上得到了验证。在经典方案能够达到的极限测量精度的基础上进一步利用原子自旋压缩态提高测量精度具有重要的科学意义,且其涉及探测技术研发和更大尺度的量子态,故其是目前研究的重要方向。

5 展 望

从上述的实验进展来看,单原子与光学腔强耦合系统已经实现了众多与量子网络和量子信息处理相关的关键技术和器件,多原子和光学腔耦合系统研究也在多原子纠缠态及大数目原子自旋压缩态方面取得了巨大的进步,而确定性的多原子阵列和光学腔的耦合还处于起步阶段。可控的多原子阵列与腔强耦合系统不仅在量子信息处理方面有重要的应用前景,随着腔内原子数的增加,系统中还呈现出越来越丰富的物理过程和量子现象。通过对该系统中物理过程和量子现象的研究,人们能够更好地理解量子多体系统及其相互作用的演化规律。操控系统的演化有助于实现多种量子模型的模拟。此外,衍生的大尺度量子资源等可用于量子精密测量。

大尺度无缺陷的确定性单原子阵列的获得^[92-95]、高保真的单原子量子比特操控^[96-97]和基于里德堡相互作用的双原子量子比特操控的实现^[98]极大地推动了基于中性原子的量子计算和量子模拟的发展^[99-100]。将光学腔和原子阵列结合能为基于里德堡相互作用的单个中性原子阵列的量子信息处理提供有效的技术途径,用来扩展量子信息处理的维度和提升量子信息读取的速度。多原子和光学腔的耦合使得光学腔能够产生原子间的非局域长程相互作用,增加了量子线路的量子体积,提高了量子信息处理能力。光学腔可以在不筛除原子的情况下快速高效地测量原子内态^[65-66],同时能够在基本不破坏原子内态的情况下测量原子态^[67]。此外,利用强耦合系统提供的光与原子的量子逻辑操作能够实现子系统的互联和扩展,推进实用化量子网络和分布式量子计算的发展。

然而,随着腔内原子数的增加,系统的复杂性和操控难度也在增大。例如,目前报道的能够独立操控的并且与光学腔强耦合的中性原子数还停留在两个^[51-52]。虽然多个离子与光学腔的耦合也有报道^[101],但是其独立操控问题并没有得到解决。在腔内原子集体相互作用方面,虽然光学腔内多个单原子的相干集体辐射也有被研究^[63],但是仅局限于单个热原子横向穿过腔模时与光学腔的相互作用,

且可控的多原子与腔相互作用中的集体辐射现象研究也停留在了两个原子的系统上^[44-45]。总体来看,关于可控的多原子体系与光学腔的强耦合系统的研究正处于起步阶段,其具有广阔的应用前景且系统中存在丰富的物理现象,同时也存在大量急需攻克的技术问题。

参 考 文 献

- [1] Raimond J M, Brune M, Haroche S. Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2001, 73 (3): 565.
- [2] Haroche S. Nobel lecture: controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2013, 85 (3): 1083.
- [3] Kimble H J. Strong interactions of single atoms and photons in cavity QED[J]. *Physica Scripta*, 1998, T76(1): 127.
- [4] Cirac J I, Zoller P, Kimble H J, et al. Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network [J]. *Physical Review Letters*, 1997, 78(16): 3221.
- [5] Kimble H J. The quantum internet [J]. *Nature*, 2008, 453(7198): 1023-1030.
- [6] Reiserer A, Rempe G. Cavity-based quantum networks with single atoms and optical photons[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2015, 87(4): 1379.
- [7] McKeever J, Boca A, Boozer A D, et al. Experimental realization of a one-atom laser in the regime of strong coupling [J]. *Nature*, 2003, 425 (6955): 268-271.
- [8] McKeever J, Boca A, Boozer A D, et al. Deterministic generation of single photons from one atom trapped in a cavity [J]. *Science*, 2004, 303 (5666): 1992-1994.
- [9] Kuhn A, Hennrich M, Rempe G. Deterministic single-photon source for distributed quantum networking [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89 (6): 067901.
- [10] Wilk T, Webster S C, Kuhn A, et al. Single-atom single-photon quantum interface [J]. *Science*, 2007, 317(5837): 488-490.
- [11] Schupp J, Krcmarsky V, Krutyanskiy V, et al. Interface between trapped-ion qubits and traveling photons with close-to-optimal efficiency [J]. *PRX Quantum*, 2021, 2(2): 020331.
- [12] Ritter S, Nölleke C, Hahn C, et al. An elementary quantum network of single atoms in optical cavities [J]. *Nature*, 2012, 484(7393): 195-200.

