

虚拟原子-光子束缚态和自发辐射控制

Stefano Longhi^{1,2,*}

¹Dipartimento di Fisica, Politecnico di Milano, Piazza L. da Vinci 32, I-20133 Milano, Italy

²IFISC (UIB-CSIC), Instituto de Fisica Interdisciplinar y Sistemas Complejos - Palma de Mallorca, Spain

* stefano.longhi@polimi.it

Compiled May 2, 2025

在波导量子电动力学系统中，原子辐射发射受到光子环境和集体原子相互作用的影响，为量子技术提供了有前景的应用。特别是，通过波导色散工程或利用巨原子可以实现抑制原子完全自发衰减的原子-光子束缚态。虽然稳态束缚态已经被很好地理解，但瞬态或虚拟束缚态的研究尚不充分。在这里，我们研究了由初始原子-光子纠缠产生的瞬态原子-光子束缚态，并提出方法来减缓原子的自发衰减。

<http://dx.doi.org/10.1364/ao.XX.XXXXXX>

介绍。人们普遍认为，原子辐射的发射并非是原子本身固有的性质，而是强烈受到周围光子环境和原子间集体相互作用的影响[1–7]。这一结果在波导量子电动力学（QED）系统中特别相关，在这些系统中，一个或多个物理或人工原子与一维（1D）波导耦合[8–12]。这些系统为探索单光子级别的强光物质相互作用提供了令人兴奋的机会，并在量子通信、计算和传感等前沿量子技术方面有着广阔的应用前景[8, 11, 12]。将量子发射器与一维波导耦合提供了一个高度可控的环境，这使得能够研究诸如量子态传输、自发辐射控制和纠缠生成等新颖现象。当量子发射器与具有有限带宽或表现出色散相互作用的波导耦合时，原子-光子束缚态可以出现[13–37]。这些束缚态可以在传播波导模式连续谱之外或之内存在。这些现象可以通过精心设计波导色散来实现，例如使用光学谐振器阵列[17–19, 30]，通过引入一维拓扑光子浴[22, 24, 28]或使用人工巨原子[20, 25, 31, 33, 34, 37]。在这样的系统中，通常假设初始状态下光子场和原子没有关联且处于分离状态，光子场处于真空或热态。然而，在实际情况中这种假设并不总是成立的，并且已经引入了几种理论方法来表征开放量子系统的最初相关动力学（见例如[38–41]）。初始系统-环境关联导致了有趣异常的动力学特征，如信息回流、强烈的非马尔可夫行为以及量子态距离的增长。

在这封信中，我们预测在波导 QED 系统中存在瞬时原子光子束缚态，这是由于系统的初始准备处于适当纠缠的原子光子状态。一个瞬时原子光子束缚态对应于一种发射器不会衰减的束缚态；然而，它仅存在于有限的时间间隔内，在此之后，发射器将不可逆地衰减到传播光子模式的连续体中。这种虚拟态的存在可能

会显著影响光-物质相互作用的时间演化，使其在控制短时间动力学、光子发射过程以及波导 QED 系统的瞬时行为方面变得相关。此外，我们提出了一种通过精心设计初始原子光子状态来控制并减缓原子衰变的方法。作为一个说明性示例，我们考虑一个与耦合谐振器阵列耦合的两能级原子，提供了一个研究瞬时原子光子束缚态并通过初始原子光子纠缠控制自发辐射的框架。

模型与衰减动力学。我们考虑点状两能级量子发射器的自发辐射，该发射器与一维波导的玻色模以电偶极方式耦合[图 1(a)]。用 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 表示发射器的激发态和基态，跃迁频率为 ω_0 ， $\omega(k)$ 表示波导模式的色散关系，波矢量为 k ，在转动波近似下，原子-光子场的哈密顿量为

$$H = \omega_0 |e\rangle\langle e| + \int dk \omega(k) a_k^\dagger a_k + \int dk \{g(k) a_k |e\rangle\langle g| + \text{H.c.}\} \quad (1)$$

其中 $a_k(a_k^\dagger)$ 是波导模式的光子湮灭（产生）算符，满足通常的玻色子对易关系 $[a_k, a_{k'}] = [a_k^\dagger, a_{k'}^\dagger] = 0$ 和 $[a_k, a_{k'}^\dagger] = \delta(k - k')$ ，而 $g(k)$ 是原子-光子耦合常数。在以下分析中，我们将假设一个非手性波导，色散曲线和谐耦合因子具有对称性 $\omega(-k) = \omega(k)$ 和 $g(-k) = g(k)$ [图 1(b)]。

由于 H 与 $N = |e\rangle\langle e| + \int dk a_k^\dagger a_k$ 交换，激发的总数 N 是守恒的。假设光子场处于零温度下，为了研究自发辐射过程，我们可以仅考虑具有激发 $N = 1$ 的子空间来进行分析。在这种情况下，原子-光子态由波函数

$$|\psi(t)\rangle = \exp(-i\omega_0 t) \left\{ c_a(t) |e\rangle \otimes |0\rangle + \int dk \varphi(k, t) |g\rangle \otimes a_k^\dagger |0\rangle \right\} \quad (2)$$

