arXiv:2303.02899v2 [quant-ph] 2 Dec 2023

使用参数驱动耦合器确定性生成整形单微波光子

Jiaying Yang[1, 2], * Axel Martin Eriksson[1], Mohammed Ali Aamir[1], Ingrid Strandberg[1], Claudia Castillo-Moreno[1], Daniel Perez Lozano[1], † Per Persson[2], 和 Simone Gasparinetti[1‡]

[1] *Department of Microtechnology and Nanoscience, Chalmers University of Technology, SE-412 96, Göteborg, Sweden* [2] *Ericsson research, Ericsson AB, SE-164 83, Stockholm, Sweden*（日期：2023年11月8日）

分布式量子计算系统需要在空间上分隔的处理单元之间建立量子通信信道。在超导电路中，可以利用传播微波光子对量子信息进行编码，并在发射器与接收器节点之间传输，从而实现这种信道。我们在此通过实验展示了一种超导电路，可将数据量子比特的量子态确定性地传输至传播微波模式，过程保真度达到94.5 %。我们采用时变参量驱动，将传播模式的时间轮廓整形成时间对称且相位恒定的形式，使接收处理器能够通过发射的时间反演版本实现再吸收。我们展示了一种自校准程序，可校正参量驱动调制导致的发射频率随时间发生的偏移。本研究为在分布式量子计算网络中实现高保真度量子态传输和远程纠缠操作提供了一种可靠方法。

I. 引言

超导电路是实现量子计算机最受青睐的方案之一 [1–3]。然而，要提升超导量子电路的可扩展性，使其在解决计算问题方面超越经典计算机，仍是一项挑战。除了增加单个超导量子电路上的量子比特数量之外 [4–7], 分布式量子计算系统 [8] 或量子互联网 [9]也备受关注，它们能够实现彼此远距离分隔的量子处理单元之间的通信。近期，许多实验致力于实现分布式量子处理器之间的量子信道，所依据的方式包括声子 [10, 11] 信道、微波光子与光学光子之间的转换器 [12, 13] ，以及下文将讨论的微波光子。

在量子信道的不同实现方式中，一种方法是利用传播微波光子作为在超导处理器之间传输量子信息的媒介。在单轨编码方案中，微波光子由一个处理器发射，经由量子信道传输，然后被另一处理器吸收。在发射过程中，量子信息从发射器处理器的静止超导量子比特转移到处于零光子和一个光子叠加态的传播微波模式中 [14–17]。当传播模式到达接收端处理器时，将执行时间反演过程，从而导致光子再吸收，并将传播模式转换为位于接收器中的静止量子比特 [18]。或者，双轨编码方案已被探索用作检测信道中光子损失的方法。这种方法已通过采用时间箱编码的预告协议在实验上得以实现 [17, 19, 20]。

通过微波光子的发射和再吸收，两个量子处理器之间的量子态传输和远程纠缠已实现确定性操作 [21–25]。绝热协议 [26] 也已通过实验实现，以克服信道损耗。基于这些技术，人们已通过实验实现量子隐形传态 [27–29], 、光子门集 [30], ，以及使用多光子玻色量子比特的错误检测协议 [31]。在这一领域或许最先进的工作中，研究人员通过连续 3 次使用单个量子信道，在两个超导电路之间确定性地传输了一个三量子比特格林伯格-霍恩-蔡林格态 [32]。

在本研究中，我们展示了一种由两个跨蒙特量子比特和一个磁通可调参量耦合器组成的超导量子收发器，该收发器可将单个微波光子确定性地发射到共面波导中 [16, 33]。我们将发射光子的时间轮廓塑造为时间对称形式，从而使接收端处理器中的光子再吸收过程成为发射过程的逆过程。为此，我们将发射光子的振幅塑造为时间对称形式，并补偿其相位的时间变化；这种变化是由参量驱动诱导的、随时间变化的色散频移所导致的。我们对传播微波模式进行量子态层析，并对传输操作进行量子过程层析；对于具有反双曲余弦形状、特征时间为 $\tau = 50.5$ns 的时间对称模式包络，我们获得了 94.5% 的过程保真度。我们的器件可用作分布式

* jiyang@查尔姆斯.se
† 现地址：Imec，3001 鲁汶，比利时
‡ simoneg@查尔姆斯.se;https://202q-lab.se

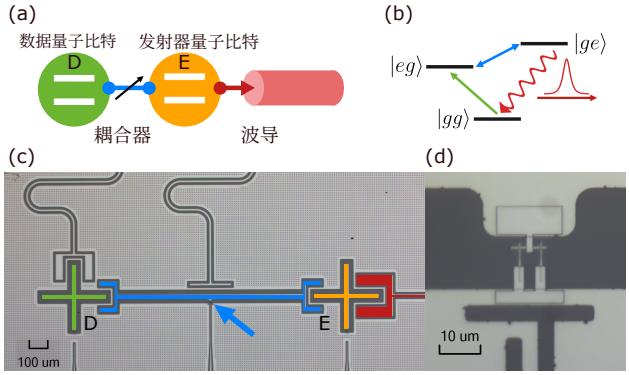


图 1. 双量子比特量子收发器。(a) 器件示意图。(b) 展示发射过程的能级图。量子态 $|ij\rangle$ (i, $j = g$, e) 表示量子比特 D (E) 制备于量子态 i (j)。(c) 器件的伪彩色光学显微图，器件由数据量子比特（绿色）、发射器量子比特（橙色）、磁通可调耦合器（蓝色）和波导（红色）组成。(d) 耦合器超导量子干涉器件（SQUID）的放大图，其位置由 (c) 中的蓝色箭头标出。

量子计算系统的构建模块，既可作为发射器运行，也可作为接收器运行。

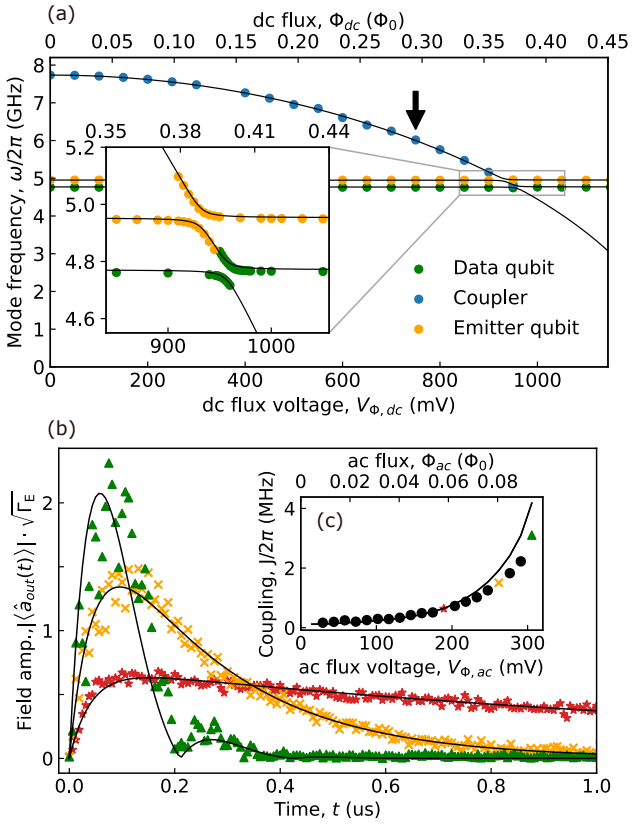


图 2. 磁通可调耦合器的参数驱动。(a) 量子比特和耦合器的模式频率随施加的直流磁通变化， $\Phi_{\rm dc}$。实心圆表示测得的频率，实线表示基于附录B2中哈密顿量的本征值对杂化模式所作的理论预测。黑色箭头标示耦合器的工作点， $\Phi_{\rm dc} = 0.295\Phi_0$。插图放大显示了耦合器与量子比特之间的避免交叉。(b) 耦合器交流驱动信号振幅取定值时，发射光子场的瞬时振幅随时间的变化：$\Phi_{\rm ac} = 0.057\Phi_0$ （红色星形）， $\Phi_{\rm ac} = 0.079\Phi_0$ （黄色叉形），以及 $\Phi_{\rm ac} = 0.092\Phi_0$ （绿色三角形）。实线为理论模型的拟合结果。(c) 量子比特间交换相互作用强度，J，随交流磁通调制幅度的变化；该强度是从 (b) 中数据集（彩色符号）的拟合结果，以及在其他振幅下采集的类似数据集（黑色实心圆）中提取的。黑色实线为相应的理论预测，详情见附录B。

II. 方法

我们的器件是一个超导量子电路，包含两个 X-mon 型 [34]跨蒙特量子比特 [35] ——数据量子比特 D 和发射器量子比特 E——它们通过电容耦合至 [36]位于两者之间的参数耦合器 [图 1]。该双量子比特系统的设计与文献 [37]中介绍的设计类似。量子比特 D 和 E 的跃迁频率分别为 $\omega_{\rm D}/2\pi = 4.77$ GHz 和 $\omega_{\rm E}/2\pi = 4.95$ GHz。耦合器的频率可通过芯片上磁通线调节，其最高频率为$\omega_{\rm C,\ 0}/2\pi = 7.735$ GHz。量子比特 E 通过电容耦合至共面波导，衰减率为 $\Gamma_{\rm E}/2\pi = 8$ MHz。量子比特 D 和耦合器均通过电容耦合至一个 $\lambda/4$共面波导谐振器，用于表征和读出测量。测得的电路参数汇总见附录A中的表 III。

为了表征量子信息从量子比特 D 传输到传播模式的过程，我们首先将量子比特 D 制备为基态 $|g\rangle$ 和第一激发态的任意叠加态 $|e\rangle$，$\cos\theta|g\rangle + e^{i\phi}\sin\theta|e\rangle$[图1（b），绿色箭头], 其中旋转角 θ 由施加于量子比特 B 的驱动信号的振幅和持续时间决定，而 ϕ 是驱动信号的相位。随后，我们对耦合器施加参数驱动，以在量子比特 D 和量子比特 E 之间诱导交换相互作用 [图 1（b），蓝色箭头]。然而，由于量子比特 E 与波导强耦合，它会在向波导中发射微波光子的同时立即衰减至基态 [图 1（b），红色波浪箭头]。因此，量子比特 D 的量子态被传输到该波导，而量子比特 D 留在其基态。我们通过对发射光子的时间波形进行匹配来表征传播模式，并分别进行量子态层析和量子过程层析，以重构该模式的密度矩阵和传输过程的泡利矩阵。

