arXiv:2602.01945v1 [quant-ph] 2 Feb 2026

多量子比特超导器件中相关准粒子隧穿事件的实时检测

Simon Sundelin, [1], * Linus Andersson, [1], * Hampus Brunander, [1] 和 Simone Gasparinetti[1], †[1] *Department of Microtechnology and Nanoscience, Chalmers University of Technology, 412 96 Gothenburg, Sweden*(日期：2026年2月3日)

准粒子隧穿事件是超导电路中退相干和相关错误的来源。要理解并最终抑制这些错误，需要在单个器件上实时检测准粒子隧穿事件。在这项工作中，我们同时检测了两个共置、彼此耦合至同一波导的电荷敏感型横向量子比特中的准粒子隧穿事件。我们以单赫兹级的精度测量背景准粒子隧穿率，时间分辨率达数十微秒。通过时间标记符合分析，我们表明，不同器件上的单个事件彼此不相关，而突发事件约每分钟发生一次，且大多具有相关性。这些突发的特征寿命为 7 ms，并使两个器件中的准粒子隧穿率增加约千倍。此外，我们还发现了一类更罕见的突发事件，其伴随偏置电荷的变化，发生频率约为每小时一次。我们的结果建立了一种实用且可扩展的方法，用于识别超导电路中的准粒子爆发及其相关性和空间结构，为抑制超导量子处理器中的相关错误开辟了新途径。

引言

表征超导电路中准粒子（QP）隧穿的动力学，对于理解并缓解大型量子处理器中的错误至关重要。其重要性在于，准粒子隧穿穿过约瑟夫森结是超导量子比特退相干的一个重要来源 [1–4]。材料科学的最新进展提高了量子比特的相干性 [5, 6], , 与此同时，量子处理器的规模仍在持续扩大 [7]。这一进展进一步提高了理解并缓解准粒子隧穿不利影响的重要性，尤其是会在多个量子比特之间产生相关错误的准粒子突发 [8–10]。这些努力背后的动机之一是，量子纠错码（例如表面码） [11], 依赖于错误在时间和空间上不相关。虽然这一假设通常适用于由材料缺陷引起的弛豫以及不相关的光子引发的准粒子隧穿，但对由电离辐射或仅由声子诱导的拆对事件并不成立。

从物理机制上说，当吸收的能量超过由薄膜材料 Δ 决定的超导能隙时，就会发生库珀对破裂。能量可能来自吸收高能光子 [12], , 也可能来自与衬底中的高能声子相互作用 [13]。通过改进屏蔽和高频滤波，同一器件中的准粒子隧穿速率可降低数个数量级 [14–18]。然而，这些措施无法防范电离事件或纯声子事件；此类事件会导致准粒子突发，并使许多量子比特同时经历较长时间的弛豫时间劣化 [8–10, 13, 19–30]。

这些准粒子突发似乎源于电离宇宙射线，或器件附近的放射性材料 [8, 19–21, 26–29, 31], , 或源于芯片附近的声子应力释放 [13]。电离事件的一个关键特征是量子比特周围的电荷分布发生明显变化，这可通过横向量子比特电荷偏置的变化检测到 [27, 31, 32]。单纯由声子引起的事件预计不会改变环境中的电荷，但仍会导致准粒子隧穿速率突发升高 [13]。

在芯片层面，可以采取多种措施增强量子比特抵抗准粒子隧穿的能力。例如，事实证明，对结的能隙差进行工程设计能够抑制准粒子隧穿，并增强量子比特抵御突发的能力 [2, 9, 30]。为提高能隙工程的效果，将这一技术与改善向低温环境的热化相结合，也有助于热化热声子，减轻突发造成的有害影响 [21, 22, 27]。

有多种方法可以实时监测量子比特中的准粒子隧穿 [14, 33, 34]。对于耦合到读出谐振器的偏置电荷敏感型横向量子比特，可以利用相干脉冲将量子比特的电荷宇称态映射到横向量子比特的基态和激发态，从而监测这些状态 [33]。另一种方法是对量子比特态和电荷宇称进行联合直接色散读出，利用横向量子比特高激发态的电荷灵敏度来区分电荷宇称态 [14, 17]。第三种方法是将偏置电荷敏感型横向量子比特直接耦合到波导，并监测相干散射，以揭示电荷宇称态 [34, 35]。

在这项工作中，我们使用后一种方法，研究直接耦合到波导的两个中等电荷敏感型横向量子比特之间相关的准粒子突发。

* 这两位作者贡献相同。simsunde@chalmers.se, anlinus@chalmers.se
† simoneg@chalmers.se，https://202q-lab.se

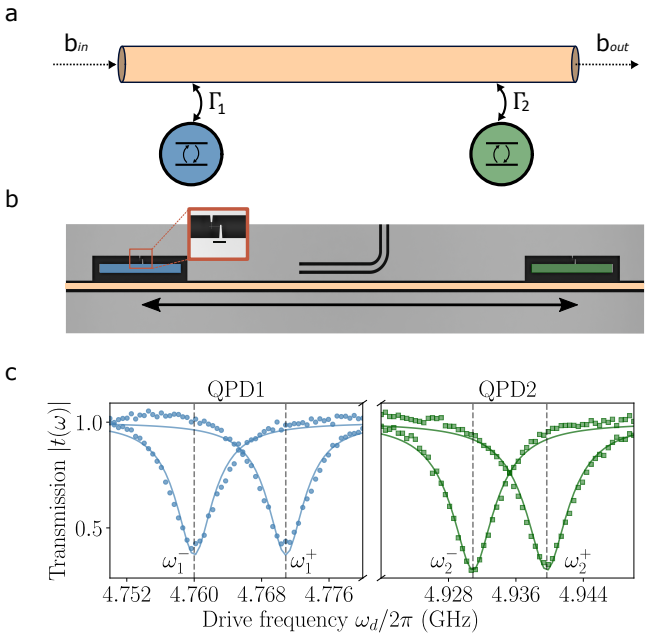

图 1. **器件示意图与光谱学。** (a) 两个横向量子比特（各自近似为二能级系统）耦合到同一共面波导的示意图，其耦合率为 Γ_1 和 Γ_2。相干场 $b_{\rm in}$ 通过波导，透射场 $b_{\rm out}$则在驱动频率 ω_d处测量，由此定义透射系数 $t = {}^{b_{\rm out}}\!/_{b_{\rm in}}$。(b) 器件的伪彩色光学显微图，其中电荷敏感型跨蒙量子比特以蓝色和绿色标出，共面波导以浅橙色显示。(c) 两个探测器分别处于偶数（+）或奇数（–）电荷宇称态时，透射系数的代表性幅值。相应的跃迁频率 $\omega_1^{\pm}$ 和 $\omega_2^{\pm}$ 以虚线标示。实线为拟合曲线，拟合对象是由主方程模拟结合输入–输出理论得到的理论透射响应。

通过持续监测两个器件的相干微波散射，我们实时测量由准粒子引起的宇称切换。我们偶尔会观察到准粒子隧穿增加一千倍，并且这种状态平均持续约 7 ms。此类事件大多具有时间相关性，而整体背景隧穿则没有这种相关性。对于一小部分突发事件（$\sim 1-2\mathrm{h}^{-1}$，约占所有突发事件的百分之几），我们观察到背景电荷势发生明显变化，这与其他实验中观测到的电离事件相符 [13, 27, 31, 32]。