描述，其中 $|0\rangle$ 是光子场的真空态， $c_a(t)$ 是在时间 t 时找到原子处于激发态的概率幅， $\varphi(k, t)$ 是一个光子在时间 t 以 k 模式发射的概率幅，且有 $|c_a(t)|^2 + \int dk |\varphi(k, t)|^2 = 1$ 。振幅概率满足耦合方程

$$i \frac{dc_a}{dt} = \int dk g(k) \varphi(k, t) \quad (3)$$

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \Omega(k) \varphi(k, t) + g^*(k) c_a(t) \quad (4)$$

其中我们设定了 $\Omega(k) = \omega(k) - \omega_0$ 。哈密顿量 H 在单激发区段

$N = 1$ 的能量谱 E 由与方程相关的谱问题获得。(3) 和 (4), 这个问题在 Fano, Friedrichs 和 Lee 的开创性工作中得到了解决 [42–44]。无论是连续谱内还是连续谱外, 原子-光子束缚态都对应于 H 的点谱, 其存在条件已在之前的几项工作中进行了讨论 (参见例如 [14, 18, 37] 在这里我们假设了一个无特征的连续模式, 即, 我们不考虑波导的镜像和/或有限尺寸效应, 并且处于弱原子-光子耦合区域, 因此没有原子-光子束缚态, 并且任何初始激发都会不可逆地衰减到玻色子模式的连续谱中。初始条件 $c_a(0)$ 和 $\varphi(k, 0) \equiv \varphi_0(k)$ 定义了初始时间 $t = 0$ 的原子-光子状态。通常, 假设发射器处于激发态 $|e\rangle$, 而光子场处于真空态, 这对应于初始条件 $c_a(0) = 1$ 和 $\varphi_0(k) = 0$ 。在这种情况下, 衰减由近似指数定律描述, 其衰减速率为 γ_R , 根据 Weisskopf-Wigner 自发衰减理论, 该速率由 Fermi 黄金规则给出。在这里我们反过来考虑一个初始原子-光子纠缠态, 对应于 $c_a(0), \varphi_0(k) \neq 0$, 并揭示特殊初始状态如何产生一种瞬时 (或虚拟) 的原子-光子束缚态, 或者具有远低于黄金规则值 γ_R 的近似指数自发衰减率, 即自发辐射减速。对于一个初始原子-光子纠缠态, 发射器的衰减行为由以下精确的积分微分方程描述, 该方程用于振幅概率 $c_a(t)$

$$\frac{dc_a}{dt} = F(t) - \int_0^t dt' \mathcal{G}(t-t') c_a(t') \quad (5)$$

它是从消除了 $\varphi(k, t)$ 动力学后的方程 (3) 和 (4) 中得出的。在上述方程中, 记忆函数 $\mathcal{G}(\tau)$ 和强迫项 $F(t)$ 由以下给出

$$\mathcal{G}(\tau) = \int dk |g(k)|^2 \exp[-i\Omega(k)\tau] \quad (6)$$

$$F(t) = -i \int dk g(k) \varphi_0(k) \exp[-i\Omega(k)t]. \quad (7)$$

从驻相法可以得出 $\mathcal{G}(\tau)$ 以 $\tau \rightarrow \infty$ 衰减至零, 其特征时间为

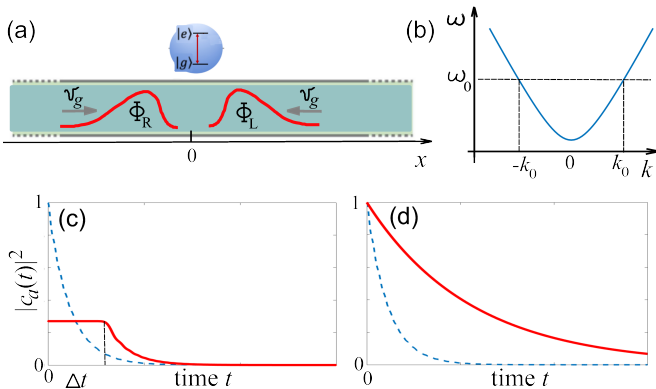


Fig. 1. (a) 一个无限延伸的波导示意图, 其中放置了一个两能级原子 (共振频率 ω_0) 在位置 $x = 0$ 。(b) 波导模式的色散图 $\omega = \omega(k)$ 。平面波叠加, 其中波数 k 接近 $k_0(-k_0)$, 对应于一个右行 (左行) 光子波包 $\Phi_R(x)(\Phi_L(x))$, 其群速度为 v_g , 如图 (a) 中的红色曲线示意所示。(c) 原子处于激发态 $|e\rangle$ 的概率 $|c_a(t)|^2$ 随时间演化示意图, 对应于虚拟原子-光子束缚态 (粗红色曲线), 以及普通自发辐射衰减 (蓝色虚线) 以速率 γ_R 给出。对于虚拟原子-光子束缚态, 概率在时间间隔 Δt 内保持不变, 之后以速率 γ_R 发生自发辐射。(d) 与 (c) 相同, 只是初始的原子-光子束缚态导致以比黄金法则值 γ_R 小得多的速率 ϵ 接近指数衰减。