- [13] Reiserer A, Kalb N, Rempe G, et al. A quantum gate between a flying optical photon and a single trapped atom[J]. *Nature*, 2014, 508(7495): 237-240.
- [14] Hacker B, Welte S, Rempe G, et al. A photon-photon quantum gate based on a single atom in an optical resonator[J]. *Nature*, 2016, 536(7615): 193-196.
- [15] Daiss S, Langenfeld S, Welte S, et al. A quantum-logic gate between distant quantum-network modules[J]. *Science*, 2021, 371(6529): 614-617.
- [16] Bohnet J G, Chen Z L, Weiner J M, et al. A steady-state superradiant laser with less than one intracavity photon[J]. *Nature*, 2012, 484(7392): 78-81.
- [17] Norcia M A, Winchester M N, Cline J R K, et al. Superradiance on the millihertz linewidth strontium clock transition[J]. *Science Advances*, 2016, 2(10): e1601231.
- [18] Kim J, Yang D, Oh S H, et al. Coherent single-atom superradiance[J]. *Science*, 2018, 359(6376): 662-666.
- [19] Baumann K, Guerlin C, Brennecke F, et al. Dicke quantum phase transition with a superfluid gas in an optical cavity[J]. *Nature*, 2010, 464(7293): 1301-1306.
- [20] Zhang X T, Chen Y, Wu Z M, et al. Observation of a superradiant quantum phase transition in an intracavity degenerate Fermi gas[J]. *Science*, 2021, 373(6561): 1359-1362.
- [21] Norcia M A, Lewis-Swan R J, Cline J R K, et al. Cavity-mediated collective spin-exchange interactions in a strontium superradiant laser[J]. *Science*, 2018, 361(6399): 259-262.
- [22] Haas F, Volz J, Gehr R, et al. Entangled states of more than 40 atoms in an optical fiber cavity[J]. *Science*, 2014, 344(6180): 180-183.
- [23] Barontini G, Hohmann L, Haas F, et al. Deterministic generation of multiparticle entanglement by quantum Zeno dynamics[J]. *Science*, 2015, 349(6254): 1317-1321.
- [24] McConnell R, Zhang H, Hu J Z, et al. Entanglement with negative Wigner function of almost 3, 000 atoms heralded by one photon[J]. *Nature*, 2015, 519(7544): 439-442.
- [25] Chen Z L, Bohnet J G, Weiner J M, et al. Cavity-aided nondemolition measurements for atom counting and spin squeezing[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(4): 043837.
- [26] Chen Z L, Bohnet J G, Sankar S R, et al. Conditional spin squeezing of a large ensemble via the vacuum Rabi splitting[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(13): 133601.
- [27] Bohnet J G, Cox K C, Norcia M A, et al. Reduced spin measurement back-action for a phase sensitivity ten times beyond the standard quantum limit[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(9): 731-736.
- [28] Cox K C, Greve G P, Weiner J M, et al. Deterministic squeezed states with collective measurements and feedback[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(9): 093602.
- [29] Schleier-Smith M H, Leroux I D, Vuletić V. States of an ensemble of two-level atoms with reduced quantum uncertainty[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(7): 073604.
- [30] Hosten O, Engelsen N J, Krishnakumar R, et al. Measurement noise 100 times lower than the quantum-projection limit using entangled atoms[J]. *Nature*, 2016, 529(7587): 505-508.
- [31] Malia B K, Martínez-Rincón J, Wu Y F, et al. Free space Ramsey spectroscopy in rubidium with noise below the quantum projection limit[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(4): 043202.
- [32] Schleier-Smith M H, Leroux I D, Vuletić V. Squeezing the collective spin of a dilute atomic ensemble by cavity feedback[J]. *Physical Review A*, 2011, 81(2): 021804.
- [33] Leroux I D, Schleier-Smith M H, Vuletić V. Implementation of cavity squeezing of a collective atomic spin[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(7): 073602.
- [34] Leroux I D, Schleier-Smith M H, Vuletić V. Orientation-dependent entanglement lifetime in a squeezed atomic clock[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(25): 250801.
- [35] Braverman B, Kawasaki A, Pedrozo-Peñafiel E, et al. Near-unitary spin squeezing in ^{171}Yb [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(22): 223203.
- [36] Pedrozo-Peñafiel E, Colombo S, Shu C, et al. Entanglement on an optical atomic-clock transition[J]. *Nature*, 2020, 588(7838): 414-418.
- [37] Neuzner A, Körber M, Morin O, et al. Interference and dynamics of light from a distance-controlled atom pair in an optical cavity[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(5): 303-306.
- [38] Mlynek J A, Abdumalikov A A, Eichler C, et al. Observation of Dicke superradiance for two artificial atoms in a cavity with high decay rate[J]. *Nature Communications*, 2014, 5(1): 5186.
- [39] Reimann R, Alt W, Kampschulte T, et al. Cavity-modified collective Rayleigh scattering of two atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(2):