III. 结果

A. 参数耦合

在量子比特 D 中制备所需的量子态后，对耦合器施加参量驱动信号，即可在两个量子比特之间交换激发。耦合器的频率可通过磁通调节，耦合器频率与施加的磁通 Φ之间的关系近似为 [35]

$$\omega_{\mathrm{C}}(\Phi) = \omega_{\mathrm{C},0}\sqrt{|\cos(\pi\Phi/\Phi_0)|}\,, \tag{1}$$

其中，$\omega_{\mathrm{C},0}$ 表示无磁通偏置时耦合器的频率，Φ_0 表示磁通量子。为了将所需量子态从量子比特 D 交换到量子比特 E，我们向磁通线施加直流和交流电流，从而产生随时间变化的磁通 [36]

$$\Phi(t) = \Phi_{\mathrm{dc}} + A(t)\cos(\omega_{\mathrm{m}}t)\,, \tag{2}$$

其中，恒定磁通偏置 Φ_{dc} 和随时间变化的包络 $A(t$决定了两个量子比特之间的耦合率J。我们首先仅施加直流磁通Φ_{dc}，并测量三个模式的频率随其变化的情况 [图 2(a)，实心圆]。随后，我们为 Φ_{dc} [图 2(a)，黑色箭头]，确定一个工作点。我们通过权衡两方面因素，以经验方式选定该点：一方面，使耦合器的频率更接近量子比特可获得更大的耦合强度；另一方面，使耦合器的频率远离量子比特则能限制三个模式之间的杂化。我们在附录 C中验证，在所选的Φ_{dc}值下，量子比特 D 向衰减更快的量子比特 E 发生的 Purcell 衰减不会限制量子比特 E 的寿命。为了在量子比特 D 和 E 之间以参数方式诱导交换相互作用，我们施加频率为 $\omega_{\mathrm{m}} \approx \omega_{\mathrm{E}} - \omega_{\mathrm{D}}$的交流磁通音调，该频率与两个量子比特频率之间的失谐近似匹配。

为表征参数耦合，我们首先将量子比特 D 制备在量子态 $(|g\rangle + |e\rangle)/\sqrt{2}$，方法是将量子比特 B 的旋转角 θ 设为 $\pi/2$，并将相位 ϕ 设为 0。然后，我们施加振幅恒定的交流磁通音调 $A(t) = \Phi_{\mathrm{ac}}$，并测量波导中输出场的平均振幅随时间的变化，$\langle\hat{a}_{\mathrm{out}}(t)\rangle$ [图 2(b)]。在较低和中等驱动振幅 Φ_{ac}下，发射光子起初迅速上升，随后呈指数衰减 [图 2(b) 中的红色星号和黄色叉号]。当 Φ_{ac}增大时，发射曲线会出现第二个峰[图 2(b) 中的绿色三角形]，，这表明系统进入两个量子比特之间的拉比振荡快于向波导发射的状态。从理论上可以看出，当 $J > 0.25\Gamma_{\mathrm{E}}$ 时，系统便进入这一状态（详情见附录 B）。

通过将简单模型拟合到在不同调制幅度下测得的这些光子场振幅曲线Φ_{ac}，并将两个量子比特之间的耦合率 J作为自由参数（见附录B），我们得到 J 作为的函数，见 Φ_{ac} [图2(c)]。图2(c)中的每个数据点均在相应 $\omega_{\mathrm{m}}^{\mathrm{opt}}$的最佳调制频率 Φ_{ac}下测得，其中 $\omega_{\mathrm{m}}^{\mathrm{opt}}$定义为能够使发射光子场相位保持恒定的交流磁通信号频率（其对的依赖关系见附录D中的图6）。图 Φ_{ac}2(b)表明，光子发射的时间尺度由调制幅度 Φ_{ac} 通过耦合率 J控制。通过随时间改变调制幅度的大小，可以控制量子比特 D 的瞬时衰减率，从而塑造发射光子的时间包络。

B. 光子整形和相位补偿

为促进接收器处的光子再吸收，理想情况下发射光子应具有时间对称包络。在这种情况下，若施加时间反演控制序列，相同于发射器的接收器便可高效地再吸收该光子 [38]。我们选择通过控制量子比特之间的耦合率 $1/\cosh(t/\tau)$，将光子整形成具有该表达式的时间轮廓，从而使发射光子包络实现最快衰减。J 为实现这一点，可以解析推导出发送至耦合器的交流磁通音调的最佳包络 $A(t)$ [39] 为

$$A(t) = \frac{\Gamma_{\mathrm{eff}}}{4\cosh(\Gamma_{\mathrm{eff}}t/2)}\frac{1 - e^{\Gamma_{\mathrm{eff}}t} + (1 + e^{\Gamma_{\mathrm{eff}}t})\Gamma_{\mathrm{E}}/\Gamma_{\mathrm{eff}}}{\sqrt{(1 + e^{\Gamma_{\mathrm{eff}}t})\Gamma_{\mathrm{E}}/\Gamma_{\mathrm{eff}} - e^{\Gamma_{\mathrm{eff}}t}}}\,, \tag{3}$$

其中，Γ_{eff} 是量子比特 D 经由量子比特 E 的有效衰减率，且 $\Gamma_{\mathrm{eff}} \leqslant \Gamma_{\mathrm{E}}$。当耦合率 J 与交流磁通音调振幅 Φ_{ac}成线性正比时，公式（3）成立。然而，在我们的实验中，尽管我们观察到 J 对 Φ_{ac} [图2(c)], 的非线性依赖关系，使用由公式（3）给出的脉冲包络时，仍可观察到高度对称的光子发射；为简便起见，我们采用这一形状。通过使用公式（3）制备$A(t)$，光子包络被整形成接近所需的对称形状 $1/\cosh(t/\tau)$ [图3(e)，红色曲线]。通过考虑 J 对 Φ_{ac}的非线性依赖关系，或许可以更精确地控制时间包络的函数形式。

耦合器磁通脉冲的包络被设定为 $\Gamma_{\mathrm{eff}} = 0.25\Gamma_{\mathrm{E}}$，这代表了该器件所能实现的最快光子发射，因为这是观察到由较大耦合率 Γ_{eff}导致第二个峰之前的最大 J [图 2(b)，绿色三角形]。对于这种情况，$A(t)$显示在图3(b)的第二行。这种耦合器脉冲形状的另一项优点是，其较大的数值能长时间保持，从而使量子比特 D 复位。整形光子的脉冲序列如图3(b)所示，其中 $A(t)$设为式（3），其振幅设为 $0.089\Phi_0$；整形光子场的振幅和相位如图 3(e)所示。将表达式 $1/\cosh(t/\tau)$拟合到测得的场振

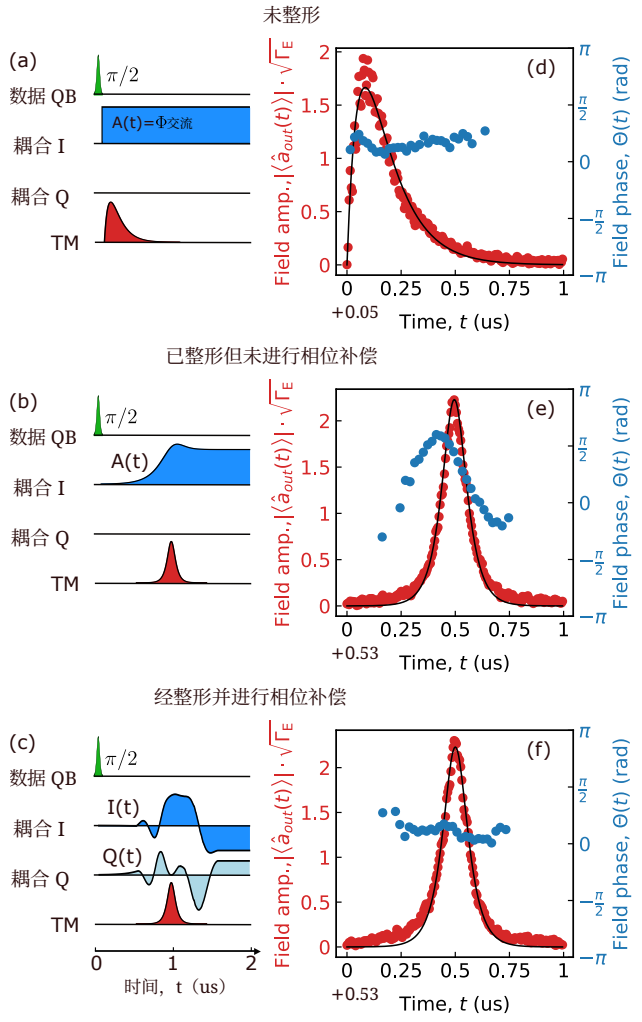


图 3. 控制发射光子的时间包络和相位。(a-c) 在三种情况下测量发射光子的脉冲序列：(a) 不进行整形，使用振幅为 $0.079\Phi_0$ 的恒定耦合器脉冲进行测量；(b) 进行整形，使用由式 (3) 定义、振幅为 $0.089\Phi_0$的耦合器脉冲进行测量，但不进行相位补偿；(c) 进行整形并进行相位补偿。(d-f) 分别在上述三种情况 (a-c) 下测得的光子输出场归一化振幅 $\sqrt{\Gamma_E}|\langle\hat{a}_{\rm out}(t)\rangle|$ 和相位$\Theta(t) = \arg[\langle\hat{a}_{\rm out}(t)\rangle]$。当振幅接近零时，会截断 $\Theta(t)$，因此不显示相位（$\leqslant 0.05$）。光子发射相对于 $\pi/2$ 脉冲完成时刻的时间延迟，以时间轴上标注在 (d-f) 曲线处的 $+0$ 和 $+0.48$ 表示。