τ_m , 这定义了非马尔可夫动力学的记忆时间。在弱耦合极限下,

并假设记忆时间为短时间, 使得 $c_a(t)$ 在快速时间尺度 τ_m 上变化缓慢, 我们可以引入马尔可夫近似, 用以下微分方程替换方程 (5)

$$\frac{dc_a}{dt} \simeq F(t) - \gamma c_a(t) \quad (8)$$

其中 $\gamma = \int_0^\infty d\tau \mathcal{G}(\tau) d\tau = \gamma_R + i\gamma_I$ 包含自发辐射衰减率 γ_R 和兰姆频率偏移 γ_I 。假设图 1(b) 所示的波导模式色散曲线 $\omega(k)$ 的分布, 并在线性化色散关系围绕波数 $k = \pm k_0$, 其中 $\omega(\pm k_0) = \omega_0$ [8, 45], 衰减率和频率偏移读取

$$\gamma_R = \frac{2\pi|g_0|^2}{v_g}, \quad \gamma_I = \mathcal{P} \int dk \frac{|g(k)|^2}{\omega_0 - \omega(k)}. \quad (9)$$

其中 $v_g = |(d\omega/dk)_{\pm k_0}|$ 是波导模式的群速度, 而 $g_0 = g(\pm k_0)$ 是在共振频率 ω_0 处的耦合常数。显然, 当光子场最初处于真空状态时, 即 $c_a(0) = 1$ 和 $\varphi_0(k) = 0$, 方程 (8) 中的强迫项 $F(t)$ 消失, 并且得到通常的指数衰减定律对于 $c_a(t)$ 衰减速率是 γ_R 。然而, 一个初始的原子-光子纠缠态 $|\psi(0)\rangle = c_a(0)|e\rangle \otimes |0\rangle + |g\rangle \otimes |\psi\rangle_{ph}$ 具有 $|\psi\rangle_{ph} = \int \varphi_0(k) a_k^\dagger |0\rangle$, 由于方程 (8) 中的非零强迫项 $F(t)$, 可以深刻改变衰减行为。如下所示, 适当的初始原子-光子状态工程可以导致有趣的动力学行为, 例如瞬态原子-光子束缚态的出现, 或者自发衰变速率 ϵ 明显小于 γ_R 。主要思想是设计初始光子态 $|\psi\rangle_{ph}$, 以便在方程 (8) 中生成目标驱动项 $F(t)$, 其中 $F(t) = 0$ 对应于 $t < 0$ 。如补充文档所示, 并在图 1(a) 中示意性表示, 对于一个支撑平面波模式 $\exp(ikx)$ 的光波导, 其中量子发射器放置于光波导位置 $x = 0$, 初始光子态 $|\psi\rangle_{ph}$ 产生目标驱动函数 $F(t)$ 并非唯一, 通常对应两个反向传播的波包, 一个右行波包 $\Phi_R(x)$ 和一个左行波包 $\Phi_L(x)$ 。特别是, 可以假设单个波包, 即右行波包。在这种情况下, 如补充文档所示, 初始的光子波包完全位于发射器的左侧, 并具有由 $\Phi_R(x) \propto F(-x/v_g)$ 给定的空间包络轮廓。

瞬态原子-光子束缚态。虚拟原子-光子束缚态对应于一个状态, 在该状态下观察到向连续谱中的原子衰减被暂时抑制。定量地, 对于虚拟状态 $|c_a(t)|^2$ 在给定的时间间隔 Δt 内是常数, 即 $|c_a(t)|^2 = |c_a(0)|^2$ 对于 $0 \leq t < \Delta t$, 之后观察到 $c_a(t)$ 到零的不可逆衰减 [图 1(c)]。需要注意的是, 在时间区间 $0 < t < \Delta t$ 内, 原子的动力学被冻结了, 但光子波函数 $\varphi(k, t)$ 在这个时间段内是会演化的。通过设计初始的原子-光子态使得 $F(t)$ 成为一个分段函数, 其中对于 $0 < t < \Delta t$ 有 $F(t) = \gamma c_a(0)$, 而对于 $t > \Delta t$ 有 $F(t) = 0$ 。 $\varphi_0(k)$ 的显式表达式, 即初始原子-光子纠缠态, 在补充文档中给出。为了在一个时间间隔 Δt 内观察虚拟原子-光子束缚态, 可以考虑单个初始光子波包。如补充文档所示, 初始振幅 $c_a(0)$ 应满足条件 $|c_a(0)|^2 = 1/(1 + \gamma_R \Delta t)$, 表明在捕获时间 Δt 远大于自发寿命 $1/\gamma_R$ 的情况下 $|c_a(0)|^2 \ll 1$ 。这一结果与不存在稳定原子-光子束缚态的事实一致, 因此一个长寿命的虚拟原子-光子束缚态应该对应于初始时发现原子处于激发态的概率为零。