结果

准粒子隧穿事件的探测

我们的器件由两个电荷敏感的单超导岛横向量子比特组成，它们耦合到一个共用的共面波导 [见图 1(a)]。在横向量子比特中，约瑟夫森能 E_J 与充电能 E_C的比值决定了量子比特跃迁频率 ω_{01} 对超导岛上的偏置电荷 n_g （以库珀对为单位）的依赖程度 [36]。对于我们选择的比值 $E_J/E_C \approx 15$，两个横向量子比特都具有中等程度的电荷敏感性。因此，它们的基频跃迁频率分别沿着与偶数或奇数电子数宇称态相关的两条不同分支变化， $\mathcal{P} = \pm 1$。当准粒子通过约瑟夫森结隧穿到超导岛上或从岛上隧穿离开时，电荷宇称会翻转，这相当于偏置电荷变化半个库珀对。这会使量子比特从一条宇称分支跃迁到另一条，并导致跃迁频率发生瞬时且可分辨的频移；对于两个量子比特，我们将其分别记为 $\omega_{1,\,2}^{\pm}$。通过实时监测此类频移，我们可以确定准粒子隧穿事件发生的时刻 [34]。下文中，我们将这两个横向量子比特称为准粒子探测器一（QPD1）和准粒子探测器二（QPD2）。

我们在低温实验装置中进行所有测量 [15,37], , 芯片安装在稀释制冷机的 10 毫开尔文级。器件制作在硅衬底上，具有铝接地平面和铝约瑟夫森结。两个跨导型量子比特具有相同的电容器几何结构和尺寸（图 1b 中以绿色和蓝色显示的岛电极），但结面积不同，并沿共面波导相距 1.5 毫米。为抑制入射到样品上的高频辐射 [17], , 芯片安装在铟密封铜罩内的样品架中。此外，所有输入和输出线路均使用高能辐射引流滤波器进行滤波 [6, 16, 18, 30]。

为表征 QPD1 和 QPD2，我们通过波导发送频率为 ω_d 的相干信号，并测量透射系数。在量子比特跃迁共振时，且驱动足够弱的情况下，相干散射场与驱动场发生相消干涉，使幅值出现一个凹陷 $|t(0)|$。在图 1(c) 中，我们展示了一个代表性曲线，分别对应两个探测器处于偶宇称态和奇宇称态时透射系数幅值的平均值。我们对每条曲线拟合了与波导耦合的二能级系统透射系数模型表达式（见补充材料）：

$$t(\Delta) = \frac{2(i\Gamma\Delta + 2\Delta^2 + \Omega^2)}{\Gamma^2 + 4\Delta^2 + 2\Omega^2}\,, \tag{1}$$

其中， Δ是驱动频率与量子比特频率之间的失谐， Γ 是量子比特与波导之间的耦合强度，Ω 是拉比频率，与驱动振幅成正比。

根据宇称相关频移，我们提取出 QPD1 的最大电荷灵敏度为 $\max_{n_g}^{(1)} = \left|\omega_1^+ - \omega_1^-\right|/2\pi = 11\,\mathrm{MHz}$，QPD2 的最大电荷灵敏度为 $\max_{n_g}^{(2)} = \left|\omega_2^+ - \omega_2^-\right|/2\pi = 9\,\mathrm{MHz}$。它们各自的平均跃迁频率为 $\bar{\omega}_{01}^{1}/2\pi = 4.766$ GHz 和

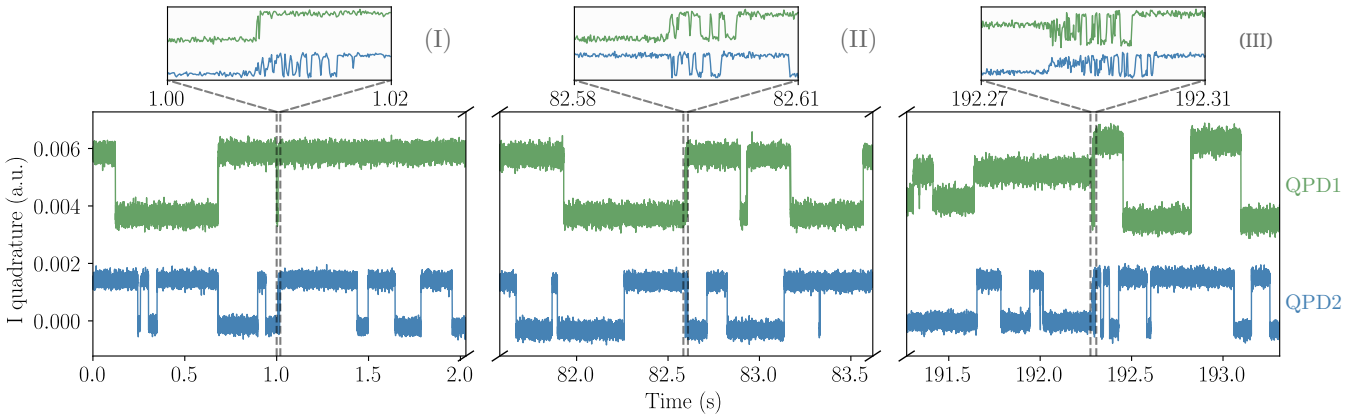

图2. **具有代表性的实时轨迹和突发分类**。在每台器件的两个依赖于宇称的跃迁频率 $\omega_{01}^{\pm}$ 处同时连续驱动期间，采集准粒子探测器1（QPD1；上方轨迹，绿色）和准粒子探测器2（QPD2；下方轨迹，蓝色）的解调传输信号分段时间轨迹。单个准粒子隧穿事件表现为两个离散信号电平（低 $\leftrightarrow$ 高）之间的突变。除了基线切换动力学外，我们还观察到间歇出现的活动显著增强时段（“突发”）。三个面板展示了本文中使用的突发类别：非相关突发（I），即切换活动增强主要发生在一个探测器中；相关突发（II），即两个探测器在同一时间窗口内均表现出切换活动增加；以及偏置电荷偏移事件（III），即有效偏置电荷突然变化，使 $\omega_{01}^{\pm}$ 发生偏移并改变宇称态判别。顶部插图放大显示了虚线竖直标记所指示的时间窗口。

$\bar{\omega}_{01}^{2}/2\pi = 4.936$GHz。我们进一步提取出耦合率分别为 $\Gamma_1/2\pi = 3.8$ MHz 和 $\Gamma_2/2\pi = 4.7$ MHz。

我们采用以下测量方案对准粒子隧穿进行实时监测。首先，我们对两个器件的透射幅度 $|t(\omega)|$进行重复的单音光谱测量，并从这些数据中提取依赖于宇称的跃迁频率 $\omega_{01}^{\pm}$。为实时跟踪宇称切换，我们同时在测得的跃迁频率处施加两个连续驱动音 $\omega_{01}^{\pm}$（针对两个器件），记录透射场，在两个 $\omega_{01}^{\pm}$频率处进行数字解调，并将两条解调轨迹进行线性组合，以最大限度地区分不同的宇称态 [34]。测量链路中的行波参量放大器（TWPA）还会对透射信号进行放大，以进一步提高信噪比。我们以100 μs 的分箱大小采集每条时间轨迹，持续 60 s。宇称切换表现为两个分辨良好的信号水平之间的突变（低 $\leftrightarrow$高），如图 2中的代表性轨迹所示。正如先前的研究所见 [34], ，我们将这些跃迁归因于准粒子隧穿事件进入或离开超导岛；这些事件会改变岛电荷宇称，从而使量子比特跃迁频率发生偏移。