- 023601.
- [40] Casabone B, Friebe K, Brandstätter B, et al. Enhanced quantum interface with collective ion-cavity coupling[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(2): 023602.
- [41] Casabone B, Stute A, Friebe K, et al. Heralded entanglement of two ions in an optical cavity[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(10): 100505.
- [42] Welte S, Hacker B, Daiss S, et al. Cavity carving of atomic bell states[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(21): 210503.
- [43] Welte S, Hacker B, Daiss S, et al. Photon-mediated quantum gate between two neutral atoms in an optical cavity[J]. *Physical Review X*, 2018, 8(1): 011018.
- [44] Langenfeld S, Morin O, Körber M, et al. A network-ready random-access qubits memory[J]. *Npj Quantum Information*, 2020, 6: 86.
- [45] Langenfeld S, Thomas P, Morin O, et al. Quantum repeater node demonstrating unconditionally secure key distribution[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(23): 230506.
- [46] Samutpraphoot P, Đorđević T, Ocola P L, et al. Strong coupling of two individually controlled atoms via a nanophotonic cavity[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(6): 063602.
- [47] Đorđević T, Samutpraphoot P, Ocola P L, et al. Entanglement transport and a nanophotonic interface for atoms in optical tweezers[J]. *Science*, 2021, 373(6562): 1511-1514.
- [48] Jaynes E T, Cummings F W. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser[J]. *Proceedings of the IEEE*, 1963, 51(1): 89-109.
- [49] Hood C J, Chapman M S, Lynn T W, et al. Real-time cavity QED with single atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 80(19): 4157.
- [50] Hood C J, Kimble H J, Ye J. Characterization of high-finesse mirrors: loss, phase shifts, and mode structure in an optical cavity[J]. *Physical Review A*, 2001, 64(3): 033804.
- [51] Ye J, Vernoooy D W, Kimble H J. Trapping of single atoms in cavity QED[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83(24): 4987.
- [52] Münstermann P, Fischer T, Pinkse P W H, et al. Single slow atoms from an atomic fountain observed in a high-finesse optical cavity[J]. *Optics Communications*, 1999, 159(1/2/3): 63-67.
- [53] Nußmann S, Hijlkema M, Weber B, et al. Submicron positioning of single atoms in a microcavity[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(17): 173602.
- [54] Fortier K M, Kim S Y, Gibbons M J, et al. Deterministic loading of individual atoms to a high-finesse optical cavity[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(23): 233601.
- [55] Maunz P, Puppe T, Schuster I, et al. Cavity cooling of a single atom[J]. *Nature*, 2004, 428(6978): 50-52.
- [56] Boca A, Miller R, Birnbaum K M, et al. Observation of the vacuum Rabi spectrum for one trapped atom[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(23): 233603.
- [57] Maunz P, Puppe T, Schuster I, et al. Normal-mode spectroscopy of a single-bound-atom-cavity system[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(3): 033002.
- [58] Morin O, Körber M, Langenfeld S, et al. Deterministic shaping and reshaping of single-photon temporal wave functions[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(13): 133602.
- [59] Birnbaum K M, Boca A, Miller R, et al. Photon blockade in an optical cavity with one trapped atom[J]. *Nature*, 2005, 436(7047): 87-90.
- [60] Hamsen C, Tolazzi K N, Wilk T, et al. Two-photon blockade in an atom-driven cavity QED system[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(13): 133604.
- [61] Pinkse P W H, Fischer T, Maunz P, et al. Trapping an atom with single photons[J]. *Nature*, 2000, 404(6776): 365-368.
- [62] Doherty A C, Lynn T W, Hood C J, et al. Trapping of single atoms with single photons in cavity QED[J]. *Physical Review A*, 2000, 63: 013401.
- [63] Hood C J, Lynn T W, Doherty A C, et al. The atom-cavity microscope: single atoms bound in orbit by single photons[J]. *Science*, 2000, 287(5457): 1447-1453.
- [64] Zhang P F, Guo Y Q, Li Z H, et al. Elimination of degenerate trajectory of single atom strongly coupled to the tilted cavity TEM_{10} mode[J]. *Physical Review A*, 2011, 83: 031804.
- [65] Du J J, Li W F, Wen R J, et al. Precision measurement of single atoms strongly coupled to the higher-order transverse modes of a high-finesse optical cavity[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(8): 083117.
- [66] Bochmann J, Mücke M, Guhl C, et al. Lossless state detection of single neutral atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(20): 203601.
- [67] Gehr R, Volz J, Dubois G, et al. Cavity-based