自发辐射减速。第二种引人注目的动力学行为对应于近乎指数衰减定律, 类似于普通的魏斯科普夫-温格理论, 但衰减速率 ϵ 比黄金法则给出的值 γ_R 小得多 [图 1(d)]。这种状态是通过工程设计初始原子-光子态来实现的, 使得 $F(t) = \gamma c_a(0) \exp(-\epsilon t)$ 。实

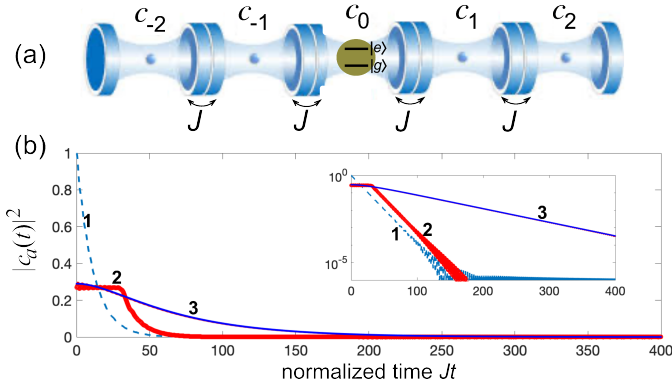


Fig. 2. (a) 耦合光学腔阵列（耦合常数 J ）的示意图，其中一个共振器内放置了一个两能级原子。原子-光子耦合率是 G_0 。(b) 不同初始原子-光子态 $|\psi(0)\rangle = c_a(0)|e\rangle \otimes |0\rangle + |g\rangle \otimes \sum_l Q_l c_l^\dagger |0\rangle$ 下原子存活概率 $|c_a(t)|^2$ 随时间演化的数值计算结果对于 $G_0/J = 0.3$ 。波导由足够数量的腔体 ($2N + 1 = 1601$) 组成，以避免在观察时间内出现边缘效应。曲线 1 是初始可分离态 $|\psi(0)\rangle = |e\rangle \otimes |0\rangle$ 的普通近指数自发辐射衰减。该曲线非常符合具有黄金衰减速率 $\gamma_R = G_0^2/(2J)$ 的指数曲线。曲线 2 是对应于 $\Delta t = 30/J$ [初始纠缠态由方程 (12) 和 (14) 给出] 的虚拟原子-光子态的衰减动力学。曲线 3 对应于自发辐射减慢，通过假设由方程 (12) 和 (15) 具有 $\epsilon = \gamma_R/5$ 定义的初始纠缠态获得。该曲线与理论预测 [方程 (10)] 非常吻合。插图显示了三个曲线在对数纵标上的衰减行为。

际上，当驱动项以这种方式选择时，方程 (8) 的解为

$$\begin{aligned} c_a(t) &= c_a(0) \left\{ \frac{\epsilon}{\epsilon - \gamma} \exp(-\gamma t) + \frac{\gamma}{\gamma - \epsilon} \exp(-\epsilon t) \right\} \\ &\simeq c_a(0) \exp(-\epsilon t) \end{aligned} \quad (10)$$

表明衰减速率 $\epsilon \ll \gamma_R$ 几乎呈指数衰减。谱幅值 $\varphi_0(k)$ 的显式形式生成驱动项 $F(t) = \gamma c_a(0) \exp(-\epsilon t)$ 在补充文档中给出。初始概率 $|c_a(0)|^2$ 发现发射器处于激发态与 ϵ 由关系 $|c_a(0)|^2 = 1/(1 + \gamma_R/2\epsilon)$ 相关，表明 $c_a(0) \rightarrow 0$ 当 $\epsilon/\gamma_R \rightarrow 0$ 。

示例。为了说明上述动力学状态，假设光子波导是由光学谐振器数组 [17, 19, 25, 30, 32, 35] 组成的，如图 2(a) 所示。在 Wannier 基中，系统的完整哈密顿量为

$$\begin{aligned} H &= \omega_0 |e\rangle \langle e| + \sum_l \left\{ \omega_c c_l^\dagger c_l - J(c_{l+1}^\dagger c_l + \text{H.c.}) \right\} \\ &+ G_0 \left(c_0^\dagger |g\rangle \langle e| + \text{H.c.} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

其中 $\omega_c \simeq \omega_0$ 是每个单个谐振腔中的电磁模式的共振频率， J 是相邻谐振腔之间的光子跳跃率， $c_l^\dagger (c_l)$ 是阵列中第 l 个谐振腔 (Wannier 基) 中的光子场的创建 (销毁) 算符，而 G_0 是放置在 $l = 0$ 腔内的两能级原子的电偶极耦合强度。哈密顿量 (11) 可以通过引入光子晶格的布洛赫模式的创建/湮灭算符，即令 $a_k = (1/\sqrt{2\pi}) \sum_l c_l \exp(-ikl)$ ，其中 $-\pi \leq k < \pi$ 是布洛赫波数，被改写为规范形式方程 (1)，用 $\omega(k) = \omega_c - 2J \cos(k)$ 和 $g(k) = G_0/\sqrt{2\pi}$ 。假设共振条件为 $\omega_c = \omega_0$ ，对应于 $k_0 = \pi/2$ ，在波数 $\pm k_0$ 时两个反向传播的波导模式的群速度是 $v_g = 2J$ 。弱耦合区域对应于 $G_0 \ll J$ 。从方程 (9) 可以很容易地计算出黄金规则衰减率和兰姆频率偏移，结果为 $\gamma_R = G_0^2/(2J)$ 和 $\gamma_I = 0$ 。