幅 [图3(e)，实线]，后，我们得到 $\tau = 50.5$ns。测得的场振幅与其理论预期的比较见附录F。

我们计算未整形和整形情况下光子场$\langle\hat{a}_{\rm out}(t)\rangle$ 的对称性 s，其中 [14]

$$s = \max_{t_0} \frac{\int |\langle\hat{a}_{\rm out}(2t_0 - t)\rangle^* \langle\hat{a}_{\rm out}(t)\rangle| dt}{\int |\langle\hat{a}_{\rm out}(t)\rangle|^2 dt}, \qquad (4)$$

其中，$\langle\hat{a}_{\rm out}(t)\rangle$ 包含实部和虚部。

未整形发射光子的对称性为 82。7 %；然而，整形光子后，对称性降至 68。2 %（表 I）。检查时间轮廓$\langle\hat{a}_{\rm out}(t)\rangle$ 可以发现，对称性降低主要并非源于信号振幅的不对称，而是由于其相位不断变化 [图 3(e) 中的蓝色曲线]。要使光子再吸收过程成为光子发射的时间反演过程，发射光子的振幅轮廓和相位都需要关于时间对称，这与我们在图 3(e) 中观察到的情况相反。在本节接下来的段落中，我们将展示如何通过补偿变化相位使其保持恒定，从而控制发射光子的相位。

表 I. 发射光子场 $\langle\hat{a}_{\rm out}(t)\rangle$的对称性

	s (%)
未整形	82.7
已整形但未进行相位补偿	68.2
已整形并进行相位补偿	96.4

我们对观察到的变化作如下解释。当我们向耦合器施加包络恒定的交流磁通音调 [图3(a)], 时，耦合器的时间平均频率 $\bar{\omega}_C(\Phi_{ac})$ 会随着交流磁通音调的振 Φ_{ac} 幅增大而降低。这是由于耦合器频率与施加于其上的磁通之间存在非线性依赖关系 [图2(a)，蓝色曲线]。因此，由于与耦合器的相互作用，量子比特 D 和 E 的频率都会略微降低 [40]。所以，在向耦合器施加调制脉冲时，发射光子的频率将取决于耦合器驱动的振 ω_E幅 $\Phi_{ac}(=\omega_D)\Phi_{ac}(+\omega_m)$。只要耦合器振幅 Φ_{ac} 保持恒定，发射光子的频率（或相位）也就保持不变，如图3(d)中的蓝色曲线所示。然而，为了对光子进行整形，我们施加包络缓慢随时间变化的交流磁通音调 $A(t)$，如式(3)所示 [图3(b)第二行], , 这会使量子比特 D 受到随时间变化的频移。因此，发射光子的相位也会相应地随时间变化 [图3(e), 蓝色曲线], , 定义为 $\Theta(t) = \arg[\langle\hat{a}_{\rm out}(t)\rangle]$。

为了补偿与特定耦合器交流音调包络 $A(t)$ 对应的变化相位 $\Theta(t)$，我们首先通过测量由具有 $A(t)$ 的驱动信号产生的发射光子，来表征 $\Theta(t)$。请注意，轮廓 $A(t)$ 引起的耦合器平均频率的任何恒定偏移，都会导致发射频率相应偏移，并且可以直接进行调整。为补偿变化相位，耦合器的驱动信号被分为两个正交分量，并在其上施加反向的变化相位

$$I(t) = A(t)\cos\big(-2\pi\Theta(t)\big), \qquad (5)$$
$$Q(t) = A(t)\sin\big(-2\pi\Theta(t)\big). \qquad (6)$$

得到的驱动信号如图 3(c) 所示。该协议简化了

分布式通信系统的校准和运行流程，同时仍能在很大程度上校正变化相位。应用这一相位补偿流程后，我们在保持发射光子包络不变的同时，使其相位保持恒定 [图3(f)]。根据式（4）计算得到的发射光子对称性，在补偿变化相位后从 68.2 % 提高到 96.4 %。值得注意的是，相位变化与发射的量子态无关。因此，一旦针对某一轮廓表征了 $\Theta(t)$，就可以用它高精度地补偿所有量子态的变化相位。

C. 传播模式的层析

为表征传播微波模式，我们使用线性放大链和时间模式匹配进行量子态层析 [41] [42]。该放大链包含一台行波参量放大器（TWPA） [43]和一台高电子迁移率晶体管（HEMT）放大器；我们测得其量子效率 η 在所报告的测量中为 0。22 至 0。3，其中 $\eta = \eta_1 \eta_2$ 且 n_{added} 为放大链引入的附加噪声光子数。模式匹配的模板 $f(t)$ 选取为与测得的发射光子包络形状相同 [图3（a-c）底部各行，标记为“模板匹配”（TM）]。

我们首先计算传播模式 $\hat{a} = \int \hat{a}_{\text{out}}(t) f(t) dt$ 的若干选定矩，考察其随量子比特 D 的旋转角变化的情况， θ [见图 4(a)], , 方法参照文献 [44]。根据以下假设对这些矩进行归一化：开启参量驱动时，量子比特 D 的衰减通过两个相互独立的信道发生，分别是波导的探测模式和量子比特 D 的固有损耗，其速率分别为 Γ_{eff} 和 Γ_{D}。因此，当量子比特 D 在未整形情况下制备于量子态 $|e\rangle$ 时，我们假设 $\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle = \Gamma_{\text{eff}} / (\Gamma_{\text{eff}} + \Gamma_{\text{D}})$。基于这一假设，我们校准放大链的总增益，并据此归一化所有数据。场的平均振幅以 $\langle \hat{a} \rangle$表示，在拉比角$\pi/2$处达到最大值。平均光子数以 $\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle$表示，在 $\theta = \pi$时达到最大值。由于发射的是单个光子，四阶矩 $\langle \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} \rangle$ 对于所有 θ 均应为零。归一化的 Glauber 二阶关联 $g^{(2)}(0) = \langle \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} \rangle / \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle^2$ 在量子态 $(|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$和 $|1\rangle$下分别为 0.024(27) 和 $-0.010(1)$。这两个值都非常接近于零，表明

表明该量子态的多光子分量显著小于单光子分量。

通过预先将量子比特 D 制备在量子态 $(|g\rangle + |e\rangle)/\sqrt{2}$ 和 $|e\rangle$ 中，将量子态交换至量子比特 E，并对发射光子的传播模式进行量子态层析，我们可以重构这两种量子态的密度矩阵，如图 4(b) 所示。我们采用

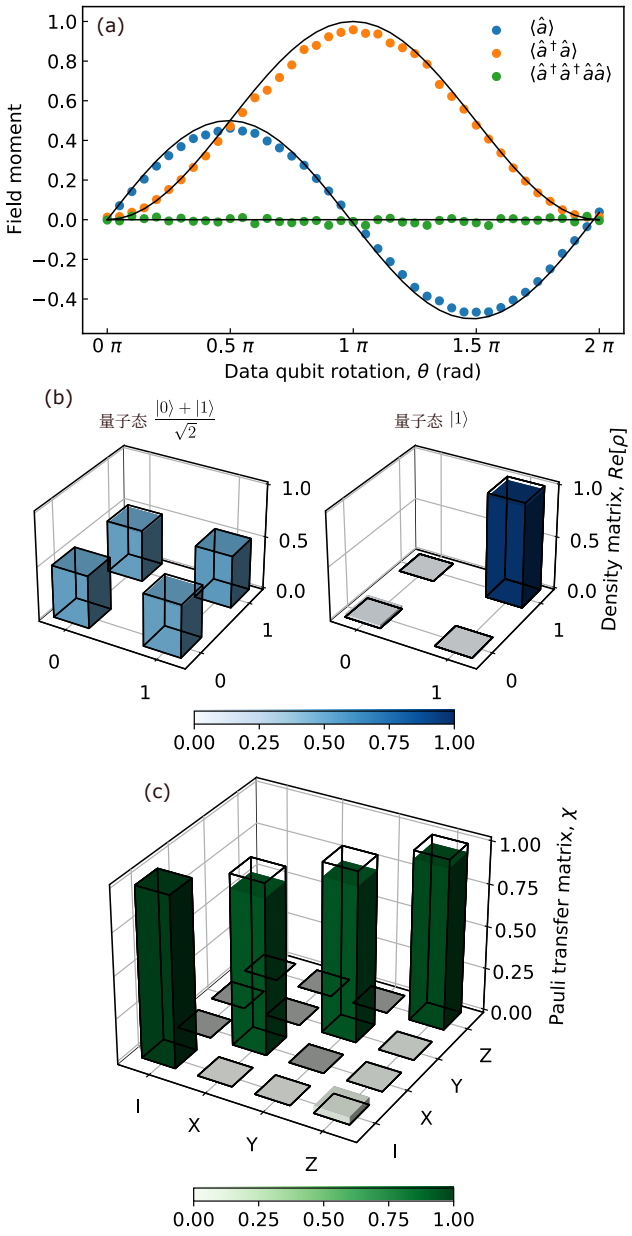


图 4. 光子输出场的层析测量。(a) 发射光子场的选定矩。实心圆表示测量数据，黑色实线表示理想过程下矩的预期值。(b) 通过量子态层析得到的量子态 $(|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$ 和 $|1\rangle$ 的重构密度矩阵实部。蓝色柱表示测量结果，黑色线框表示理想情况。所有矩阵元素的虚部均小于 0.015。(c) 通过量子过程层析测量得到的量子比特 D 与传播模式之间的数据传输的泡利转移矩阵。绿色柱表示测量结果，黑色线框表示恒等过程。

参考文献 [45] 中的凸优化方法，用于重构密度矩阵，以确保所得问题收敛至最优解。保真度

密度矩阵的定义为 [46]

$$F(\rho,\rho') = \left(\mathrm{Tr}\sqrt{\sqrt{\rho}\rho'\sqrt{\rho}}\right)^2 \tag{7}$$

其中 ρ 为目标密度矩阵，ρ' 为测量密度矩阵。两个量子态（$|0\rangle + |1\rangle$）$/\sqrt{2}$ 和 $|1\rangle$）的密度矩阵保真度分别为 98.14(11) % 和 96.80(36) %，不确定度由重复测量的标准差计算得出。关于量子态层析过程的更多信息，请参阅附录G。

