arXiv:2602.02672v2 [quant-ph] 12 Feb 2026

逐渐打开薛定谔之盒，揭示出一连串鲜明的动力学跃迁

Barkay Guttel,[1], * Danielle Gov,[1], * Noam Netzer,[1] Uri Goldblatt,[1] Sergey Hazanov,[1] Lalit M. Joshi,[1] Alessandro Romito ,[2] Yuval Gefen,[1] Parveen Kumar ,[3] Kyrylo Snizhko ,[4] Fabien Lafont,[1] 和 Serge Rosenblum [1], †

[1] *Department of Condensed Matter Physics, Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel*

[2] *Department of Physics, Lancaster University, Lancaster LA1 4YB, United Kingdom*

[3] *Department of Physics, Indian Institute of Technology Jammu, Jammu 181221, India*

[4] *Univ. Grenoble Alpes, CEA, Grenoble INP, IRIG, PHELIQS, 38000 Grenoble, France*(日期: 2026年2月13日)

量子力学预言，未被观测的系统可能处于态叠加之中，但测量会产生确定结果——这正是量子—经典边界的核心矛盾。随着观测强度增加，这两种对立状态之间的转变如何展开，过去一直未能通过实验探索。在这里，我们通过连续调节超导量子比特的测量强度发现，测量主导动力学的出现并非渐进过程，而是经历三个截然不同的跃迁：相干振荡骤然停止；随后，系统冻结在稳定量子态附近；最终进入量子芝诺区，在该区域中，更强的观测反而会减慢弛豫。退相干并未抹去这一结构，反而对其进行了重组——颠倒了跃迁出现的顺序，并使理想化模型中同时出现的特征彼此分离。这些结果表明，从量子动力学到测量主导行为的演变，会通过一系列鲜明的跃迁展开，其过程受观测与环境之间的相互作用支配。

测量塑造了量子物理与经典物理之间的边界。未被观测的量子系统在Schr¨odinger方程下连续演化，但测量迫使它们进入确定的结果。在这两个极端之间存在一个交叉区，其内部结构——无论是突变还是渐变、平淡还是丰富——在实验上仍未被探索。一个被连续监测的二能级系统为解决这一问题提供了可精确控制的平台。考虑一个量子比特，其基态为 $|0\rangle$ 、激发态为 $|1\rangle$，以拉比频率Ω_S 共振驱动，并由一个探测器监测，该探测器以速率 α 点击，当系统处于

$|0\rangle$（图1）。单一无量纲参数，即测量强度 $\lambda \equiv \alpha/(2\Omega_S)$，刻画了相干驱动与观测反作用之间的竞争 [1]。量子轨迹理论 [2–5]描述了随机探测器点击如何将系统投影到 $|0\rangle$，而在各次点击之间，波函数在有效非厄米哈密顿量下确定性演化（补充文本第4节） [6, 7]

$$\hat{H}_{\rm eff}/\hbar = \frac{\Omega_S}{2}\left(\hat{\sigma}_y - 2i\lambda\,|0\rangle\langle 0|\right). \qquad (1)$$

极限情形已得到充分理解。在弱测量（$\lambda \ll 1$）下，相干驱动占主导，量子比特会发生拉比振荡（图 1）。在强测量（$\lambda \gg 1$）下，测量反作用 [8–11] 占据主导：持续未检测到点击会驱使量子比特趋向于 $|1\rangle$，从而产生“连续量子跃迁” [12]。

一项近期理论研究 [13]预测，这两个区间之间的交叉区是通过一系列急剧转变实现的，每次转变都会揭示量子轨迹在动力学和统计特性方面的定性差异（图 2）。

在这里，我们利用超导电路对这一转变级联进行了实验观测：系统量子比特与辅助探测器量子比特耦合，构成类似于文献 [12]中的V型三能级系统。我们通过改变与探测器量子比特跃迁共振的驱动幅度来调控测量强度 λ （见方法）。调节 λ 揭示了三个动力学转变，标志着测量主导行为的出现（图2）。在非厄米哈密顿量的一个例外点处，相干振荡骤然停止，轨迹开始向一个稳定态演化——这是连续量子