初始纠缠原子-光子态可以写成瓦尼尔基组为

$$|\psi(0)\rangle = c_a(0)|e\rangle \otimes |0\rangle + \sum_l Q_l |g\rangle \otimes c_l^\dagger |0\rangle \quad (12)$$

其中复振幅 Q_l 通过关系式 $Q_l = 1/\sqrt{2\pi} \int dk \varphi_0(k) \exp(ikl)$ 用谱函数 $\varphi_0(k)$ 给出。驱动函数 $F(t)$ 可以用冯·诺伊曼级数表示，系数为 Q_l ，即（技术细节见补充文档）

$$F(t) = G_0 \sum_{l=-\infty}^{\infty} Q_l J_l(2Jt) \exp[ik_0(l-1)], \quad (13)$$

其中 $J_l(x)$ 是第一类和阶数为 l 的贝塞尔函数。由于贝塞尔函数的振荡行为， $F(t)$ 在快速时间尺度 $\sim 2\pi/J$ 上表现出迅速的振荡。然而，由于在弱耦合区域 $c_a(t)$ 无法跟随如此快速的振荡，可以用一个局部时间平均值 $\overline{F(t)}$ 替换方程 (13) 给出的 $F(t)$ 的精确形式，在时间尺度 $2\pi/J$ 上进行。如补充文档中所述，虚拟原子-光子束缚态是通过假设例如

$$Q_l = \begin{cases} ic_a(0)(G_0/2J) \exp(-ik_0 l) & |l| \leq L \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (14)$$

与 $\Delta t = L/v_g = L/(2J)$ 和 $|c_a(0)|^2 \simeq (1 + G_0^2 L^2 / 2J^2)^{-1}$ 同样地，自发辐射减慢，在一个速率 ϵ 远小于黄金规则值 γ_R 的情况下，可以通过假设观察到

$$Q_l = \begin{cases} ic_a(0)(G_0/2J) \exp(-\epsilon l/v_g - ik_0 l) & l \geq 0 \\ 0 & l < 0 \end{cases} \quad (15)$$

满足归一化条件 $|c_a(0)|^2 \simeq 1/(1 + \gamma_R/2\epsilon)$ 。我们检查了上述理论分析所预测的虚拟原子-光子束缚态和自发辐射减慢的存在情况，通过精确计算衰减特性 $|c_a(t)|^2$ 和数值求解薛定谔方程 $i\partial_t |\psi(t)\rangle = H|\psi(t)\rangle$ 在单个激发区段中的结果，即超越了用于推导方程 (8) 的马尔可夫近似。图 2(b) 展示了参数值为 $\omega_0 = \omega_c$ 和 $G_0/J = 0.3$ 的典型数值结果。波导包含 $(2N + 1)$ 个腔体，发射器位于中央腔体内。图中的曲线 1 显示了在常规初始条件 $c_a(0) = 1$ 和 $\varphi_0(k) = 0$ ($Q_l = 0$) 下的 $|c_a(t)|^2$ 的衰减行为，导致接近指数衰减，其速率与黄金规则值 $\gamma_R = G_0^2/(2J) = 0.045J$ 非常吻合。曲线 2 对应于假设方程后得到的数值计算衰减曲线 $|c_a(t)|^2$ 。(12,14) 作为初始条件，与 $L = 60$ 对应，对应于虚拟原子-光子束缚态在时间间隔 $\Delta t = L/(2J) = 30/J$ 内存活。