我们通过将量子比特 D 制备为六个基态 [47]，$|g\rangle$、$|e\rangle$、$(|g\rangle + |e\rangle)/\sqrt{2}$、$(|g\rangle - |e\rangle)/\sqrt{2}$、$(|g\rangle + i|e\rangle)/\sqrt{2}$ 和 $(|g\rangle - i|e\rangle)/\sqrt{2}$，来执行量子过程层析；随后将量子态交换至量子比特 E，并通过量子态层析测量传播模式的密度矩阵。根据六个基态的六个密度矩阵得出的优化泡利传递矩阵如图 4(c) 所示。利用量子操作与量子态之间的 Choi-Jamio-lkowski 对应关系 [48]，得到过程保真度为 94.534(2)%。我们将过程保真度定义为理想过程与重构过程的 Choi 矩阵之间的量子态保真度 7。该保真度值通过与理想过程（单位矩阵）进行比较而得出。在我们的实验中，光子态和过程的非保真度主要源于重构密度矩阵中的非对角相干项，这些相干项受量子比特 D 的纵向和横向弛豫时间限制。例如，测量量子态 $(|g\rangle - |e\rangle)/\sqrt{2}$ 时，我们测得重构密度矩阵的非对角项为 0.45，与理想值 0.5 不同。这一差异导致该量子态的保真度低于其他基态，为 94.85%。附录 G 的表 IV 列出了全部六个基态的保真度。

表 II. 量子态层析重建的密度矩阵的保真度

	$F_{(\|0\rangle+\|1\rangle)/\sqrt{2}}$ (%)	$F_{\|1\rangle}$ (%)
未整形	98.73(3)	98.97(6)
已成形，但未进行相位补偿。	94.73(28)	94.77(78)
已成形，并进行了相位补偿。	98.14(11)	96.80(36)

我们还对另外两种情况进行了量子态层析：未整形光子，以及经过整形但未进行相位补偿的光子（重构的密度矩阵见图8（附录G ），三种情况的保真度见表II）。未整形发射光子的保真度分别为 98.73(3) % 和 98.97(6) %，对应两个量子态（$|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$ 和 $|1\rangle$。将光子的时间轮廓整形为时间对称后，由于相位变化，保真度降至 94.73(28) % 和 94.77(78) %。进行相位补偿后——对变化相位进行补偿后，保真度达到 98.14(11) % 和 96.80(36) %。

整形并经过相位补偿的光子的保真度略低于未整形光子，这主要是因为整形光子的时间延迟较长，而且量子比特 D 在此延迟期间进一步衰减。如图 3(a-c) 所示，未整形光子的耦合器脉冲振幅随时间保持恒定，因此从一开始就能以最大速度发射。相比之下，由于耦合器脉冲包络的振幅逐渐增大，整形光子的时间延迟更长，$0.48\,\mu$s；该包络调制两个量子比特之间的耦合强度，从而实现时间对称的形状。对于整形光子，较长的延迟会使量子比特受到额外的态衰减影响，进而影响保真度。通过数值优化缩短耦合器脉冲的上升时间，可以减少延迟，从而提高保真度。

IV. 讨论

总之，我们通过实验展示了基于两个由耦合器连接的量子比特之间的一阶参数跃迁，将静止超导量子比特的信息确定性地编码到发射的微波光子的传播模式中，并传输至共面波导。我们对发射的微波光子进行整形，使其时间轮廓呈时间对称。然而，整形脉冲会导致量子比特的色散频移随时间变化，使光子输出场的相位不均匀，并降低发射过程相对于时间对称目标的保真度。为解决这一问题，我们在 I 和 Q 正交分量中同时实施整形脉冲并编码相位信息，以进行相位补偿，从而提高光子场态的保真度。这种整形与相位补偿方案使接收器处的再吸收过程成为发射过程的时间反演版本。因此，同样的流程也可应用于接收端处理器。为表征发射光子的传播模式，我们对光子输出场进行了量子态层析和量子过程层析，得到编码过程的保真度为 94.5 %。因此，我们的结果确立了本研究所开发的结构，可作为在微波频段运行的分布式量子计算或量子网络系统的构建模块。

与先前利用三能级量子比特-腔结构和二阶跃迁来控制发射的工作相比 [14, 19–21]，本文提出的技术采用一阶参量过程。该技术无需强泵浦，因此消除了数据量子比特的交流斯塔克频移和加热，从而形成了校准流程更少的系统。我们的光子整形和相位补偿技术可以直接

应用于具有类似结构的器件，例如用于演示多体纠缠生成 [33] 和定向光子发射 [16]的器件。它们还可以扩展到各种类型的超导量子比特以及其他固态量子比特，例如量子点 [49]。

未来的工作可以从三个方面进一步提升发射速度和相位补偿技术：首先，考虑耦合强度 J 与交流磁通幅度 Φ_{ac}之间的非线性关系；其次，缩短耦合器脉冲的上升时间，从而减少受到 T_1弛豫影响的时间；最后，将一阶动态修正纳入光子相位补偿。

致谢

作者感谢 Andreas Bengtsson、Anita Fadavi、Christopher Warren、Daryoush Shiri、Marina Kudra、Mikael Kervinen、Shahnawaz Ahmed 和 Yong Lu 提供技术协助并参与有益讨论，也感谢 Lars J¨onsson 帮助制作样品支架。本文所用器件在查尔姆斯的微纳加工实验室 Myfab 制作。本实验使用的行波参量放大器由 IARPA 和林肯实验室提供。本研究得到了 Ericsson Research 和瓦伦堡量子技术中心（WACQT）的支持。

附录 A：实验装置与器件细节

本文使用的 6.6×6.6毫米^2 器件制作在硅衬底上，器件的射频线路和接地平面由沉积在衬底上的铝制成。器件通过引线键合安装在铜样品架内，随后放入铜屏蔽罩中，最后由 μ-金属屏蔽罩（Cryoperm）保护，以隔绝磁场波。该 μ-金属屏蔽罩安装在稀释制冷机的混合室中，以确保所有实验均在低于 15 mK 的温度下进行（图5）。

该器件通过一条传输线、一条电荷线、一条磁通线，以及波导处的一条反射输入输出线进行控制。两个 $\lambda/4$ 谐振器与传输线耦合，用于读出量子比特 D 和耦合器的量子态。与量子比特 D 电容耦合的电荷线用于制备所需的量子态，随后该量子态将被转移。与耦合器 SQUID 回路电感耦合的磁通线可调节频率。与量子比特 E 电容耦合的波导连接到另一侧的反射输入输出线路，发射光子场从那里

通过输出线中的行波参量放大器和高电子迁移率晶体管放大器进行测量。量子比特 E 还通过电容与电荷线耦合，但本工作中未使用该电荷线。

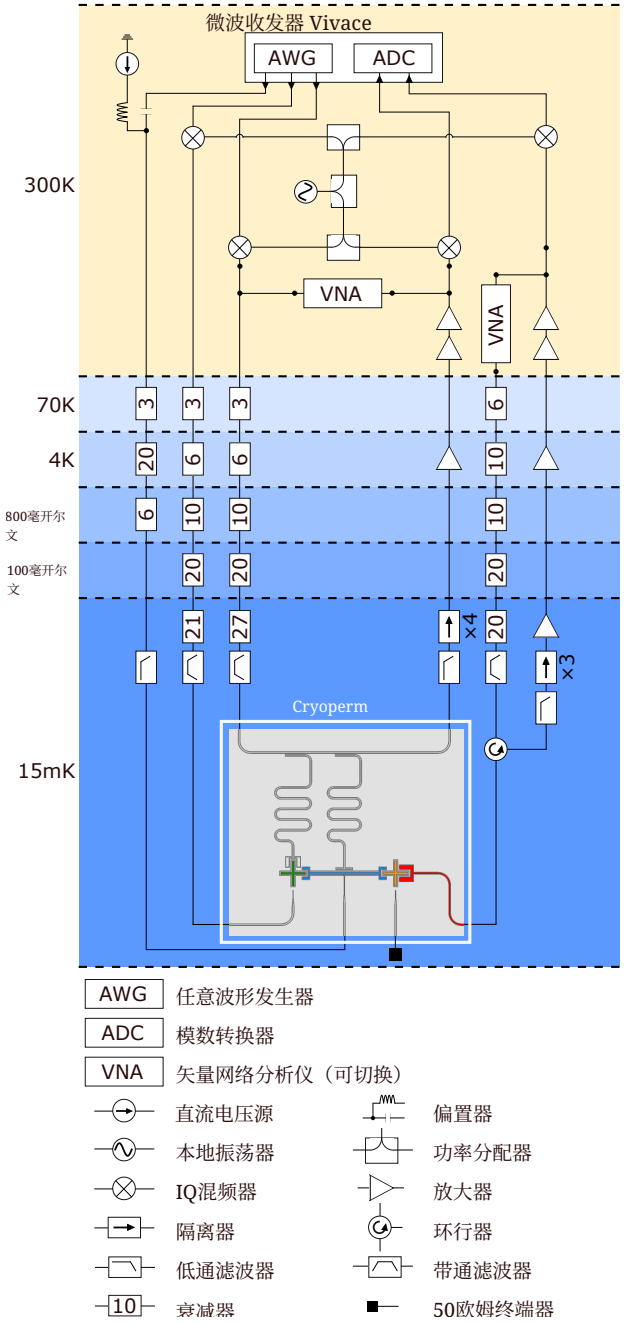


图 5。测量装置的接线图。请注意，任意波形发生器的三个输出端和模数转换器的两个输入端均具有两个端口，包括连接到微波收发器板 Vivace 的同相分量（I）和正交分量（Q）；为简便起见，图中仅显示了其中一个端口。

在实验中，我们同时进行连续波测量和脉冲测量。在室温下，使用矢量网络分析仪（VNA）进行连续波传输和反射测量。通过 VNA 进行双音光谱测量，获得图2(a) 中量子比特 D 和耦合器的模式频率；量子比特 E 的模式频率则通过