我们在数小时内重复进行光谱测量和连续监测序列；每次迭代时，我们都会重新估算 $\omega_{01}^{\pm}$ ，以补偿缓慢的漂移。在整个实验周期中，连续监测占 65% 的时间（QP探测占空比），其余 35% 用于基于光谱测量的重新校准和采集开销。漂移主要由有效偏置电荷的变化所致；当切换事件宇称分裂 $\left|\omega_1^{+} - \omega_1^{-}\right|/2\pi$ 变得与相关线宽 $\Gamma_{1,\ 2}$相当或更小时。

除了基线宇称切换动力学之外，我们还观察到间歇性的“准粒子爆发”，其间切换率会急剧上升。我们进一步将这些突发事件分为三类（图 2）。（i）非相关爆发：一个探测器的切换活动增强，而另一个探测器仍处于基线速率。（ii）相关爆发：两个探测器的切换活动同时增强，这与两个器件间在时间上相关的准粒子隧穿事件一致。（iii）偏置电荷偏移事件：伴随有效偏置电荷发生可检测变化的事件，这种变化会移动 $\omega_{01}^{\pm}$ 并改变宇称态判别。接下来，我们分析这些爆发类别的统计特征，重点关注隧穿率、器件间关联以及相关的偏置电荷动力学。

爆发统计

我们对宇称态判别保真度超过 $\mathcal{F} = 0.999$ 的时间轨迹进行后选择（保留了 37% 的采集数据），以避免在宇称分裂接近量子比特线宽时误判宇称态。随后，我们从解调后的时间序列中提取切换事件：对原始（未经其他滤波处理的）正交分量数据流采用简单的阈值化流程；唯一的滤波是解调和采集链路固有的有效低通响应。我们使用核密度估计（KDE；参见补充材料）识别突发区间，并结合以下

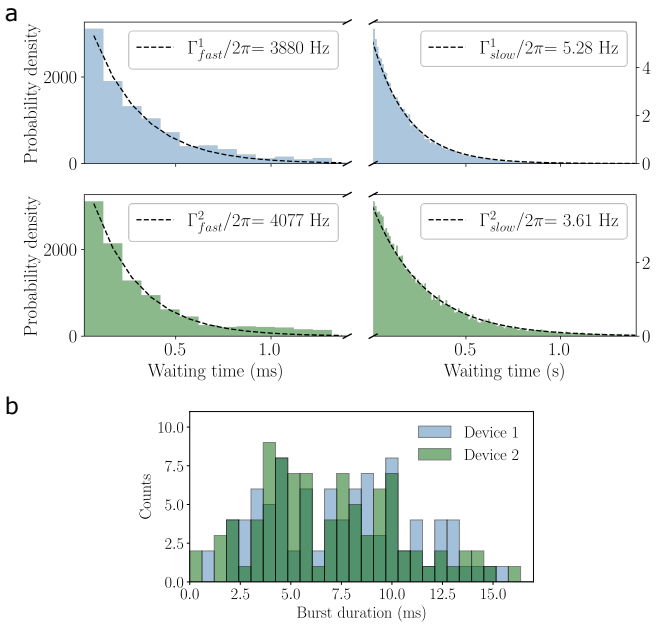

图 3. **切换率提取和突发持续时间统计**。 (a) 直方图显示了 t_{wait} 由 QPD1（上方，蓝色）和 QPD2（下方，绿色）探测到的连续宇称跃迁之间等待时间的分布，分别针对突发区间（左列，毫秒尺度）和基线切换动力学（右列，秒尺度）进行评估。黑色虚线为单指数拟合，由此得到提取的隧穿率。(b) 突发持续时间分布。直方图显示了 τ_{burst} QPD1（蓝色）和 QPD2（绿色）的突发持续时间。

判据：突发必须由一系列跃迁组成，且事件间隔小于 5 ms。该流程将数据划分为（i）基线宇称切换和（ii）与突发相关的切换。对于每个探测器，我们构建每个子集中所提取事件的等待时间分布 $P(t_{\mathrm{wait}})$，并对其拟合单指数模型（图3）。这种指数衰减与各个区间内的泊松过程切换一致。我们根据平均等待时间 $\Gamma = \frac{1}{\langle t_{wait}\rangle}$求得相应的隧穿率，得到基线动力学下探测器 1 和 2 的隧穿率分别为 $\Gamma^{(1)}_{slow} = 5.28\ \mathrm{s}^{-1}$ 和$\Gamma^{(2)}_{slow} = 3.61\ \mathrm{s}^{-1}$ 。在突发区间内进行相同分析，得到 $\Gamma^{(1)}_{fast} = 3880\ \mathrm{s}^{-1}$ 和 $\Gamma^{(2)}_{fast} = 4077\ \mathrm{s}^{-1}$，相较于背景增强约三个数量级。由于时间轨迹按 100 μs 分箱，我们将这些突发隧穿率视为最快阶段本征隧穿率的下限。最后，我们将 QPD1 与 QPD2 之间观测到的 Γ_{slow} 差异归因于 transmon 中依赖于状态的准粒子（QP）动力学 [17]，以及所施加驱动条件决定的稳态量子比特布居在探测器间的差异 [34]。

表征突发现象的其他时间尺度包括突发发生率和突发持续时间。从后选择轨迹中，我们提取突发起止时间（方法；补充材料），并发现 QPD1 和 QPD2 中突发的发生率分别为 1.6 min^{-1} 和 1.0 min^{-1} 。这一发生率与此前对超导电路中间歇性准粒子活动的观测结果一致 [10, 13, 30, 38]。我们进一步确定了突发持续时间分布，得到两个探测器的平均持续时间均为 $\langle\tau_{burst}\rangle \approx 7$ms（图3b）。

我们通过计算两个探测器的突发计数时间序列的强度互相关$R_{12}(\tau)$，量化突发动力学中的器件间关联：

$$R_{12}(\tau) = \frac{\langle I_1(t) I_2(t+\tau)\rangle}{\langle I_1\rangle \langle I_2\rangle}\ , \tag{2}$$

其中，强度 $I_i(t)$定义为探测器 $i \in 1$中每个宽度为 $\Delta t = 1$ ms的非重叠时间箱内识别出的突发事件数。我们在 $|\tau| \leq 50$ ms的延迟范围内计算 $R_{12}(\tau)$，其中 $\langle\cdot\rangle$ 表示对分段数据集取平均。所得的 $R_{12}(\tau)$在零延迟处呈现明显峰值， $R_{12}(0) > 1$，表明两个器件间的突发活动在时间上存在相关性（图4）。该峰以 $\tau = 0$为中心且近似对称，说明在我们的时间分辨率下未测得时间顺序，因此也没有证据表明两个探测器之间存在定向触发。在较大延迟下，相关性回落至平坦的基线 $R_{12}(\tau) \approx 1$，这与突发区间之外不相关的切换相符；相应地，从时间轨迹中剔除突发事件后，我们得到$R_{12}(\tau) \approx 1$，对所有 τ均如此，从而证实背景动力学可由泊松过程很好地描述，且观测到的器件间关联源自突发事件。我们在 QPD1 中识别出 197 个突发事件，在 QPD2 中识别出 121 个。其中，92 个在两个探测器中同时发生（相关爆发），分别占 QPD1 突发事件的 47% 和 QPD2 突发事件的 76%。