- single atom preparation and high-fidelity hyperfine state readout [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(20): 203602.
- [68] Volz J, Gehr R, Dubois G, et al. Measurement of the internal state of a single atom without energy exchange[J]. *Nature*, 2011, 475(7355): 210-213.
- [69] Reiserer A, Ritter S, Rempe G. Nondestructive detection of an optical photon[J]. *Science*, 2013, 342(6164): 1349-1351.
- [70] Duan L M, Kimble H J. Scalable photonic quantum computation through cavity-assisted interactions[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(12): 127902.
- [71] Niemietz D, Farrera P, Langenfeld S, et al. Nondestructive detection of photonic qubits [J]. *Nature*, 2021, 591(7851): 570-574.
- [72] Tiecke T G, Thompson J D, de Leon N P, et al. Nanophotonic quantum phase switch with a single atom[J]. *Nature*, 2014, 508(7495): 241-244.
- [73] Langenfeld S, Welte S, Hartung L, et al. Quantum teleportation between remote qubit memories with only a single photon as a resource [J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(13): 130502.
- [74] Welte S, Thomas P, Hartung L, et al. A nondestructive Bell-state measurement on two distant atomic qubits[J]. *Nature Photonics*, 2021, 15(7): 504-509.
- [75] Distante E, Daiss S, Langenfeld S, et al. Detecting an itinerant optical photon twice without destroying it[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(25): 253603.
- [76] Ourjoumtsev A, Jeong H, Tualle-Brouiri R, et al. Generation of optical ‘Schrödinger cats’ from photon number states [J]. *Nature*, 2007, 448(7155): 784-786.
- [77] Wang B, Duan L M. Engineering superpositions of coherent states in coherent optical pulses through cavity-assisted interaction[J]. *Physical Review A*, 2005, 72(2): 022320.
- [78] Hacker B, Welte S, Daiss S, et al. Deterministic creation of entangled atom-light Schrödinger-cat states[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(2): 110-115.
- [79] Uphoff M, Brekenfeld M, Rempe G, et al. Frequency splitting of polarization eigenmodes in microscopic Fabry-Perot cavities[J]. *New Journal of Physics*, 2015, 17(1): 013053.
- [80] Brekenfeld M, Niemietz D, Christesen J D, et al. A quantum network node with crossed optical fibre cavities[J]. *Nature Physics*, 2020, 16(6): 647-651.
- [81] Saavedra C, Pandey D, Alt W, et al. Tunable fiber Fabry-Perot cavities with high passive stability[J]. *Optics Express*, 2021, 29(2): 974-982.
- [82] Gallego J, Ghosh S, Alavi S K, et al. High-finesse fiber Fabry-Perot cavities: stabilization and mode matching analysis [J]. *Applied Physics B*, 2016, 122(3): 47.
- [83] Thompson J D, Tiecke T G, de Leon N P, et al. Coupling a single trapped atom to a nanoscale optical cavity[J]. *Science*, 2013, 340(6137): 1202-1205.