使用同一仪器进行单音光谱测量获得。还使用 VNA 测量量子比特 E 随功率变化的反射率，并通过拟合反射得到量子比特 E 的衰减率， Γ_{E}。其余测量数据，包括耦合器的参量驱动、发射光子输出场的读出、量子态层析和量子过程层析测量，均通过脉冲测量获得。我们使用微波收发平台 Vivace 的任意波形发生器（AWG）发送微波控制脉冲，以操控量子比特，并使用模数转换器（ADC）进行读出；信号经过 IQ 混频器和本地振荡器完成上变频（下变频）后 [50], 再进行读出。

器件测得的参数列于表 III中。此外，我们还测量了量子比特 D 的相干时间。当耦合器处于甜点时，量子比特 D 的纵向弛豫时间 T_1 为 $25.6\,\mu$s，在 12 h 内测得的标准差为 $10.4\,\mu$s；量子比特 D 的横向弛豫时间 T_2 为 $15.6\,\mu$s，在 12 h 内测得的标准差为 $4.7\,\mu$s。施加直流磁通 $\Phi_{\mathrm{dc}} = 0.295\Phi_0$ ，将耦合器调至工作点后，这两个 T_1' 和 T_2' 值分别为 $28.3\,\mu$s，方差为 $9.2\,\mu$s ；以及 $13.3\,\mu$s，方差为 $3.7\,\mu$s。我们通过仿真验证，弛豫时间的方差对发射光子的时间包络影响很小。

表 III. 测得的器件参数。这里， f_R 是读出谐振器的频率， κ 是谐振器到馈线的衰减率； j 是量子比特 D（耦合器）与其读出谐振器之间的耦合率，而 g 是量子比特与耦合器之间的耦合率； ω 是未向耦合器所连接的磁通线施加磁通时，量子比特和耦合器的谐振频率，ω' 则是它们在工作点处的频率。基态与第一或第二激发态之间的跃迁频率差，也称为量子比特或耦合器的非谐性，以 α表示。我们用 Γ_{E} 表示量子比特 E 与共面波导之间的耦合率。

参数	数据量子比特	耦合器	发射器量子比特
$f_R/2\pi$ (GHz)	6.172	6.72	–
$\kappa/2\pi$ (kHz)	632	772	–
$j/2\pi$ (MHz)	66.75	43.34	–
$\omega/2\pi$ (GHz)	4.771	7.735	4.953
$\omega'/2\pi$ (GHz)	4.770	6.0	4.950
$\alpha/2\pi$ (MHz)	-224	-62	
$g/2\pi$ (MHz)	33.85	–	34.28
$\Gamma_{\mathrm{E}}/2\pi$ (MHz)	–	–	8.0

附录 B：模型与仿真

1. 器件哈密顿量

超导收发器系统可用两个量子比特和耦合器的哈密顿量建模

$$\begin{aligned} H(t)/\hbar = {} & \omega_{\mathrm{D}} a_{\mathrm{D}}^\dagger a_{\mathrm{D}} + \omega_{\mathrm{C}}(t) a_{\mathrm{C}}^\dagger a_{\mathrm{C}} + \omega_{\mathrm{E}} a_{\mathrm{E}}^\dagger a_{\mathrm{E}} \\ & + g_{\mathrm{D}}(a_{\mathrm{D}}^\dagger a_{\mathrm{C}} + a_{\mathrm{D}} a_{\mathrm{C}}^\dagger) + g_{\mathrm{E}}(a_{\mathrm{E}}^\dagger a_{\mathrm{C}} + a_{\mathrm{E}} a_{\mathrm{C}}^\dagger) \\ & + \frac{1}{2}\alpha_{\mathrm{D}}(a_{\mathrm{D}}^\dagger)^2 a_{\mathrm{D}}^2 + \frac{1}{2}\alpha_{\mathrm{C}}(a_{\mathrm{C}}^\dagger)^2 a_{\mathrm{C}}^2 + \frac{1}{2}\alpha_{\mathrm{E}}(a_{\mathrm{E}}^\dagger)^2 a_{\mathrm{E}}^2 . \end{aligned} \tag{B1}$$

量子比特和耦合器的湮灭（产生）算符分别表示为 $a_i\,(a_i^\dagger)$，对应 $i = $ D、C 和 E；量子比特和耦合器的非谐性分别记为 α_i ，对应 $i = $ D、C 和 E。量子比特 D（E）与耦合器之间的耦合率为 g_{D} (g_{E})。耦合器频率随时间变化，因为它可通过磁通调节，如式（1）所示；我们还施加了直流和交流磁通，如式（2）所示。

基于此哈密顿量，我们通过将坍缩算符定义为$\sqrt{\Gamma}\hat{}\sigma_{\mathrm{E}}^z$，使用 PYTHON QuTiP 软件包 [51]求解主方程。在此主方程模拟中，我们将量子比特 D 的量子态（$|g\rangle + |e\rangle$）$/\sqrt{2}$ 和量子比特 E 的量子态 $|g\rangle$作为输入的初始密度矩阵，并获得各个时间点的密度矩阵时间演化。通过监测量子比特 E 的算符 a_{E} 随时间的变化，可以得到发射光子的预期形状。此外，我们还可以模拟光子形状随不同调制振幅 Φ_{ac}的变化。

2. 使用有效哈密顿量求得模式频率

为了分析两个量子比特和耦合器的模式频率随直流磁通 Φ_{dc}[图 2(a)], 的变化，我们首先考虑系统的有效哈密顿量

$$\hat{H}_{\mathrm{eff}}/\hbar = \begin{pmatrix} \omega_{\mathrm{D}} & 0 & g_{\mathrm{D}} \\ 0 & \omega_{\mathrm{E}} & g_{\mathrm{E}} \\ g_{\mathrm{D}} & g_{\mathrm{E}} & \omega_{\mathrm{C}}(\Phi_{\mathrm{dc}}) \end{pmatrix} , \tag{B2}$$

其中 $\omega_{\mathrm{C}}(\Phi_{\mathrm{dc}})$ 是随磁通变化的耦合器频率，通过用公式（1）拟合图 2(a) 中的蓝色实心圆得到。通过在不同直流磁通值 Φ_{dc}下对哈密顿量进行对角化，我们得到矩阵的三个本征态，它们对应于给定Φ_{dc}下三个混合模式的频率，如图 2(a) 中的实线所示。

3. 量子比特的有效哈密顿量

考虑量子比特 E 的衰减率，消去耦合器，并将分析限制在旋转坐标系中的两个量子比特后，我们得到一个有效的非厄米哈密顿量 [52, 53]

$$H_{\rm eff}/\hbar = \begin{pmatrix} \omega & J \\ J & \omega - i\Gamma/2 \end{pmatrix}, \tag{B3}$$

其中， J 是两个量子比特之间的有效耦合强度， Γ 是量子比特 E 的衰减率。在量子比特 E 的元件中使用 $\Gamma/2$时，考虑的是振幅而非功率的衰减率。

我们首先将量子比特 D 制备于量子态 $\alpha|g\rangle + \beta|e\rangle$，并将量子比特 D 置于基态，即

$$|\Psi(0)\rangle = \begin{pmatrix} \alpha \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{B4}$$

经过时间 t 的演化后，量子比特 D 的量子态变为

$$|\Psi(t)\rangle = e^{-i\frac{\hat{H}_{\rm eff}}{\hbar}t}|\Psi(0)\rangle. \tag{B5}$$

因此，量子比特 E 发射的光子的期望输出场 $\langle\hat{a}_{\rm out}(t)\rangle$ 可通过以下方式计算

$$\begin{aligned}\langle\hat{a}_{\rm out}(t)\rangle &= \sqrt{\Gamma}|\Psi(t)\rangle e^{i\omega t} \\ &= -\frac{2i\alpha}{\sqrt{-16J^2+\Gamma^2}}\cdot \\ &\left(e^{-t(\Gamma-\sqrt{-16J^2+\Gamma^2})/4} - e^{-t(\Gamma+\sqrt{-16J^2+\Gamma^2})/4}\right).\end{aligned} \tag{B6}$$

由此表达式可知，光子输出场是两个指数衰减项之差。其中一个以 $\frac{1}{4}(\Gamma + \sqrt{-16J^2+\Gamma^2})$ 的速率呈指数衰减，仅在 t 接近 0 的短时间范围内占主导；另一个以 $\frac{1}{4}(\Gamma - \sqrt{-16J^2+\Gamma^2})$ 的速率呈指数衰减，在较长时间内占主导，并有效表征光子场振幅的衰减率。当 $J < \Gamma/4$ [图 2(b) 中的红色星形曲线和黄色叉形曲线]所示时，这导致光子场振幅先快速上升，随后呈指数衰减。较长时间内占主导的衰减率是系统的有效衰减率，即 $\Gamma_{\rm eff} = \frac{1}{4}(\Gamma - \sqrt{-16J^2+\Gamma^2})$，由此我们可推导出有效衰减率 $\Gamma_{\rm eff} = 4J^2/\Gamma$。在$J \ll \Gamma$时达到最快的有效衰减率 $\Gamma_{\rm eff} = \Gamma/4$ 在 $J = \Gamma/4$ 时达到；当 J更大时，由于两个量子比特之间的振荡比衰减占据更主导地位，我们在发射光子场中看到第二个峰， [如图 2(b) 中的绿色三角形曲线所示]。

通过利用式（$\Phi_{\rm ac}$ B1）和主方程模拟，获得不同磁通交流振幅下的发射光子振幅，并用式（B6）拟合振幅，进而得到 J 两个量子比特之间的耦合率，我们得到 J 随 $\Phi_{\rm ac}$变化的理论预期，如图2（c）中的实线所示。测得的 J 与理论预期一致，如图2（c）所示。红色星形、黄色叉号、绿色三角形和黑色实心圆表示根据测得的发射光子振幅得到的数据点。这些点通过使用与理论预期相同的表达式，即式（B6）进行拟合而得。

如参考文献 [36], 所引，系统的有效哈密顿量表示为:

$$H/\hbar = \frac{\Phi_{\rm ac}}{2}\frac{\partial J_{\rm dc}(\Phi)}{\partial\Phi}(\sigma_{\rm D}^X\sigma_{\rm E}^X + \sigma_{\rm D}^Y\sigma_{\rm E}^Y) \tag{B7}$$