偏置电荷偏移突发事件

除未相关和相关的突发活动外，我们还观察到第三类事件：其中一个相关突发事件伴随着宇称态判别的突然变化。从操作层面看，这些事件表现为解调后的 IQ 平面中对应两个宇称态的两个团块突然位移（图5a）：簇中心发生偏移，导致所施加的监测音调不再与跃迁频率最佳对准 $\omega^{\pm}_{01}$。我们将这类事件归为偏置电荷变化突发事件，因为观察到的特征与有效偏置电荷发生离散变化相符，这种变化会改变宇称分裂，进而影响态判别。

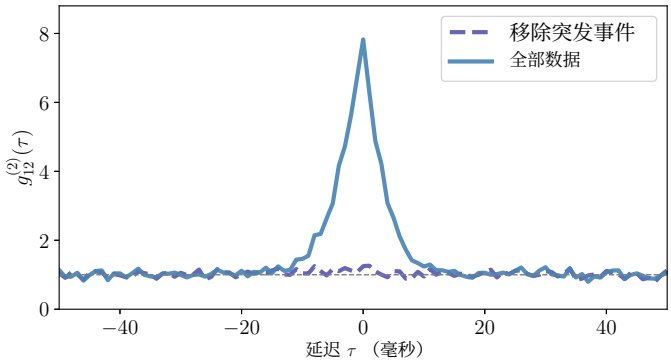

图 4. **准粒子探测器之间突发活动的互相关**。根据突发计数时间序列计算得到的 QPD1 与 QPD2 之间的强度互相关 $R_{12}(\tau)$，其中强度定义为每个 $\Delta t = 1$ 毫秒时间箱中识别出的突发事件数。实线（“全部数据”）在 $\tau = 0$, $R_{12}(0) > 1$处呈现明显峰值，表明两个器件的突发活动在时间上相关。当 $|\tau|$较大时，相关性趋近于不相关基线 $R_{12}(\tau) \simeq 1$。虚线（“移除突发事件”）是在从两个时间序列中剔除突发区间后得到的，对于所有 τ均为 $R_{12}(\tau) \approx 1$，与独立的泊松动力学一致。

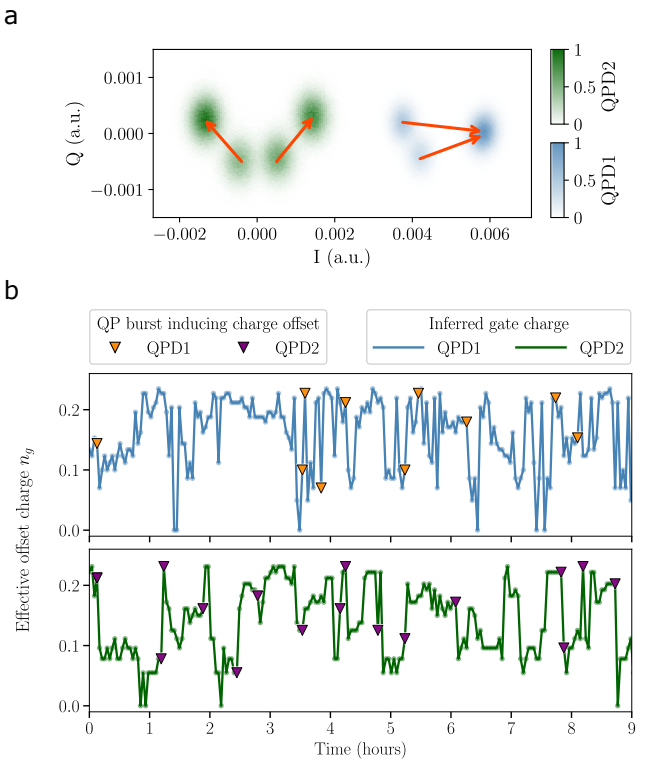

图 5. **两个准粒子探测器中与突发事件相关的偏置电荷偏移**。(a) 连续宇称监测期间解调后的 IQ 响应的二维归一化直方图，显示每个器件中两个清晰分辨的宇称流形。对于偏置电荷跃迁突发事件，簇质心会突然位移（红色箭头所示），这与有效偏置电荷变化导致监测音调失谐相符。(b) 根据单音光谱测量提取的宇称分裂推断出的有效偏置电荷 n_g 随时间的演化：QPD1（上方，蓝色曲线）和 QPD2（下方，绿色曲线）。三角形标记表示在随后连续准粒子监测记录中识别出的偏置电荷跃迁突发事件（QPD1：橙色；QPD2：紫色）；最左侧的标记对应两个器件中同时发生的偏置电荷跃迁突发事件，由此产生了面板 (a) 所示的 IQ 簇位移。这些事件与 n_g 的阶跃式变化同时发生，揭示了一类与离散偏置电荷重排相关的罕见突发事件。

我们将这些导致判别变化的突发与独立测得的宇称分裂演变联系起来。具体而言，在每个连续准粒子监测片段开始之前，我们会进行一次简短的光谱测量，重新提取依赖于宇称的跃迁频率$\omega_{01}^{\pm}$ （如前所述），并据此计算宇称分裂 $\Delta\omega_{01}^{\pm}/2\pi \equiv (\omega_{01}^{+} - \omega_{01}^{-})/2\pi$，进而推断相应的有效偏置电荷 n_g （图5b 所示代表性片段中的蓝色和绿色标记；详情见补充材料）。由此得到的 n_g 时间序列呈现缓慢波动，其间夹杂着较大的离散跃变，这与有效偏置电荷间歇性重新排列相符。三角形标记表示在随后连续准粒子监测记录中识别出的偏置电荷变化突发事件。分析完整数据集（包括 $\mathcal{F} < 0.999$的时间区间），在总计 14 小时的采集时间内，我们在 QPD1 中识别出 14 次电荷偏移跳变型准粒子隧穿突发，在 QPD2 中识别出 22 次。其中 6 次事件表现为两个探测器同时发生电荷偏移跳变。这些计数对应的发生率分别为 QPD1 的 $1.4\ \mathrm{h}^{-1}$ 和 QPD2 的 $2.0\mathrm{h}^{-1}$，同时发生的偏置电荷变化突发事件发生率为 $0.43\mathrm{h}^{-1}$。值得注意的是，这些发生率远低于前文报告的偏置电荷保持型突发率，凸显出偏置电荷变化突发事件属于罕见子类。

此外，QPD1（QPD2）的偏置电荷变化突发事件占所有测得的变化在 n_g 中呈现离散阶跃且超过$|n_{g,\ i+1} - n_{g,\ i}| > 0.1$的情况的 22%（57%），其中 $n_{g,\ i}$ 表示从第 i 个