最终，曲线 3 描述了根据方程 (12,15) 作为初始条件获得的数值计算衰减曲线 $|c_a(t)|^2$ ，清楚地表明自发辐射减慢。

在补充文档的第 4 节中，提出了一种可行的系统制备方案，用于制备纠缠的原子-光子束缚态，适用于观察虚拟束缚态。

结论。

在这项工作中，我们探索了波导 QED 系统中瞬态原子-光子束缚态的存在，重点关注初始原子-光子纠缠在塑造辐射发射时间动态中的作用。

我们表明这些虚拟束缚态会影响短时间光-物质相互作用，导致瞬态冻结动态，并提出了通过精心设计原子-光子态来控制 and 减慢原子衰减的策略。

我们的发现对于需要精确控制光子动力学和原子-光子相互作用的量子应用具有重要意义。

披露。

作者声明不存在利益冲突。

数据可用性。没有生成或分析数据在所呈现的研究中。

资金支持。Agencia Estatal de Investigacion (MDM-2017-0711)。

补充文件。参见补充资料 1 以获取支持内容。

REFERENCES

1. S. Haroche and J.M. Raimond, *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities, and Photons* (Oxford University Press, 2006).
2. R.H. Dicke, Phys. Rev. **93**, 99 (1954).
3. M. Gross and S. Haroche, Phys. Rep. **93**, 301 (1982).
4. P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, and S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **50**, 1903 (1983).
5. R.J. Cook and P.W. Milonni, Phys. Rev. A **35**, 5081 (1987).
6. E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
7. S. Noda, M. Fujita, and T. Asano, Nat. Photon. **1**, 449 (2007).
8. D. Roy, C.M. Wilson, and O. Firstenberg, Rev. Mod. Phys. **89**, 021001 (2017).
9. X. Gu, A. F. Kockum, A. Miranowicz, Y.-x. Liu, and F. Nori, Phys. Rep. **718-719**, 1 (2017).
10. B. Kannan, M. J. Ruckriegel, D. L. Campbell, A.F. Kockum, J. Braumüller, D.K. Kim, M. Kjaergaard, P. Krantz, A. Melville, B.M. Niedzielski, A. Vepsäläinen, R. Winik, J.L. Yoder, F. Nori, T.P. Orlando, S. Gustavsson, and W.D. Oliver, Nature **583** 775 (2020).
11. A.S. Sheremet, M.I. Petrov, I.V. Iorsh, A.V. Poshakinskiy, and A.N. Poddubny, Rev. Mod. Phys. **95**, 015002 (2023).
12. A. González-Tudela, A. Reiserer, J.J. Garcia-Ripoll, and F.J. Garcia-Vidal, Nature Rev. Phys. **6**, 166 (2024).
13. S. John and J. Wang, Phys. Rev. Lett. **64**, 2418 (1990).
14. S. Longhi, Eur. Phys. J. B **57**, 45 (2007).
15. T. Tufarelli, F. Ciccarello, and M. S. Kim, Phys. Rev. A **87**, 013820 (2013).
16. T. Tufarelli, M.S. Kim, and F. Ciccarello, Phys. Rev. A **90**, 012113 (2014).
17. F. Lombardo, F. Ciccarello, and G.M. Palma, Phys. Rev. A **89**, 053826 (2014).
18. T. Shi, Y.-H. Wu, A. González-Tudela, and J. I. Cirac, Phys. Rev. X **6**, 021027 (2016).
19. G. Calajò, F. Ciccarello, D. Chang, and P. Rabl, Phys. Rev. A **93**, 033833 (2016).
20. A.F. Kockum, G. Johansson, and F. Nori, Phys. Rev. Lett. **120**, 140404 (2018).
21. P. Facchi, D. Lonigro, S. Pascazio, F.V. Pepe, and D. Pomarico, Phys. Rev. A **100**, 023834 (2019).
22. M. Bello, G. Platero, J.I. Cirac, A. González-Tudela, Sci. Adv. **5**, eaaw0297 (2019).
23. G. Calajó, Y.-L. L. Fang, H.U. Baranger, and F. Ciccarello, Phys. Rev. Lett. **122**, 073601 (2019).
24. S. Mahmoodian, G. Calajó, D.E. Chang, K. Hammerer, and A.S. Sørensen, Phys. Rev. X **10**, 031011 (2020).
25. S. Longhi, Opt. Lett. **45**, 3017 (2020).
26. J. Román-Roche, E. Sánchez-Burillo, and D. Zueco, Phys. Rev. A **102**, 023702 (2020).
27. K. Sinha, P. Meystre, E.A. Goldschmidt, F.K. Fatemi, S.L. Rolston, and P. Solano, Phys. Rev. Lett. **124**, 043603 (2020).
28. E. Kim, X. Zhang, V.S. Ferreira, J. Banker, J.K. Iverson, A. Sipahigil, M. Bello, A. González-Tudela, M. Mirhosseini, and O. Painter, Phys. Rev. X **11**, 011015 (2021).
29. S. Lorenzo, S. Longhi, A. Cabot, R. Zambrini, and G.L. Giorgi, Sci. Rep. **11**, 12834 (2021).
30. M. Scigliuzzo, G. Calajò, F. Ciccarello, D. Perez Lozano, A. Bengtsson, P. Scarlino, A. Wallraff, D. Chang, P. Delsing, and S. Gasparinetti, Phys. Rev. X **12**, 031036 (2022).
31. A. Soro and A.F. Kockum, Phys. Rev. A **105**, 023712 (2022).
32. H. Xiao, L. Wang, Z.-H. Li, X. Chen, and L. Yuan, npj Quant. Inf. **8**, 80 (2022).
33. N. Tomm, S. Mahmoodian, N. O. Antoniadis, R. Schott, S.R. Valentin, A.D. Wieck, A. Ludwig, A. Javadi, and R.J. Warburton, Nature Phys. **19**, 857 (2023).
34. W.Z. Jia and M.T. Yu, Opt. Express **32**, 9495 (2024).
35. Z. Lu, J. Li, J. Lu, and L. Zhou, Opt. Lett. **49**, 806 (2024).
36. W. Alvarez-Giron, P. Solano, K. Sinha, and P. Barberis-Blostein, Phys. Rev. Research **6**, 023213 (2024).
37. L. Leonforte, X. Sun, D. Valenti, B. Spagnolo, F. Illuminati, A. Carollo, and F. Ciccarello, Quantum Sci. Technol. **10**, 015057 (2025).
38. A. Smirne, H.-P. Breuer, J. Piilo, and B. Vacchini, Phys. Rev. A **82**, 062114 (2010).
39. A.G. Dijkstra and Y. Tanimura, Phys. Rev. Lett. **104**, 250401 (2010).
40. H.-T. Tan and W.-M. Zhang, Phys. Rev. A **83**, 032102 (2011).
41. F. Settimo, K. Luoma, D. Chruscinski, A. Smirne, B. Vacchini, and J. Piilo, arXiv:2502.12818 (2025).
42. U. Fano, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).
43. K.O. Friedrichs, Commun. Pure Appl. Math. **1**, 361 (1948).
44. T.D. Lee, Phys. Rev. **95**, 1329 (1954).
45. J.-T. Shen and S. Fan, Phys. Rev. A **79**, 023837 (2009).