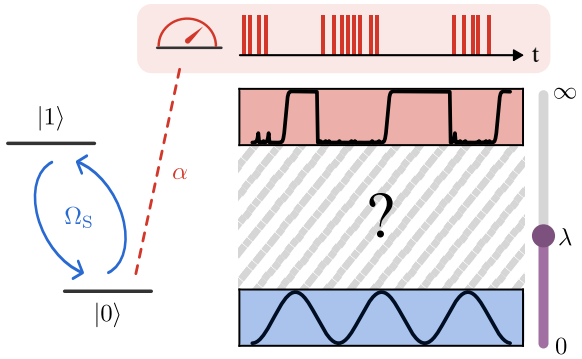


图 1. **测量强度可调的受监测量子比特**。量子比特以 Ω_S 的速率接受共振驱动（蓝色箭头），同时由探测器持续监测。每当量子比特处于基态 $|0\rangle$时，探测器便以 α 的速率产生点击（红色条）。通过调节无量纲测量强度 $\lambda \equiv \alpha/(2\Omega_S)$，我们使量子比特动力学从拉比振荡转变为跃迁式轨迹；图中以激发态布居曲线（分别以蓝色和红色阴影标示）展示了这一变化。

* 这些作者对本研究的贡献相同。
† serge.rosenblum@weizmann.ac.il

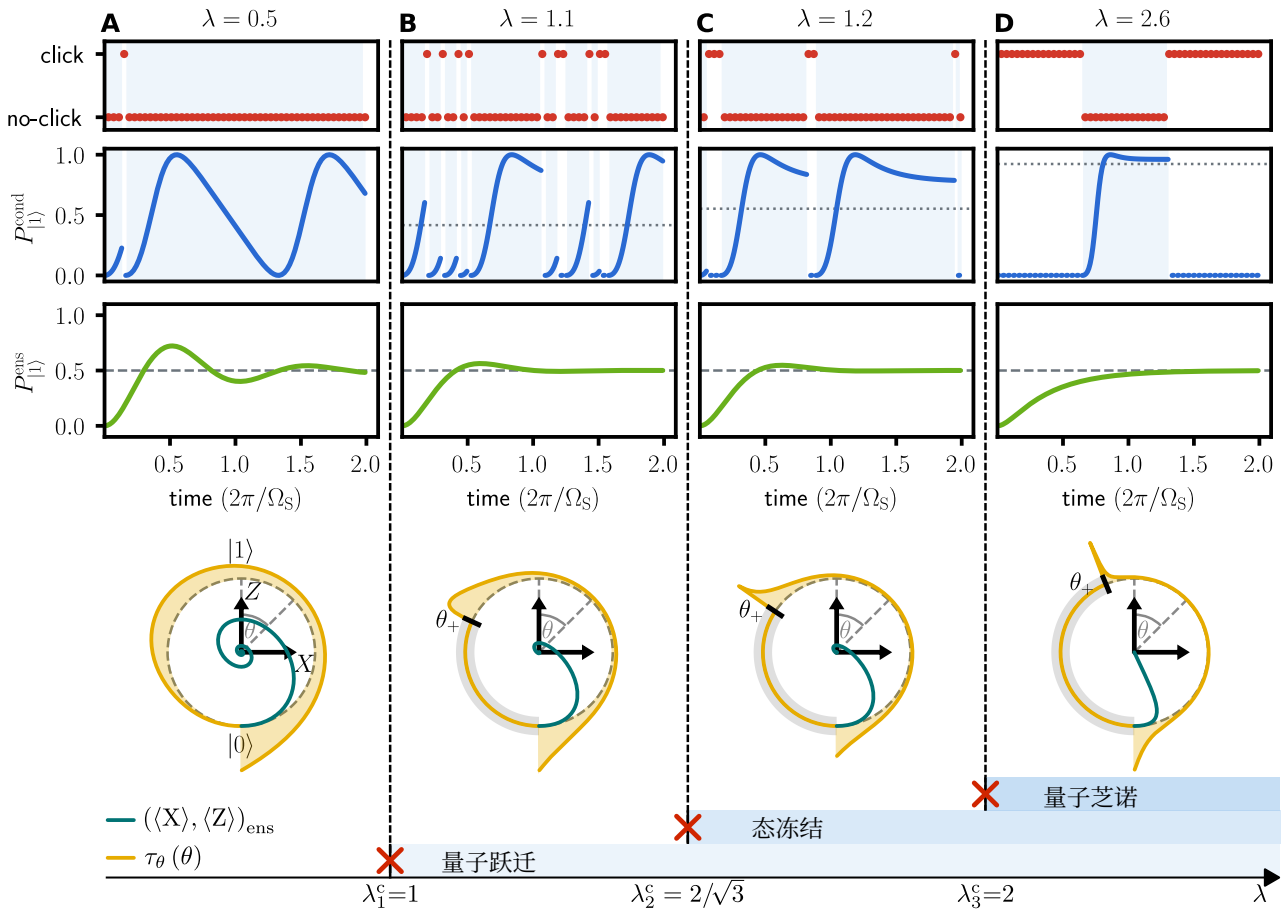


图 2. **理想受监测量子比特模型中动力学跃迁的概览**。随着无量纲测量强度 $\lambda \equiv \alpha/(2\Omega_S)$ 增大，量子比特动力学经历四种不同的状态（**A**–**D**），其间由 $\lambda^c_{1-3} = \{1, \frac{2}{\sqrt{3}}, 2\}$ 处的三次尖锐跃迁分隔。每一行展示了不同状态下的模拟动力学，从上到下依次为：一个具有代表性的二元点击记录、对应轨迹的条件激发态概率 $P^{\mathrm{cond}}_{|1\rangle}$，以及系综平均激发态概率 $P_{\mathrm{ens}|1\rangle}$。布洛赫球展示了每单位角度的平均量子比特驻留时间 $\tau_\theta(\theta)$（橙色曲线），以单位圆上方的径向高度表示（任意单位）；同时还展示了初始态为 $|0\rangle$ 的系综平均态随时间的演化（青绿色曲线）。**(A)** 在 $\lambda < \lambda^c_1$ 时，轨迹呈现周期性拉比振荡，并间歇性地因探测器点击而重置为 $|0\rangle$，使量子比特能够遍历全部极角范围。