光谱校准。其余较大的跃迁在QP监测轨迹中没有伴随可观测到的偏置电荷跃迁突发，这可能有三个原因。首先，QP探测占空比为65%，而每个实验周期剩余的35%用于光谱学和采集开销，在此期间无法直接记录突发。假设这类事件在时间上均匀分布，且监测开启时探测效率为单位效率，那么QPD1（QPD2）的真实符合率上限分别为$\sim 0.22/0.65 \approx 35\%$（$0.57/0.65 \approx 88\%$）。其次，宇称分裂随有效偏置电荷周期性变化

n_g。因此，偏置电荷跃变可能使系统移至这种周期性关系上的某一点，使得由此产生的 n_g 变化（以及在固定监测频率下对宇称态的判别）很小，因而几乎或完全不会产生可观测的特征，尽管可能发生了电荷重排。最后，偏置电荷跃变可能源于与准粒子隧穿突发成因不同的物理机制，因此不一定伴随准粒子活动增强。

除这些较大的离散跃变外，我们还观察到 n_g 中的缓慢变化，这与静电环境逐渐演变相一致。观察到这些变化与较大的阶跃式变化同时发生，支持这样的解释：部分突发与突发的偏置电荷位移有关。较大的阶跃式变化与突发活动之间的优先关联，与能量沉积事件相符；此类事件既会产生准粒子隧穿，也会扰动局部静电环境。这种准粒子与电荷偏置同时出现的特征通常归因于电离事件（例如宇宙射线），但我们在此并未直接辨别其背后的微观起源。

讨论

我们利用两个适度电荷敏感的横向量子比特（直接耦合至同一波导），实现了对相关准粒子（QP）隧穿突发的实时检测。通过相干微波散射持续监测它们的电荷宇称态，我们以 100 μs 的时间分辨率解析出单个宇称切换事件，并识别出间歇性突发事件；在这些事件中，准粒子隧穿率增加了约三个数量级。

本研究的一项重要结果是识别出准粒子动力学的三个不同区域。在突发区间之外，宇称切换事件可由相互独立的泊松过程很好地描述，且两个器件之间未观察到可测量的时间相关性。在突发区间内，我们观察到非相关活动和相关活动。在非相关爆发中，只有一个探测器的切换率升高；而在相关爆发中，两个探测器的切换活动同时增强，并在二阶强度互相关中表现为明显的零时延峰。

在相关突发中，我们识别出另一类事件：这些事件伴随着宇称态判别的突然变化，以及测得的宇称分裂发生离散跃变；这与电离辐射事件所导致的局部电荷环境突然重排相符。观察到的相关突发既有可检测到偏置电荷变化的，也有未检测到此类变化的，这表明多种物理机制共同影响了观测到的准粒子动力学，其中包括电离辐射，以及不会直接扰动静电环境。

一种可能的解释是，电离事件会产生高能声子，这些声子能够传播至宏观距离，并在多个器件中诱发相关准粒子突发；与此同时，相关的电荷重排仍局限于相互作用位置附近，这与先前实验的结果相符 [13, 27]。在这种情形下，即使某个探测器未检测到偏置电荷偏移，相关突发也可能源自电离事件。若要证实这一解释，则需要进行空间分辨测量，其范围超出了本研究的内容。

在单个芯片上集成多个探测器，将提升突发检测技术的空间分辨率，这与近期采用高动能电感谐振器阵列的研究类似 [29]。在这方面，我们注意到，探测器的模拟带宽受量子比特线宽限制，而量子比特线宽可达到数十 MHz，对应的时间分辨率可低至数 ns。通过对含噪的单次测量轨迹进行边缘检测，并统计测得的时间差，我们预计能够分辨远小于探测器单次测量时间分辨率的延迟；该分辨率受灵敏度和附加噪声限制。

通过反射方式读出探测器，可以进一步提高其灵敏度：所有散射辐射均耦合至单个测量端口，从而提升有效信噪比。对偏置电荷进行电压控制，并使传感器在最大宇称态分离条件下工作，可以增加测量期间的有效数据量。电压控制方案也可用于检测电荷偏移跳变。通过降低实时处理延迟，例如对读出信号实施二值阈值处理，也可以提高测量序列的占空比。

由于我们的方法基于超导量子比特，因此能够自然地探索针对超导量子比特架构的特定缓解策略，例如能隙工程和声子俘获技术。得益于其探测单个隧穿事件的能力，我们预计，与依赖瞬态相干时间退化的现有方法相比，我们的方法将为评估这些策略提供灵敏得多的基准。

总而言之，实时、对宇称敏感的散射测量为诊断并最终缓解相关误差机制提供了一个强有力的框架，而这些机制正是容错超导量子计算面临的核心挑战。

致谢

本研究所用器件在 Myfab Chalmers（一家微纳加工实验室）制备。我们

感谢芬兰 VTT 技术研究中心提供本研究所用的行波参量放大器。本研究得到克努特与爱丽丝·瓦伦堡基金会通过瓦伦堡量子技术中心（WACQT）的支持。S. Gasparinetti 感谢资助——来自欧洲研究委员会的资助，项目编号 101041744 ESQuAT。S. Sundelin 感谢欧盟通过项目编号 101080167 AS-PECTS 提供资助。L. Andersson 感谢欧盟通过项目编号 101135240 JOGATE 提供资助。