其中， $\Phi_{\rm ac}$ 为交流磁通脉冲的振幅， $J_{\rm dc}$为静态耦合，其定 (Φ) 义如下:

$$J_{\rm dc}(\Phi) = \frac{g_{\rm D}g_{\rm E}}{2}(\frac{1}{\Delta_{\rm D}} + \frac{1}{\Delta_E}) \tag{B8}$$

其中， $\Delta_i = \omega_{\rm C} - \omega_i$， $i =$ 分别对应量子比特 D、E。

由式（B7可知，参数耦合强度 J 与 $\Phi_{\rm ac}$成正比。随着 $\Phi_{\rm ac}$增大，频率-磁通关系的非线性会导致 J 对 $\Phi_{\rm ac}$ 呈现非线性依赖关系，我们通过完整数值仿真在图 2（c）中对此进行了展示。

附录 C：Purcell衰减估计

量子比特 D 衰减至量子比特 E 的 Purcell 衰减 κ_p 可估算为

$$\kappa_p = (\frac{g_{\rm DE} + J_{\rm dc}}{\Delta_{DE}})^2\,\Gamma_{\rm E} \tag{C1}$$

这里， $g_{\rm DE}$ 是两个量子比特之间的电容耦合。改变耦合器频率时，它保持恒定，可近似为

$$g_{\rm DE} = \frac{C_{\rm DE}}{\sqrt{C_{\Sigma,{\rm D}}C_{\Sigma,{\rm E}}}}\sqrt{\omega_{\rm D}\omega_{\rm E}} \tag{C2}$$

其中， $C_{\rm DE}$ 是两个量子比特的互电容，$C_{\Sigma,\ {\rm D}}(C_{\Sigma,\ {\rm E}})$ 是量子比特 D(E) 的总电容。通过仿真获得器件的电容矩阵后，我们计算得出 $g_{\rm DE}/2\pi$=0.070MHz。

在方程C1中， $J_{\rm dc}$ 表示施加直流磁通时量子比特之间的静态耦合率，我们根据方程B8计算该值。当耦合器设置在 6GHz 时， $J_{\rm dc}/2\pi = 1.024$MHz； $\Delta_{\rm DE}$ 表示两个量子比特之间的失谐，测得为 $\Delta_{\rm DE}/2\pi = 180$MHz； $\Gamma_{\rm E}$ 表示量子比特 E 向波导的衰减率，测得值为 $\Gamma_{\rm E}/2\pi$=8MHz。因此，我们计算得到 Purcell 衰减率为 $\kappa_p/2\pi$ =0.296kHz，与量子比特 D 测得的衰减率$\Gamma_{\rm D}/2\pi$=5.63kHz 相比可以忽略不计。因此，我们得出结论：在当前配置下，量子比特 D 的寿命不受其向量子比特 E 的 Purcell 衰减限制。

附录 D：时变耦合器音调的二维扫描

在第IIIA节中，我们表征了两个量子比特之间的参数耦合，并在图2(c) 中展示了耦合率 J 随磁通调制幅度 Φ_{ac}的变化。为获得 J，我们对磁通调制幅度 Φ_{ac} 和磁通调制频率 ω_{m} 进行二维扫描，同时测量波导中输出场的平均振幅。

为了测量发射光子的输出场，ADC 模块的频率被设定为固定值$\omega_{\mathrm{ADC}} = \omega_{\mathrm{D}} + \Delta_{\mathrm{DE}}$，其中 $\Delta_{\mathrm{DE}} = \omega_{\mathrm{E}} - \omega_{\mathrm{D}}$ 是量子比特 D 泵浦频率与两个量子比特频率之间失谐之和，该失谐是在仅向耦合器发送直流磁通音调时测得的。如第IIIB节所述，两个量子比特 D 和 E 的频率会因耦合器的参量驱动以及平均耦合器频率 $\bar{\omega}_{\mathrm{C}}$（$\Phi_{\mathrm{ac}}$）对 Φ_{ac}的依赖而略有偏移。在每个调制幅度 Φ_{ac}下，我们固定 ω_{D} 和 ω_{ADC}，并扫描 ω_{m}附近的磁通调制频率 Δ_{DE}，以测量发射光子。由于量子比特 E 的线宽相较于 δ_{m}更大，我们能够这样做；这里 ω_{m} 和 Δ_{DE}之间存在失谐。在测得平坦相位的调制频率被定义为给定 $\omega_{\mathrm{m}}^{\mathrm{opt}}$下的最佳调制频率 Φ_{ac}（见图 6，其中绘制了 $\omega_{\mathrm{m}}^{\mathrm{opt}}$与 Φ_{ac}的关系），并用指数曲线进行拟合。

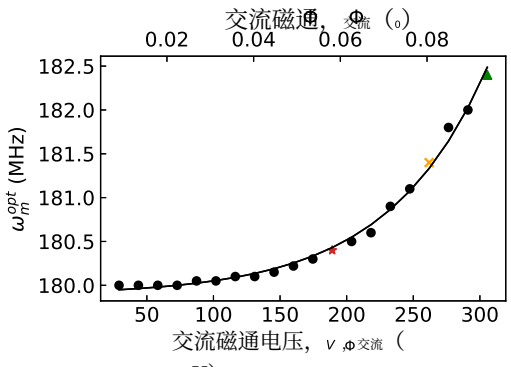


图 6. 每个调制 $\omega_{\mathrm{m}}^{\mathrm{opt}}$幅度下的最佳调制频率。红色星号、黄色叉号和绿色三角形分别对应图 2 （b）中三种情况下的发射光子场，黑色实心圆表示在这三种耦合器交流驱动幅度之外、于其他耦合器交流驱动幅度下获得的类似数据集。

附录 E：交流磁通幅度的校准

对耦合器进行参数驱动时，除了直流磁通音调外，还会在 ω_{m} 的频率处施加交流磁通音调。该频率下输入和输出线路的总衰减，与施加直流磁通音调时零频率下的衰减不同。

因此，我们在测量中将交流磁通振幅乘以一个缩放因子，以校准该振幅并补偿衰减差异。

为进行校准，我们首先通过对公式（1）进行时间积分，计算耦合器频率随交流磁通幅度变化的时间平均值 Φ_{ac}。

$$\begin{aligned}\bar{\omega_{\mathrm{C}}}(\Phi_{\mathrm{ac}}) &= \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}\omega_{\mathrm{C}}(t)dt \\ &= \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}\omega_{\mathrm{C},\,0}\sqrt{|\cos(\pi\Phi(t)/\Phi_0)|}\,dt\,,\end{aligned} \tag{E1}$$

其中，$\Phi(t) = \Phi_{\mathrm{ac}}\cos(\omega_{\mathrm{m}}t)$，$T = 2\pi/\omega_{\mathrm{m}}$ 为正弦表达式的一个时间周期。完成时间积分后，我们得到时间平均耦合器频率关于交流磁通幅度的表达式，该表达式与时间和磁通频率无关。

然后，我们研究实验中交流磁通音调的幅度与所得耦合器频率之间的关系。如上文所述，实验中使用的交流磁通幅度 Φ'_{ac} 需要乘以缩放因子 k，这样测量数据便可用公式（E1）并结合 $\Phi_{\mathrm{ac}} = k\Phi'_{\mathrm{ac}}$进行拟合。在本例中，我们通过拟合得到$k = 0.782$。将磁通幅度从电压 $V_{\Phi\text{转换为ac}}$（例如图 6底部 x 轴）到磁通 Φ_{ac}（例如图 6顶部 x 轴）时，我们始终通过将电压值乘以缩放因子 k 并结合 k，以补偿由不同频率引起的衰减差异。

附录 F：测量与仿真中整形光子的比较

图中展示了整形发射光子的振幅和相位。3(e)-3(f)，我们使用函数 $1/\cosh(t/\tau)$ 拟合其振幅，该振幅体现了光子包络的对称性。本节采用附录 B1 中介绍的模型对系统进行仿真，并将测得的光子场振幅与仿真的理论预期进行比较。

图 7 以实线表示光子场振幅的理论预期，并以红色实心圆表示测量数据；本次比较采用包络由式（3）定义的耦合器脉冲。上升时间定义为光子包络在其峰值 10% 处的宽度。考虑到模型较为简单，测量数据的上升时间为仿真值的 77.5% 是合理的。

附录 G：读出与层析

为对发射光子进行量子态层析和量子过程层析，我们应用模式匹配关系，得到与时间无关的

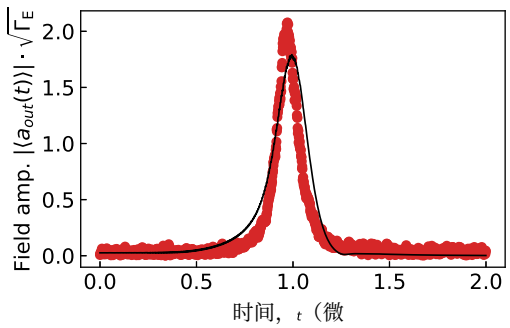


图7。整形发射光子的输出场振幅。红色实心圆表示测量数据，实线表示理论模拟。

光子模式$\hat{a}$，该模式来自测得的发射光子的时变输出场$\langle\hat{a}_{\rm out}(t)\rangle$

$$\hat{a} = \int dt\, \langle \hat{a}_{\rm out}(t)\rangle\, f(t)\,, \tag{G1}$$

采用 $f(t)$ 作为模式匹配的模板。模板$f(t)$ 定义了层析中从连续模中探测的模式。因此，模板应具有承载量子信息的光子场的时间轮廓，以实现最高效率的匹配。因此，在实验中，我们将 $f(t)$ 设置为实模板，其形状与发射光子场振幅相同 [图 3(a-c)，底排，标记为 TM]。这一选择源于我们的目标：实现一种既可用作发射器又可用作接收器的器件。为此，必须证明我们能够发射振幅和相位对称的光子。然而，当我们向耦合器施加实数相位固定脉冲时，会遇到确定但不对称的相位变化。在第三节B中，我们将说明，通过使相位保持恒定，可以控制发射光子的相位。这种方法对应于实模板，它将发射光子与发射器-接收器系统的预期情况进行比较。模板还经过归一化，以满足 $\int dt|f(t)|^2 = 1$，从而确保玻色对易关系 $\left[\hat{a},\ \hat{a}^\dagger\right] = 1$。