**(B)** λ^c_1 处的第一次跃迁标志着平滑、确定性的未点击演化开始，该演化朝向极角为 θ_+ 的稳定本征态（灰色虚线），并在布洛赫球上形成一个禁区（灰色阴影）。在量子比特到达该本征态之前，探测器点击通常会中断这段未点击演化。**(C)** 超过第二次跃迁（$\lambda > \lambda^c_2$）后，量子比特常在发生点击前到达本征态附近并冻结，导致 θ_+ 处的驻留时间发散。**(D)** 在第三次跃迁点（$\lambda = \lambda^c_3$），系综平均动力学从振荡行为转变为过阻尼衰减，且弛豫越来越缓慢，标志着量子芝诺行为的开始。在现实实验条件下，退相干会改变这些跃迁的位置及其先后顺序。

跃迁的标志 [12, 14]。越过第二个阈值后，系统在该态附近的停留时间趋于无穷大：轨迹在其附近“冻结”。第三次跃迁标志着系统进入量子芝诺区间，在该区间中，更强的测量反直觉地抑制了弛豫 [15–18]。

我们的分析结合了二元探测器点击记录与条件量子态层析，使我们能够重构特定测量结果条件下量子比特的动力学，解析出系综平均会掩盖的动力学特征。我们发现，退相干并非只是使理想化理论预测的临界点发生偏移，而是从根本上改变了转变的性质与顺序。尽管如此，这些转变本身仍是动力学中稳健的特征。这些结果阐明了连续量子跃迁的涌现，并描绘出受监测量子比特的动力学相图。

向量子跃迁区间的转变

第一次转变标志着连续量子跃迁的开始，它源于未点击演化（方程 (1)）过程中两种相干过程之间的竞争：拉比驱动试图使量子比特绕布洛赫球旋转，而未点击测量反作用则将其拉向激发态$|1\rangle$。当测量强度低于临界值 $\lambda < \lambda^c_1$时，拉比驱动在布洛赫球的所有极角 θ 上都占主导，使量子比特得以完成完整的周期性旋转。