[1] Glazman, L. 和 Catelani, G. 超导量子比特中的 Bogoliubov 准粒子。 *SciPost Physics Lecture Notes* 031 2021 ( )。网址：https://scipost.org/ SciPostPhysLectNotes.31。[2] Aumentado, J., Keller, M. W., Martinis, J. M. 和 De-voret, M. H. 单库珀对晶体管中的非平衡准粒子与 $2e$ 周期性。 *Physical Review Letters* **92** 066802 2004 , ( )。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.066802。出版方：美国物理学会。[3] Sun, L. *et al.* 能隙工程化横向量子比特中的准粒子隧穿动力学测量。*Physical Review Letters* **108**, 230509 (2012)。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.230509。出版方：美国物理学会。[4] Serniak, K. *et al.* 横向量子比特中的高温非平衡准粒子。 *Physical Review Letters* **121**, 157701 2018 10 ( )。网址：https://link.aps.org/doi/ . 1103/PhysRevLett.121.157701。出版方：美国物理学会。[5] Tuokkola, M. *et al.* 实现超导横向量子比特近毫秒级能量弛豫时间与退相干时间的方法。 *Nature Communications* **16**, 5421 2025( )。网址：https://www.nature.com/articles/ s41467-025-61126-0。出版方：自然出版集团。[6] Bland, M. P. *et al.* 二维跨蒙量子比特中的毫秒级寿命与相干时间。*Nature* 1– 6 (2025)。网址：https://www.nature.com/articles/ s41586-025-09687-4。出版方：自然出版集团。[7] Acharya, R. *et al.* 低于表面码阈值的量子纠错。*Nature* **638**, 920– 926 (2025)。网址：https://www.nature.com/articles/ s41586-024-08449-y。出版方：自然出版集团。[8] McEwen, M. *et al.* 解析大型超导量子比特阵列中宇宙射线引发的灾难性错误突发。 *Nature Physics* **18**, 107– 111 (2022)。网址：https://www.nature.com/articles/ s41567-021-01432-8。出版方：自然出版集团。[9] McEwen, M. *et al.* 通过超导量子比特阵列中的能隙工程抵御高能撞击事件。 *Physical Review Letters* **133**, 240601 (2024)。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRevLett.133.240601。出版方：美国物理学会。[10] Kurilovich, V. D. *et al.* 能隙工程化超导量子比特阵列中的相关错误突发 (2025)。网址：http://arxiv.org/abs/ 2506 18228 2506 18228 。. [ ] arXiv: 。quant-ph。[11] Fowler, A. G., Mariantoni, M., Martinis, J. M. 和 Cleland, A. N. 表面码：迈向实用的大规模量子计算。 *Physical Review A* **86**, 032324 2012 10 （）。网址 https://link.aps.org/doi/ 。1103/PhysRevA.86.032324。出版商：美国物理学会。[12] Houzet, M., Serniak, K., Catelani, G., Devoret, M. & Glazman, L. 超导量子比特中的光子辅助电荷宇称跳变。 *Physical Review Letters* **123**, 107704 2019 10 （）。网址 https://link.aps.org/doi/ 。1103/PhysRevLett.123.107704。出版商：美国物理学会。[13] Yelton, E., Larson, C. P., Dodge, K., Okubo, K. & Plourde, B. L. T. 超导量子比特中由纯声子事件引起的相关准粒子中毒（2025）。网址 http://arxiv.org/abs/2503.09554。arXiv:2503.09554 [quant-ph]。[14] Serniak, K. *et al.* 偏移电荷敏感transmon中的电荷宇称直接色散监测。 *Physical Review Applied* **12** 014052 2019 , （）。网址 https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.12.014052。出版商：美国物理学会。[15] Gordon, R. T. *et al.* 环境辐射对固定频率横向量子比特寿命和准粒子隧穿率的影响。 *Applied Physics Letters* **120** 074002 2022 10 1063 , （）。网址 https://doi.org/ 。/ 5.0078785。[16]Rehammar, R. & Gasparinetti, S. 具有超宽阻带的低通滤波器及其在量子计算中的应用。*IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **71** 3075 3080 2023 , – （）。网址 https: //ieeexplore.ieee.org/document/10032269。[17] Connolly, T. *et al.* 超导量子比特中准粒子的非平衡密度与平衡能量分布共存。 *Physical Review Letters* **132** 217001 2024 , （）。网址 https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.132.217001。出版商：美国物理学会。[18] Andersson, L., Olsson, B., Gasparinetti, S. & Rehammar, R. 面向超导电路协同设计的反射式与漏波导低通滤波器。*IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 1–7（2025）。网址 https://ieeexplore.ieee.org/document/ 11311711。[19] Veps¨al¨ainen, A. P. *et al.* 电离辐射对超导量子比特相干性的影响。 *Nature* **584**, 551– 556（2020）。网址 https://www.nature.com/articles/ s41586-020-2619-8。出版商：自然出版集团。[20] Cardani, L. *et al.* 在深地设施中降低放射性对量子电路的影响。 *Nature Communications* **12** 2733 2021 , （）。网址 https://www. nature.com/articles/s41467-021-23032-z。出版商：自然出版集团。[21] Martinis, J. M. 拯救超导量子处理器免受衰减以及由伽马射线和宇宙射线产生的相关错误。

和相关错误。 *npj Quantum Information* **7**, 90 2021 （）。网址 https://www.nature.com/articles/ s41534-021-00431-0。出版商：自然出版集团。[22] Iaia, V. *et al.* 通过声子下转换抑制超导量子比特中的相关错误。 *Nature Communications* **13** 6425 2022 , （）。网址 https://www.nature. com/articles/s41467-022-33997-0。出版商：自然出版集团。[23] Xu, Q. *et al.* 针对芯片级灾难性错误的分布式量子纠错。 *Physical Review Letters* **129** 240502 2022 , （）。网址 https://link.aps.org/doi/ 10.1103/PhysRevLett.129.240502。[24] Thorbeck, T., Eddins, A., Lauer, I., McClure, D. T. & Carroll, M. 背景电离辐射引起的超导量子比特中的双能级系统动力学。*PRX Quantum* **4**, 020356（2023）。网址 https://link. aps.org/doi/10.1103/PRXQuantum.4.020356。出版商：美国物理学会。[25] Fowler, J. W. *et al.* 天然电离辐射在量子电路衬底中能量沉积的光谱测量与模型。 *PRX Quantum* **5** 040323 2024 , （）。网址 https://link.aps.org/ doi/10.1103/PRXQuantum.5.040323。出版商：美国物理学会。[26] Harrington, P. M. *et al.* 超导量子比特阵列中宇宙射线与相关错误的同步探测。 *Nature Communications* **16**, 6428 2025 （）。网址 https://www.nature.com/articles/ s41467-025-61385-x。出版商：自然出版集团。[27] Larson, C. *et al.* 主动伽马辐照下超导量子比特的准粒子中毒。 *PRX Quantum* **6** 030339 2025 , （）。网址 https://link.aps. org/doi/10.1103/2lyd-8swv。出版商：美国物理学会。[28] Li, X. *et al.* 超导量子比特阵列中的宇宙射线诱发的相关错误。 *Nature Communications* **16**, 4677 2025 （）。网址 https://www.nature.com/articles/ s41467-025-59778-z。出版商：自然出版集团。[29] Valenti, F. *et al.* 超导器件中辐射诱发错误的空间相关性在毫米尺度上衰减（2025）。网址 http://arxiv.org/abs/2505. 04902。arXiv:2505.04902 [cond-mat]。[30] Nho, H. *et al.* 能隙工程化传输子在准粒子爆发后的恢复动力学（2025）。网址 http://arxiv.org/abs/ 2505 08104 2505 08104 。。[ ] arXiv:。quant-ph。[31] Wilen, C. D. *et al.* 超导量子比特中的相关电荷噪声与弛豫错误。 *Nature* **594**, 369– 373（2021）。网址 https://www.nature.com/articles/ s41586-021-03557-5。出版商：自然出版集团。[32] Christensen, B. G. *et al.* 超导量子比特中的异常电荷噪声。*Physical Review B* **100**, 140503 2019 10 （）。网址 https://link.aps.org/doi/ 。1103/PhysRevB.100.140503。出版商：美国物理学会。[33] Rist` e, D. *et al.* 超导传输子量子比特中的毫秒级电荷宇称涨落与诱导退相干。 *Nature Communications* **4**, 1913（2013）。网址 https://www.nature.com/articles/ncomms2936。出版商：自然出版集团。[34] Amin, K. R. *et al.* 通过与波导耦合的电荷敏感超导传感器直接探测准粒子隧穿（2024）。网址：http://arxiv. org/abs/2404.01277。arXiv：2404.01277 [quant-ph]。[35] Fink, C. W., Salemi, C. P., Young, B. A., Schuster, D. I. & Kurinsky, N. A. 超导准粒子放大横向量子比特：用于测量 meV 量级声子和单个太赫兹光子的基于量子比特的传感器（2024）。网址：http://arxiv.org/abs/ 2310 01345 2310 01345 。. [ ] arXiv：. hep-ex, physics:physics, physics:quant-ph。[36] Koch, J. *et al.* 源自库珀对盒的电荷不敏感量子比特设计。 *Physical Review A* **76**, 042319 2007 10 ( )。网址：https://link.aps.org/doi/。1103/PhysRevA.76.042319。出版商：美国物理学会。[37] Krinner, S. *et al.* 面向百量子比特规模超导电路系统的低温装置工程。 *EPJ Quantum Technology* **6** 2 2019 10 , ( )。网址：https://doi.org/。1140/epjqt/s40507-019-0072-0。[38] Diamond, S. *et al.* 区分超导量子比特中的宇称切换机制。 *PRX Quantum* **3** 040304 2022 10 , ( )。网址：https://link.aps.org/doi/。1103/PRXQuantum.3.040304。出版商：美国物理学会。[39] Perelshtein, M.R. *et al.* 利用无克尔效应约瑟夫森超材料生成宽带连续变量纠缠。 *Physical Review Applied*, 024063 (2022)。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.18.024063。出版商：美国物理学会。