带有完整标题的参考文献

1. S. 哈罗奇和 J.M. 雷蒙德, 探索量子世界: 原子、腔体和光子 (牛津大学出版社, 2006)。
2. R.H. 迪克, 自发辐射过程中的相干性, 物理评论. **93**, 99 (1954)。
3. M. 格罗斯和 S. 哈罗奇, 超辐射: 关于集体自发发射理论的一篇论文, 物理报告. **93**, 301 (1982)。
4. P. 戈伊, J.M. 雷蒙德, M. 格罗斯和 S. 哈罗奇, 腔增强单原子自发发射的观测, 物理评论快报. **50**, 1903 (1983)。
5. R.J. 库克和 P.W. 米隆尼, 部分反射壁附近的原子量子理论, 物理评论 A. **35**, 5081(1987)。
6. E. 雅布洛诺维奇, 固体物理学与电子学中的自发辐射抑制, 物理评论快报. **58**, 2059 (1987)。
7. S. Noda, M. Fujita, 和 T. Asano, 光子晶体和纳米空腔对自发辐射的控制, Nat. Photon. **1**, 449 (2007)。
8. D. Roy, C.M. Wilson 和 O. Firstenberg, 强相互作用的一维连续光子: 综述, Rev. Mod. Phys. **89**, 021001 (2017)。
9. X. Gu, A. F. Kockum, A. Miranowicz, Y.-x. Liu 和 F. Nori, 超导量子电路中的微波光子学, Phys. Rep. **718-719**, 1 (2017)。
11. B. Kannan, M. J. Ruckriegel, D. L. Campbell, A.F. Kockum, J. Braumüller, D.K. Kim, M. Kjaergaard, P. Krantz, A. Melville, B.M. Niedzielski, A. Vepsäläinen, R. Winik, J.L. Yoder, F. Nori, T.P. Orlando, S. Gustavsson 和 W.D. Oliver, 超人工巨原子的波导量子电动力学, Nature **583** 775 (2020)。
11. A.S. Sheremet, M.I. Petrov, I.V. Iorsh, A.V. Poshakinskiy 和 A.N. Poddubny, 波导量子电动力学: 集体辐射和光子-光子相关性, Rev. Mod. Phys. **95**, 015002 (2023)。
12. A. González-Tudela, A. Reiserer, J.J. Garcia-Ripoll 和 F.J. Garcia-Vidal, 量子纳米光子器件中的光-物质相互作用, Nature Rev. Phys. **6**, 166 (2024)。
13. S. John 和 J. Wang, 光子带隙附近的量子电动力学: 光子束缚态和着装原子, Phys. Rev. Lett. **64**, 2418 (1990)。
14. S. Longhi, 连续体中的束缚态在单级 Fano-Anderson 模型中, Eur. 物理. J. B **57**, 45 (2007)。
15. T. Tufarelli, F. Ciccarello, 和 M. S. Kim, 单端光子波导中的自发辐射动力学, 物理. 评论. **A87**, 013820 (2013)。
16. T. Tufarelli, M.S. Kim, 和 F. Ciccarello, 镜子前的量子发射器的非马尔可夫性, 物理. 评论. **A90**, 012113 (2014)。
17. F. Lombardo, F. Ciccarello, 和 G.M. Palma, 耦合腔阵列中的光子局域化与人口陷阱, 物理. 评论. **A89**, 053826 (2014)。
18. T. Shi, Y.-H. Wu, A. González-Tudela, 和 J. I. Cirac, 玻色杂质模型中的束缚态, 物理. 评论. **X6**, 021027 (2016)。
19. G. Calajó, F. Ciccarello, D. Chang, 和 P. Rabl, 慢光波导量子电动力学中的原子-场着装态, 物理. 评论. **A 93**, 033833 (2016)。
20. A.F. Kockum, G. Johansson, 和 F. Nori, 波导量子电动力学中巨原子之间的无退相干相互作用, 物理. 评论. Lett. **120**, 140404 (2018)。
21. P. Facchi, D. Lonigro, S. Pascazio, F.V. Pepe, 和 D. Pomarico, 量子发射器阵列中的连续谱束缚态, 物理评论 A **100**, 023834 (2019)。
22. M. Bello, G. Platero, J.I. Cirac, A. González-Tudela, 拓扑波导量子电动力学中的非常规量子光学, 科学进展 **5**, eaaw0297 (2019)。
23. G. Calajó, Y.-L. L. Fang, H.U. Baranger 和 F. Ciccarello, 通过多光子散射加延迟量子反馈激发连续谱中的束缚态, 物理评论快报 **122**, 073601 (2019)。
24. S. Mahmoodian, G. Calajó, D.E. Chang, K. Hammerer 和 A.S. Sørensen, 手性波导量子电动力学中多体光子束缚态的动力学, 物理评论 X **10**, 031011 (2020)。
25. S. Longhi, 光子模拟巨原子衰变, 光学快报 **45**, 3017 (2020)。
26. J. Román-Roche, E. Sánchez-Burillo 和 D. Zueco, 超强波导量子电动力学中的束缚态, 物理评论 A **102**, 023702 (2020)。
27. K. Sinha, P. Meystre, E.A. Goldschmidt, F.K. Fatemi, S.L. Rolston, 和 P. Solano, 非马尔可夫集体辐射来自宏观分离的发射器, Phys. Rev. Lett. **124**, 043603 (2020)。
28. E. Kim, X. Zhang, V.S. Ferreira, J. Banker, J.K. Iverson, A. Sipahigil, M. Bello, A. González-Tudela, M. Mirhosseini, 和 O. Painter, 拓扑波导中的量子电动力学, Phys. Rev. X **11**, 011015 (2021)。
29. S. Lorenzo, S. Longhi, A. Cabot, R. Zambrini, 和 G.L. Giorgi, 手性环境中的间歇去相干阻塞, Sci. Rep. **11**, 12834 (2021)。
30. M. Scigliuzzo, G. Calajó, F. Ciccarello, D. Perez Lozano, A. Bengtsson, P. Scarlino, A. Wallraff, D. Chang, P. Delsing, 和 S. Gasparinetti, 控制约瑟夫森结谐振器阵列中的原子-光子束缚态, Phys. Rev. X **12**, 031036 (2022)。
31. A. Soro 和 A.F. Kockum, 巨型原子的偏振量子光学, Phys. Rev. A **105**, 023712 (2022)。
32. H. Xiao, L. Wang, Z.-H. Li, X. Chen, 和 L. Yuan, 巨型原子调制谐振器系统中的束缚态, npj Quant. Inf. **8**, 80 (2022)。
33. N. Tømm, S. Mahmoodian, N. O. Antoniadis, R. Schott, S.R. Valentin, A.D. Wieck, A. Ludwig, A. Javadi, 和 R.J. Warburton, 单个人造原子中的光子束缚态动力学, Nature Phys. **19**, 857 (2023)。
34. W.Z. 贾和 M.T. 余, 波导量子电动力学系统中多巨原子的原子-光子着装态, 《光学快报》 **32**, 9495 (2024)。
35. 卢振、李军、卢杰和周立, 使用双能级量子发射器在耦合谐振腔阵列中控制原子-光子束缚态, 《光学快报》 **49**, 806 (2024)。
36. 华金·阿尔瓦雷斯-吉隆、佩德罗·索拉诺、克里希纳·辛哈和帕特里西奥·巴贝里斯-布洛斯坦, 来自两个遥远激发原子的延迟诱导自发暗态生成, 《物理评论研究》 **6**, 023213 (2024)。
37. 莱昂诺尔·里翁福特、孙翔、丹尼尔·瓦伦蒂、布鲁诺·斯帕格诺洛、弗朗西斯科·伊卢米纳蒂、安娜·卡罗洛和弗朗切斯科·奇卡尔略, 结构化光子浴中巨原子的量子光学, 《量子科学