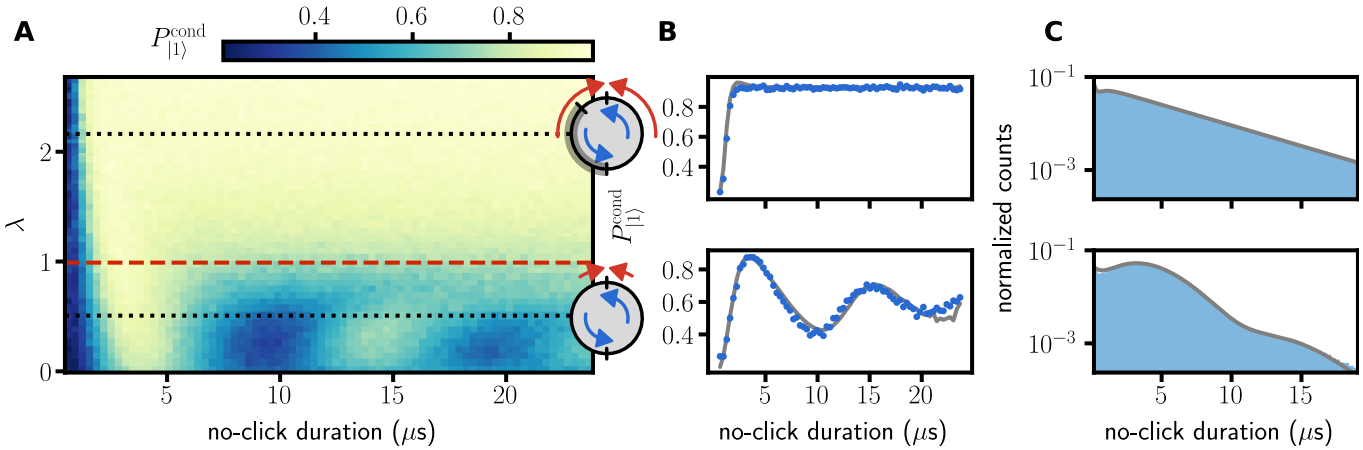


图 3. **向量子跳跃区间转变的观测。** 在第一次跃迁之下（下方布洛赫球），相干驱动（蓝色箭头）在整个布洛赫球上主导测量诱导反作用（红色箭头），从而产生振荡。在其之上（上方布洛赫球），测量反作用在特定角度上精确平衡相干驱动，使振荡停止并产生量子跳跃动力学。 **(A)** 层析数据显示激发态布居$P^{\mathrm{cond}}_{|1\rangle}$随无点击序列持续时间和测量强度 λ的变化，揭示了从振荡行为到跳跃式行为的转变。该转变出现在 $\lambda_1^{\mathrm{obs}} = 0.99 \pm 0.01$（红色虚线）处。每个数据点均为1500次实验运行次数的平均值。 **(B)** 第一次跃迁之下（下面板， $\lambda = 0.5$）与之上（上面板， $\lambda = 2.2$）沿(A)中点线所示 λ值的一维截面。灰色曲线显示采用独立测量参数得到的模拟的无点击动力学。散粒噪声误差条小于标记尺寸。 **(C)** 无点击持续时间的直方图进一步证实了这一转变。我们将量子比特初始化在 $|1\rangle$（与A、B中的 $|0\rangle$ 不同），以抑制较长未点击时间间隔中误差的影响。灰色实线表示采用三个复指数函数之和进行的拟合（方法）。在本图中，单次测量积分时间为 $T_{\mathrm{int}} = 320\,\mathrm{ns}$，相干驱动强度设定为$\Omega_S/2\pi = 100$ 千赫兹。层析测量之前先进行一次测量，以验证系统处于量子比特流形。

随着 λ 趋近于 λ_1^c，振荡变得越来越不对称，反映出测量反作用的影响日益增强（图 2A）。临界点 $\lambda_1^c = 1$ 代表这样一个阈值：测量反作用首次强到足以阻止量子比特旋转。对于任意 $\lambda \geq \lambda_1^c$，反作用都会在角度$\theta_+(\lambda) = 2\arctan\left(\sqrt{\lambda^2 - 1} - \lambda\right)$处与相干驱动恰好平衡，从而形成一个稳定的不动点[1] [19]。此时，轨迹会从 $|0\rangle$ 出发，朝着 $\hat{} H_{\mathrm{eff}}$, $|\psi_+\rangle \equiv \sin\left(\frac{\theta_+}{2}\right)|0\rangle + \cos\left(\frac{\theta_+}{2}\right)|1\rangle$的本征态执行连续且确定性的量子跃迁，直到探测器发生随机点击，将量子比特重置为 $|0\rangle$。位于 $|\psi_+\rangle$ 的不动点在布洛赫球上形成一个禁区（$-\pi$， $\theta_+(\lambda)$]；随着测量强度增大，该区域最终会覆盖整个左半球 [13]（见图 2B–D 中的布洛赫球）。

这一转变与一个例外点相吻合——在非厄米无点击哈密顿量 H_{eff} 的谱中，特征值在此处简并并合并。由于该哈密顿量具有宇称-时间（$\mathcal{PT}$）对称性，例外点将未破缺相与破缺的 $\mathcal{PT}$-对称相区分开来 [7]。越过此点后，特征值差变为纯虚数，导致振荡频率降为零。在其他系统中也观察到了类似的例外点转变 [20–24]。