补充材料：噪声驱动的超导电路量子制冷

I. 实验装置

我们在图 1S 中给出了实验接线图。为了将准粒子隧穿突发与高频辐射导致的背景隧穿速率区分开来，减少入射到芯片上的光子数量十分重要。为实现对芯片的完全避光屏蔽，我们将芯片封装在一个样品架中，并精心设计该样品架以最大限度地减少视线辐射。按照最佳实践 [17], 我们在外部铜制外壳中

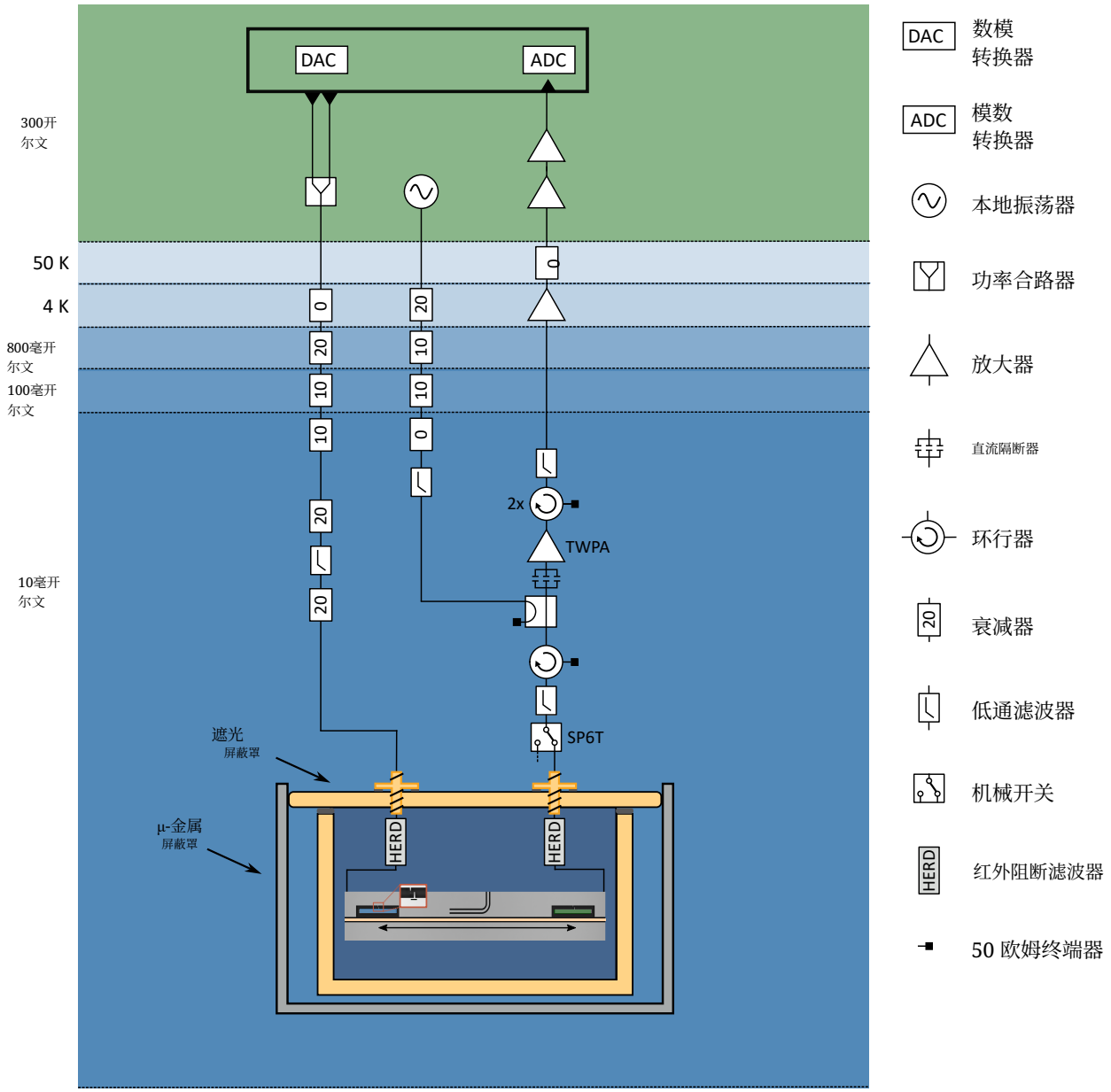

图 S1. 实验装置，描述请参见正文。

相邻部件之间的所有接口（包括带螺纹的 SMA 连接器）均用铟 O 形圈密封，以提高红外密封性。为抑制同轴线中的红外辐射，我们采用一对高能辐射排流器（HERD）低通滤波器，它们在提供低带内损耗的同时，还能衰减足以破坏库珀对的频率 [16, 18, 30]。为进一步提高读出链路的信噪比，我们

使用行波参量放大器 (TWPA) [39]。

II. 光谱模型

我们将量子比特建模为一个受驱动的二能级系统，它以耦合率 Γ 耦合到波导。对于双向波导，我们引入向右和向左传播的相干场振幅$\alpha_{\mathrm{in/out},\ R}$ 和$\alpha_{\mathrm{in/out},\ L}$。对于耦合到两个传播方向的情形，若耦合对称，则各方向的衰减率满足 $\Gamma_R = \Gamma_L = \frac{\Gamma}{2}$. 。相应的输入输出关系为

$$\alpha_{\mathrm{out},R} = \alpha_{\mathrm{in},R} - i\sqrt{\Gamma_R}\,\langle\sigma_-\rangle\,, \quad \alpha_{\mathrm{out},L} = \alpha_{\mathrm{in},L} - i\sqrt{\Gamma_L}\,\langle\sigma_-\rangle$$

仅从左侧驱动对应于 $\alpha_{\mathrm{in},\ R} \equiv \alpha_{\mathrm{in}}$ 以及 $\alpha_{\mathrm{in},\ L} = 0$。将相干输入振幅与拉比频率 Ω 的关系写作 $\alpha_{\mathrm{in}} = \Omega\sqrt{2\Gamma}$，透射系数为

$$t \equiv \frac{\alpha_{\mathrm{out},R}}{\alpha_{\mathrm{in}}} = 1 - i\frac{\Gamma}{\Omega}\,\langle\sigma_-\rangle\,. \tag{S1}$$

在驱动的旋转参考系中，量子比特哈密顿量为

$$H = \Delta|e\rangle\langle e| + \frac{\Omega}{2}\,(\sigma_+ + \sigma_-)\,, \quad \Delta = \omega_p - \omega_{01}$$