与技术》**10**, 015057 (2025)。

38. A. 斯米恩、H.-P. 布鲁尔、J. 皮洛和 B. 瓦奇尼, 开放系统动力学中的初始相关性: Jaynes-Cummings 模型, 《物理评论 A》**82**, 062114 (2010)。

39. A.G. 迪克斯特拉和 Y. 岚村, 在系统-浴相干存在下的非马尔可夫纠缠动力学, 《物理评论快报》**104**, 250401 (2010)。

40. 谭海军和张维民, 具有初始系统-环境相关性的开放量子系统的非马尔可夫动力学: 纳米腔耦合至耦合谐振腔光学波导, 《物理评论》A **83**, 032102 (2011)。

41. F. Settimo, K. Luoma, D. Chruscinski, A. Smirne, B. Vacchini, and J. Piilo, 开放量子系统初始系综相关性动力学通过随机展开, arXiv:2502.12818 (2025)。

42. U. Fano, 配置相互作用对强度和相移的影响, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961)。

43. K.O. Friedrichs, 关于连续谱的扰动, Commun. Pure Appl. Math. **1**, 361 (1948)。

44. T.D. Lee, 可重整化场论中的某些特殊例子, Phys. Rev. **95**, 1329 (1954)。

45. J.-T. Shen 和 S. Fan, 单光子在单模波导中传输的理论。I. 耦合到含有两个能级原子的腔, Phys. Rev. A **79**, 023837 (2009)。