光子模式$\hat{a}$ 由于存在例如不完全模式匹配、电缆损耗和放大噪声等附加噪声，无法直接从发射光子场的测量中探测到。因而，按照图 3(a-c) 中的脉冲^序列，我们测量一个复模式 S，其中既包括光子模式$\hat{a}$，也包括一个有效噪声模式 $\hat{h}^\dagger$:

$$\hat{S} = \hat{X} + i\hat{P} := \hat{a} + \hat{h}^\dagger\,. \tag{G2}$$

算符 S 表示我们测得的两个共轭正交分量 X和 P 的信号。矩$\langle(\hat{S}^\dagger)^n\hat{S}^m\rangle$是光子模式和噪声模式 [42]

$$\left\langle(\hat{S}^\dagger)^n\hat{S}^m\right\rangle = \sum_{i,j=0}^{n,m}\binom{m}{j}\binom{n}{i}\left\langle(\hat{a}^\dagger)^i\hat{a}^j\right\rangle\left\langle\hat{h}^{n-i}(\hat{h}^\dagger)^{m-j}\right\rangle\,, \tag{G3}$$

其中 m 和 n 是整数 $\geqslant 0$。我们在两种情况下对总模式进行测量，即 $S_{\rm on}$ ^和 $S_{\rm off}$，通过交替切换有无耦合器时变音调来进行测量。^ $S_{\rm off}$ 情况仅包含噪声模式 $\hat{h}^\dagger$。对于 5×10^6 测量次数，我们以交替方式测量这两种情况，并从每种情况下获得一个二维直方图，其中总模式的实部作为 x 轴，虚部作为 y 轴。我们假设，当量子比特 D 在未整形情况下被制备于量子态 $\langle n\rangle = \hat{a}^\dagger\hat{a} = \Gamma_{\rm eff}/(\Gamma_{\rm eff}+\Gamma_{\rm D})$ 时，量子比特 D 处于 $|e\rangle$，并据此对全部三种情况的直方图进行归一化。通过对归一化噪声直方图的线切片进行高斯拟合，我们得到系统的噪声光子数。发射光子场的矩根据 $S_{\rm on}$ 和 $S_{\rm off}$ 的矩，按照公式（G3）进行线性计算。

^^在根据 $S_{\rm on}$ 和 $S_{\rm off}$生成直方图后，层析问题可视为通过求解线性方程来获得密度矩阵

$$A\vec{\rho} = \vec{b}\,,$$

其中（大小为 M，在我们的例子中 M 为）是展平后的密度矩阵；$\vec{b}$是展平后的直方图 ^$S_{\rm on}$（大小为 $N^2\times1$，其中 N 是直方图在实轴和虚轴上的箱数）而 A（大小为 $M\times N^2$）包含测量设置信息。矩阵 A 由正算符值测度（POVM）和基算子得到。已知A和 $\vec{b}$后，将其输入凸优化流程，以获得量子态 [45]的重构密度矩阵。

在第IIIC节中，我们比较了三种情况下测得的发射光子场的量子态层析结果：（i）未进行整形；（ii）进行了整形但未进行相位补偿；（iii）同时进行了整形和相位补偿。前两种情况下重构的密度矩阵见图8，最后一种情况的重构密度矩阵见第4节中的（b）图IIIC。

表 IV。与六个基态对应的重构密度矩阵的保真度。

$F_{\|0\rangle}$	99。9400(1) %
$F_{\|1\rangle}$	96.1200(65) %
F^{-}	96。1800(1) %
$F^{-}_{(\|0\rangle+\|1\rangle)/\sqrt{2}}$	94。8500(168) %
$F^{-}_{(\|0\rangle-\|1\rangle)/\sqrt{2}}$	96.1700(5) %
$F^{-}_{(\|0\rangle+i\|1\rangle)/\sqrt{2}}$	96.2800(79) %
$F^{-}_{(\|0\rangle-i\|1\rangle)/\sqrt{2}}$	

在量子过程层析中，如第 IIIC 节所述，Choi矩阵是利用对六个基态进行量子态层析所得的密度矩阵重构的。密度

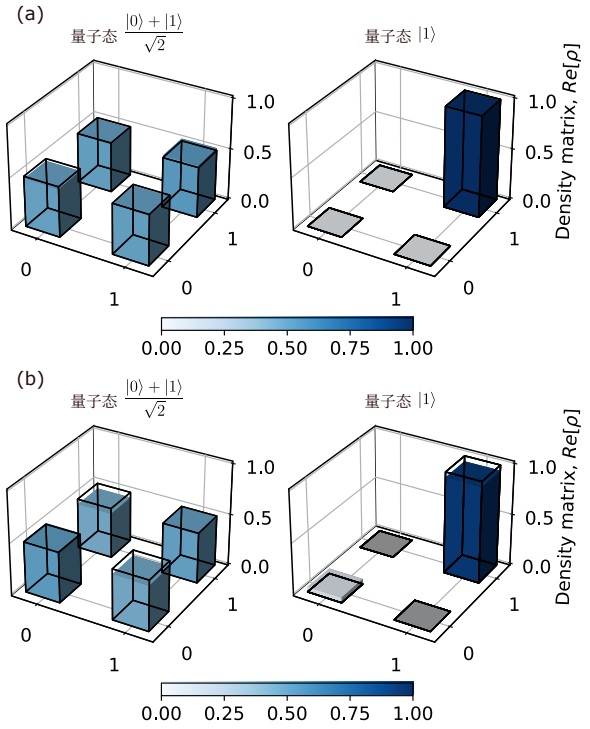


图 8. (a) 未整形和 (b) 已整形但未进行相位补偿两种情况下重建的密度矩阵实部。蓝色柱表示测量结果，黑色边框表示预期结果。两种情况下，所有矩阵元素的虚部均小于 0.015。

矩阵的保真度列于表 IV。表 $F_{(|0\rangle+|1\rangle)/\sqrt{2}}$ 和 $F_{|1\rangle}$ 中所列量子态的保真度IV相较于表 II末行的数据较低，这可能是因为需要使用包含六个量子态的更大数据集，且各量子态之间需要保持恒定的全局相位，从而增加了系统漂移的概率。

[1] D. P. DiVincenzo, 《量子计算的物理实现》, Fortschr. Phys **48**, 771 (2000). [2] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, and J. L. O'Brien, 《量子计算机》, Nature **464**, 45 (2010). [3] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, 《量子计算与量子信息》, Phys. Today **54**, 60 (2001). [4] F. Arute, K. Arya, R. Babbush, D. Bacon, J. C. Bardin, R. Barends, R. Biswas, S. Boixo, F. G. Brandao, D. A. Buell, *et al.*, 《使用可编程超导处理器实现量子霸权》, Nature **574**, 505 (2019). [5] P. Jurcevic, A. Javadi-Abhari, L. S. Bishop, I. Lauer, D. F. Bogorin, M. Brink, L. Capelluto, O. G¨unl¨uk, T. Itoko, N. Kanazawa, *et al.*, 《在超导量子计算系统上演示量子体积 64》, Quantum Science and Technology **6**, 025020 (2021). [6] M. Gong, S. Wang, C. Zha, M.-C. Chen, H.-L. Huang, Y. Wu, Q. Zhu, Y. Zhao, S. Li, S. Guo, *et al.*, 《在可编程二维 62 量子比特超导处理器上实现量子行走》, Science **372**, 948 (2021). [7] Y. Wu, W.-S. Bao, S. Cao, F. Chen, M.-C. Chen, X. Chen, T.-H. Chung, H. Deng, Y. Du, D. Fan, *et al.*, 《使用超导量子处理器实现强量子计算优势》, 《物理评论快报》**127**, 180501 2021( ). [8] J. I. Cirac, A. K. Ekert, S. F. Huelga, and C. Macchiavello, 通过噪声信道进行分布式量子计算, 《物理评论A》 **59**, 4249（1999年）。[9] H. J. Kimble, 量子互联网, Nature **453**, 1023（2008年）。[10] A. Bienfait, K. J. Satzinger, Y. Zhong, H.-S. Chang, M.- H. Chou, C. R. Conner, ́E. Dumur, J. Grebel, G. A. Peairs, R. G. Povey, *et al.*, 声子介导的量子态传输和远程量子比特纠缠, 《科学》 **364**, 368（2019年）。[11] ́E. Dumur, K. Satzinger, G. Peairs, M.-H. Chou, A. Bi- enfait, H.-S. Chang, C. Conner, J. Grebel, R. Povey, Y. Zhong, *et al.*, 利用行进表面声波声子进行量子通信, npj Quantum Information **7**, 1（2021年）。[12] J. G. Bartholomew, J. Rochman, T. Xie, J. M. Kindem, A. Ruskuc, I. Craiciu, M. Lei和A. Faraon, 钒酸钇中镱介导的片上相干微波-光学转换, 《自然通讯》 **11**, 1（2020年）。[13] C.-H. Wang, M. Zhang和L. Jiang, 单位效率量子转换的广义匹配条件, 《物理评论研究》 **4**, L042023（2022年）。[14] M. Pechal, L. Huthmacher, C. Eichler, S. Zeytino˘glu, A. A. Abdumalikov Jr, S. Berger, A. Wallraff和S. Fil- ipp, 电路量子电动力学中整形单光子的微波控制生成, 《物理评论X》 **4**, 041010（2014年）。[15] P. Forn-Diaz, C. W. Warren, C. W. S. Chang, A. M。