其中 $\sigma_- = |g\rangle\langle e|$，$\sigma_+ = |e\rangle\langle g|$。在稳态下，密度矩阵满足林德布拉德主方程

$$\dot{\rho} = -i[H,\rho] + \Gamma\mathcal{D}\,[\sigma_-]\,\rho + \Gamma_{\mathrm{nr}}\mathcal{D}\,[\sigma_-]\,\rho + \frac{\gamma_\phi}{2}\mathcal{D}\,[\sigma_z]\,\rho = 0 \tag{S2}$$

其中，Γ_{nr} 表示波导以外的其他衰减通道，γ_ϕ 为纯退相干率。林德布拉德超算符为

$$\mathcal{D}[c]\rho = c\rho c^\dagger - \frac{1}{2}(c^\dagger c\rho - \rho c^\dagger c).$$

为计算 $\langle\sigma_-\rangle$，我们根据方程 ρ_{ss} S2 得到稳态密度矩阵，并计算 $\langle\sigma_-\rangle = \mathrm{Tr}(|g\rangle\langle e|\rho_{\mathrm{ss}})$。结合方程S1 ，可得

$$t(\Delta) = 1 - \frac{i\Gamma\Gamma_1\,(\Delta - i\Gamma_2)}{2\Omega^2\Gamma_2 + 2\Gamma_1(\Delta^2 + \Gamma_2^2)}. \tag{S3}$$

其中，$\Gamma_1 = \Gamma + \Gamma_{nr}$ 和$\Gamma_2 = \frac{\Gamma_1}{2} + \gamma_\varphi$。此外，令 $\Gamma_{nr} = 0$ 和 $\gamma_\varphi = 0$，即可得到正文中的方程（1）；

$$t(\Delta) = \frac{2(i\Gamma\Delta + 2\Delta^2 + \Omega^2)}{\Gamma^2 + 4\Delta^2 + 2\Omega^2}. \tag{S4}$$

III. 宇称切换事件的提取

我们以两个依赖于宇称的跃迁频率 ω_{01}^+ 和 ω_{01}^-，持续驱动每个准粒子探测器；这两个频率由前述光谱校准确定。准粒子隧穿事件（即准粒子隧穿到超导岛上或从岛上隧出）会切换电荷宇称，从而使有效跃迁频率在 ω_{01}^+ 和 ω_{01}^-之间移动。由于固定驱动频率下的器件响应取决于驱动频率与瞬时跃迁频率之间的失谐，透射场解调后的复包络会呈现两能级（电报式）信号：当系统处于某一电荷宇称状态时，一个驱动频率更接近共振（响应较大），而另一个失谐较大（响应较小）；发生宇称切换后，两者的作用互换。由此可直接从解调数据流中进行时域提取，识别宇称切换（准粒子隧穿）事件。

对于每个器件，我们记录两条同时解调的复时间序列，$s_+(t)$ 和 $s_-(t)$，它们分别对应频率为 ω_{01}^+ 和 ω_{01}^-的两个驱动音。除数字解调（采样率为 100 μs）和采集链路固有的有效低通响应外，我们在后处理中不施加额外滤波。

为最大限度地区分状态，将每条复数流在 IQ 平面中旋转，使奇偶对比主要沿实轴方向。旋转后，两个实值轨迹 $s_+(t)$ 和 $s_-(t)$ 编码了相同的底层奇偶电报信号，但彼此反相。通过补偿其中一条信号的反相，我们将两条信号合并为判别器 $x(t) = \frac{1}{2}[s_+(t) + s_-(t)]$，从而提高奇偶态信噪比。使用高斯混合模型

$$p(x) = w_0\mathcal{N}(x;\mu_0,\sigma_0) + w_1\mathcal{N}(x;\mu_1,\sigma_1),$$

并计算两个归一化分量之间的重叠度，

$$\mathcal{O} = \int_{-\infty}^{\infty} \min\left[\mathcal{N}(x;\mu_0,\sigma_0), \mathcal{N}(x;\mu_1,\sigma_1)\right] dx$$

我们定义相应的判别 保真度为 $\mathcal{F} = 1-\mathcal{O}$，并对满足 $\mathcal{F} > 0.999$的数据集进行后选择，
这对应于所有采集数据的 37%。我们通过对组合判别器 $x(t)$进行阈值化，提取宇称切换事件，从而获得二值状态记录。W

我们设定 he threshold at the midpoint between t h两个 fitted Gaussi均值， $\theta = \frac{\mu_0+\mu_1}{2}$，

$$P(t) = \begin{cases} 0, & x(t) < \theta, \\ 1, & x(t) \geq \theta. \end{cases}$$

我们将 $P(t)$ 中的跃迁识别为切换事件。

IV. 突发区间的识别

我们根据提取出的宇称切换时间戳 $\{x_i\}_{i=1}^n$识别突发区间，其中 x_i 表示检测到的第 i 次宇称切换的发生时间，n 是分析记录中的事件数。首先，我们使用高斯核进行核密度估计（KDE），平滑估计事件活动，

$$\hat{f}_h(x) = \frac{1}{nh\sigma}\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\sum_{i=1}^{n}\exp\left(\frac{-(x-x_i)^2}{2h^2\sigma^2}\right), \tag{S5}$$

该估计可作为切换密度的连续时间替代指标。其中， h是核大小， σ 是样本的标准差。切换活动增强（突发）表现为 $f_h(x)$ 中显著的局部极大值。我们使用大小为 $h = 20$ ms 的核，该大小选取得大于典型的突发持续时间；此外，为降低计算成本，我们按 2 s 的分段计算 $f_h(x)$。

ˆ 在每个片段中，我们识别 $f_h(x)$的局部极大值，并应用自适应峰高阈值。将片段内的峰高集合记为 p_j，我们将阈值定义为

$$p_{\mathrm{th}} = \mathrm{median}(\{p_j\}) + 2\,\mathrm{std}(\{p_j\})$$

并保留满足 $p_j > p_{\mathrm{th}}$ 的峰作为候选突发中心。将每个保留的峰映射到最近的事件时间戳索引，从而得到候选突发中心索引集合 i_c。

对于每个候选中心 i_c，我们在其周围 ±20 毫秒的时间窗口内查找事件，并通过要求连续的事件间隔为 $x_{k+1} - x_k \leq 5$ 毫秒来形成初步突发组。最终的突发筛选遵循正文中的定义：仅保留包含至少三个事件的组。我们将突发起止时间定义为组中首个和最后一个事件的时间戳，并将突发持续时间定义为 $\tau_{\mathrm{burst}} = t_{\mathrm{end}} - t_{\mathrm{start}}$。

V. 有效偏置电荷

我们将测得的宇称分裂转换为有效偏置电荷坐标。由于我们的光谱学测得的是宇称分裂的绝对值 $\Delta f_{\mathrm{abs}} \equiv |\omega_{01}^{+} - \omega_{01}^{-}|/2\pi$，因此我们采用电荷敏感型横向量子比特预期的电荷色散依赖关系， $\Delta f_{\mathrm{abs}}(n_g) \approx A|\cos(2\pi n_g)|$，其中 A 是最大频率分裂。我们根据光谱数据估算 A，并逐点反演该关系，得到有效电荷坐标 $n_g^{(\mathrm{eff})}(t) \in [0, 0.25]$，其表达式为

$$n_g^{(\mathrm{eff})}(t) = \frac{1}{2\pi}\arccos\left(\frac{\Delta f_{\mathrm{abs}}(t)}{A}\right).$$