- [84] Garraway B M. The Dicke model in quantum optics: Dicke model revisited [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 2011, 369(1939): 1137-1155.
- [85] Agarwal G S. Spectroscopy of strongly coupled atom-cavity systems: a topical review[J]. *Journal of Modern Optics*, 1998, 45(3): 449-470.
- [86] Solano P, Barberis-Blostein P, Fatemi F K, et al. Super-radiance reveals infinite-range dipole interactions through a nanofiber [J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 1857.
- [87] Muniz J A, Barberena D, Lewis-Swan R J, et al. Exploring dynamical phase transitions with cold atoms in an optical cavity[J]. *Nature*, 2020, 580(7805): 602-607.
- [88] Habibian H, Zippilli S, Morigi G. Quantum light by atomic arrays in optical resonators[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(3): 033829.
- [89] Rempe G, Thompson R J, Brecha R J, et al. Optical bistability and photon statistics in cavity quantum electrodynamics [J]. *Physical Review Letters*, 1991, 67(13): 1727.
- [90] 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.
- [91] Yang P F, Li M, Han X, et al. Non-reciprocal cavity polariton [EB/OL] (2019-11-23) [2021-05-02]. <https://arxiv.org/abs/1911.10300>.
- [92] Endres M, Bernien H, Keesling A, et al. Atom-by-atom assembly of defect-free one-dimensional cold atom arrays[J]. *Science*, 2016, 354(6315): 1024-1027.
- [93] Barredo D, de Léséleuc S, Lienhard V, et al. An atom-by-atom assembler of defect-free arbitrary two-dimensional atomic arrays [J]. *Science*, 2016, 354(6315): 1021-1023.
- [94] Barredo D, Lienhard V, de Léséleuc S, et al. Synthetic three-dimensional atomic structures assembled atom by atom [J]. *Nature*, 2018, 561(7721): 79-82.

- [95] Kumar A, Wu T Y, Giraldo F, et al. Sorting ultracold atoms in a three-dimensional optical lattice in a realization of Maxwell's demon [J]. *Nature*, 2018, 561(7721): 83-87.
- [96] Wang Y, Kumar A, Wu T Y, et al. Single-qubit gates based on targeted phase shifts in a 3D neutral atom array [J]. *Science*, 2016, 352(6293): 1562-1565.
- [97] Sheng C, He X D, Xu P, et al. High-fidelity single-qubit gates on neutral atoms in a two-dimensional magic-intensity optical dipole trap array [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(24): 240501.
- [98] Levine H, Keesling A, Semeghini G, et al. Parallel implementation of high-fidelity multiqubit gates with neutral atoms [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(17): 170503.
- [99] Saffman M, Walker T G, Mølmer K. Quantum information with Rydberg atoms [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82(3): 2313.
- [100] Weiss D S, Saffman M. Quantum computing with neutral atoms [J]. *Physics Today*, 2017, 70(7): 44-50.
- [101] Begley S, Vogt M, Gulati G K, et al. Optimized multi-ion cavity coupling [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(22): 223001.