Vadiraj和C. M. Wilson，按需整形单光子微波发生器，《物理评论应用》 **8**，054015（2017年）。[16] B. Kannan，A. Almanakly，Y. Sung，A. Di Paolo，D. A. Rower，J. Braum¨uller，A. Melville，B. M. Niedzielski，A. Karamlou，K. Serniak， *et al.*，利用波导量子电动力学实现按需定向光子发射，Nat. Phys. **19**，394（2023年）。[17] Y. Li，Z. Wang，Z. Bao，Y. Wu，J. Wang，J. Yang，H. Xiong，Y. Song，H. Zhang和L. Duan，基于超导量子电路的频率可调微波量子光源，arXiv预印本arXiv:2304.05847（2023年）。[18] J. Wenner，Y. Yin，Y. Chen，R. Barends，B. Chiaro，E. Jeffrey，J. Kelly，A. Megrant，J. Y. Mutus，C. Neill，P. J. J. OMalley，P. Roushan，D. Sank，A. Vainsencher，T. C. White，A. N. Korotkov，A. N. Cleland和J. M. Martinis，以99.4%的吸收效率捕获时间反演微波相干态光子，《物理评论快报》 **112**，210501（2014年）。[19] P. Kurpiers，M. Pechal，B. Royer，P. Magnard，T. Walter，J. Heinsoo，Y. Salath´e，A. Akin，S. Storz，J.-C. Besse，*et al.*，利用时间箱编码微波光子进行量子通信，《物理评论应用》 **12**，044067（2019年）。[20] J. Ilves，S. Kono，Y. Sunada，S. Yamazaki，M. Kim，K. Koshino和Y. Nakamura，微波时间箱量子比特的按需生成与表征，npj Quantum Information **6**，1（2020年）。[21] P. Kurpiers，P. Magnard，T. Walter，B. Royer，M. Pechal，J. Heinsoo，Y. Salath´e，A. Akin，S. Storz，J.-C. Besse，*et al.*，利用微波光子实现确定性量子态传输和远程纠缠，Nature **558**，264（2018年）。[22] C. J. Axline，L. D. Burkhart，W. Pfaff，M. Zhang，K. Chou，P. Campagne-Ibarcq，P. Reinhold，L. Frunzio，S. Girvin，L. Jiang， *et al.*，远程微波腔存储器之间的按需量子态传输和纠缠，Nat. Phys. **14**，705（2018年）。[23] P. Campagne-Ibarcq，E. Zalys-Geller，A. Narla，S. Shankar，P. Reinhold，L. Burkhart，C. Axline，W. Pfaff，L. Frunzio，R. J. Schoelkopf和M. H. De- voret，通过微波双光子跃迁实现超导电路的确定性远程纠缠，Phys. rev. lett. **120**，200501（2018年）。[24] N. Leung，Y. Lu，S. Chakram，R. Naik，N. Earnest，R. Ma，K. Jacobs，A. Cleland和D. Schuster，超导量子比特之间的确定性双向通信和远程纠缠生成，npj quantum information **5**，1（2019年）。[25] P. Magnard，S. Storz，P. Kurpiers，J. Sch¨ar，F. Marxer，J. L¨utolf，T. Walter，J.-C. Besse，M. Gabureac，K. Reuer，A. Akin，B. Royer，A. Blais和A. Wallraff，位于空间分离低温系统中的超导电路之间的微波量子链路，《物理评论快报》 **125**，260502（2020年）。[26] H. S. Chang，Y. P. Zhong，A. Bienfait，M. H. Chou，C. R. Conner，´E. Dumur，J. Grebel，G. A. Peairs，R. G. Povey，K. J. Satzinger和A. N. Cleland，利用耗散可调量子通信系统通过绝热传递实现远程纠缠，《物理评论快报》 **124**，240502 2020（）。[27] L. Steffen，Y. Salathe，M. Oppliger，P. Kurpiers，M. Baur，C. Lang，C. Eichler，G. Puebla-Hellmann，A. Fedorov，和 A. Wallraff，在固态系统中利用前馈实现确定性量子隐形传态，Nature 500，319 2013年( )。[28] K. S. Chou、J. Z. Blumoff、C. S. Wang、P. C. Reinhold、C. J. Axline、Y. Y. Gao、L. Frunzio、M. Devoret、L. Jiang 和 R. Schoelkopf，两个逻辑量子比特之间量子门的确定性隐形传态，Nature 561，368（2018年）。[29] K. G. Fedorov、M. Renger、S. Pogorzalek、R. Di Candia、Q. Chen、Y. Nojiri、K. Inomata、Y. Nakamura、M. Par- tanen、A. Marx， *et al.*，传播微波的实验量子隐形传态，《科学进展》7，eabk0891（2021年）。[30] K. Reuer、J.-C. Besse、L. Wernli、P. Magnard、P. Kurpiers、G. J. Norris、A. Wallraff 和 C. Eichler，实现适用于行进微波光子的通用量子门集，《物理评论X》12，011008（2022年）。[31] L. D. Burkhart、J. D. Teoh、Y. Zhang、C. J. Axline、L. Frunzio、M. H. Devoret、L. Jiang、S. M. Girvin 和 R. J. Schoelkopf，超导量子网络中的错误检测态传输和纠缠，《PRX Quantum》2，030321（2021年）。[32] Y. Zhong、H.-S. Chang、A. Bienfait， ´E. Dumur、M.-H. Chou、C. R. Conner、J. Grebel、R. G. Povey、H. Yan、D. I. Schuster， *et al.*，量子网络中的确定性多量子比特纠缠，Nature 590，571（2021年）。[33] J.-C. Besse、K. Reuer、M. C. Collodo、A. Wulff、L. Wernli、A. Copetudo、D. Malz、P. Magnard、A. Akin、M. Gabureac， *et al.*，实现多体纠缠光子量子比特的确定性光源，《自然通讯》11，1（2020年）。[34] R. Barends、J. Kelly、A. Megrant、D. Sank、E. Jeffrey、Y. Chen、Y. Yin、B. Chiaro、J. Mutus、C. Neill， *et al.*，适用于可扩展量子集成电路的相干约瑟夫森量子比特，《物理评论快报》111，080502（2013年）。[35] J. Koch、T. M. Yu、J. Gambetta、A. A. Houck、D. I. Schuster、J. Majer、A. Blais、M. H. Devoret、S. M. Girvin 和 R. J. Schoelkopf，源自库珀对盒的电荷不敏感量子比特设计，《物理评论A》76，042319（2007年）。[36] D. C. McKay、S. Filipp、A. Mezzacapo、E. Magesan、J. M. Chow 和 J. M. Gambetta，通过可调谐总线实现固定频率量子比特的通用门，《物理评论应用》6，064007 2016年( )。[37] A. Bengtsson、P. Vikst˚al、C. Warren、M. Svensson、X. Gu、A. F. Kockum、P. Krantz、C. Kri˘zan、D. Shiri、I.-M. Svensson， *et al.*，量子近似优- 化算法在更大电路深度下具有更高的成功概率，《物理评论应用》14，034010（2020年）。[38] J. I. Cirac、P. Zoller、H. J. Kimble 和 H. Mabuchi，量子网络中远距离节点之间的量子态传输和纠缠分发，《物理评论快报》78，3221（1997年）。出版商：美国物理学会。[39] M. Pechal， *Microwave photonics at superconducting circuits* 2016 ，博士论文，苏黎世联邦理工学院( )。[40] M. Ganzhorn、G. Salis、D. J. Egger、A. Fuhrer、M. Mer- genthaler、C. M¨uller、P. M¨uller、S. Paredes、M. Pechal、M. Werninghaus 和 S. Filipp，单一超导量子计算平台中不同参数化双量子比特门的噪声敏感性基准测试，《物理评论研究》2，033447（2020年）。[41] M. Steffen、M. Ansmann、R. C. Bialczak、N. Katz，

E. Lucero、R. McDermott、M. Neeley、E. M. Weig、A. N. Cleland 和 J. M. Martinis，通过量子态层析测量两个超导量子比特的纠缠，Science **313**，1423（2006年）。[42] C. Eichler、D. Bozyigit、C. Lang、L. Steffen、J. Fink 和 A. Wallraff，传播中的单个微波光子的实验量子态层析，《物理评论快报》**106**，220503（2011年）。[43] C. Macklin、K. O'brien、D. Hover、M. Schwartz、V. Bolkhovsky、X. Zhang、W. Oliver 和 I. Siddiqi，近量子极限的约瑟夫森行波参数- 放大器，Science **350**，307（2015年）。[44] C. Eichler、D. Bozyigit 和 A. Wallraff，利用线性探测器表征量子微波辐射及其与超导量子比特的纠缠，《物理评论A》**86**，032106（2012年）。[45] I. Strandberg，采用凸优化的简单、可靠且抗噪连续变量量子态层析，《物理评论应用》**18**，044041（2022年）。[46] R. Jozsa，混合量子态的保真度，《现代光学杂志》**41**，2315（1994年）。[47] M. Neeley、M. Ansmann、R. C. Bialczak、M. Hofheinz、N. Katz、E. Lucero、A. O'connell、H. Wang、A. N. Cle- land 和 J. M. Martinis，量子-

约瑟夫森相位量子比特中与二能级态耦合的量子记忆，Nature Physics **4**，523（2008年）。[48] M. Jiang、S. Luo 和 S. Fu，《通道-状态对偶性》，《物理评论A》 **87**，022310（2013年）。[49] A. Stockklauser、P. Scarlino、J. V. Koski、S. Gasparinetti、C. K. Andersen、C. Reichl、W. Wegscheider、T. Ihn、K. Ensslin 和 A. Wallraff，《借助高阻抗谐振器实现栅极定义的双量子点中的强耦合腔量子电动力学》，《物理评论X》**7**，011030（2017年）。[50] 互调产物， *Vivace microwave platform*。[51] J. R. Johansson、P. D. Nation 和 F. Nori，《QuTiP：用于开放量子系统动力学的开源 Python框架》，《计算物理通讯》 **183**，1760（2012年）。[52] P. Magnard、P. Kurpiers、B. Royer、T. Walter、J.-C. Besse、S. Gasparinetti、M. Pechal、J. Heinsoo、S. Storz、A. Blais， *et al.*，《超导量子比特的快速且无条件全微波复位》，《物理评论快报》**121**，060502（2018年）。[53] Y. Zhou、Z. Zhang、Z. Yin、S. Huai、X. Gu、X. Xu、J. Allcock、F. Liu、G. Xi、Q. Yu， *et al.*，《可调超导量子比特的快速且无条件参量复位协议》，《自然·通讯》**12**，5924（2021年）。