为了在实验中观察这一转变，我们重构了在没有探测器点击的条件下量子比特的演化。我们先实时检测持续时间符合要求的无点击序列，然后进行量子比特层析。对不同的无点击持续时间和测量强度重复这一过程，可以清楚地看到系统从振荡动力学转变为量子跳跃动力学（图 3A、B）。实验测量结果与包含退相干效应的模型数值模拟高度吻合（补充文本第 8 节）。我们发现，随着 λ 接近临界值，拉比振荡会变得越来越失真。

无点击持续时间分布也独立证实了这一转变。将系统初始化为 $|1\rangle$ 后，我们记录首次探测器点击的等待时间。由于瞬时点击率随 $r(\theta) \equiv \alpha \sin^2\left(\frac{\theta(t)}{2}\right)$ 变化，拉比振荡会在该分布中留下周期性调制。数据（图 3C）证实了这一预期：弱测量下的振荡模式随着 λ 增大，逐渐转为单调衰减。根据振荡消失的情况，我们确定转变为量子跳跃动力学发生在 $\lambda_1^{\mathrm{obs}} = 0.99 \pm 0.01$（方法和补充文本第 7 节）。

转变为态冻结区间

强测量量子系统的一个决定性特征是动力学冻结：量子比特不应仅仅

[1] 在 $\theta_- \equiv -\pi - \theta_+$ [13] 处还会出现第二个不动点。然而，这个不动点不稳定，因此只有在初始状态恰好设为该状态时，量子比特才会到达它。

趋近本征态 $|\psi_+\rangle$，而应在其附近长时间保持受困。为探究这一行为，我们考察单位角度停留时间 $\tau_\theta(\theta)$，其定义使得 $\tau_\theta(\theta)\Delta\theta$ 给出在角时间间隔 $[\theta, \theta+\Delta\theta)$内所花费的平均时间。在 θ_+处的不动点附近，理论预言幂律标度 $\tau_\theta(\theta) \sim [\theta-\theta_+(\lambda)]^{\xi(\lambda)}$ [13]，其中临界指数 ξ 的符号反映了点击率与轨迹趋近 θ_+的速率之间的竞争。当点击占主导时（$\xi>0$），停留时间在不动点处消失（图2B）。当趋近率占主导时（$\xi<0$），轨迹的累积快于点击所能将其重置的速度，停留时间发散（图2C）。这一符号变化在理想模型中于 $\lambda_2^c = \frac{2}{\sqrt{3}} \approx 1.15$ 处定义了第二个临界阈值（补充文本第 4 节），标志着动力学态冻结的开始。

我们通过将量子比特初始化为 $|1\rangle$，记录首次点击事件的角分布 $\rho(\theta)$，并按瞬时点击率 $r(\theta)$ 归一化，实验重构了 $\tau_\theta(\theta)$（见方法和补充文本第 4 节）。图 4A 展示了不同测量强度下得到的驻留时间分布。当测量强度较弱（$\lambda \ll 1$）时，量子比特完成完整的拉比振荡，且 $\tau_\theta(\theta)$ 近似均匀。随着 λ 增大，禁戒角区域开始出现。值得注意的是，这一现象发生于 $\lambda \approx 0.57$，远早于振荡在 $\lambda_1^{\rm obs} = 0.99$ 时停止。理想模型中不会出现第一次转变的这两种特征彼此分离的情况；在该模型中，它们会在 $\lambda_1^c = 1$ 同时出现。我们将这一差异归因于退相干：它会使量子比特的无点击轨迹螺旋式进入布洛赫球内部。轨迹的这种改变，使得在存在阻尼振荡的情况下，禁戒区域和不动点仍能同时存在。

在更高的测量强度下，不动点处会形成一个明显的峰，这与预测的发散相符。通过将 $\tau_\theta(\theta)$拟合到预期的幂律，并提取 ξ 的零点（图 4B），我们确定第二次转变发生在 $\lambda_2^{\rm obs} = 0.92 \pm 0.01$（方法和补充文本第 7 节）。值得注意的是，这一转变点低于第一次转变，颠倒了理想模型的预测。这一反直觉结果再次反映了退相干的影响：解析和数值计算表明，退相干会使第二次转变移向较低的 λ，同时使第一次转变移向较高处，导致两者交叉（图 6 和补充文本第 6 节）。

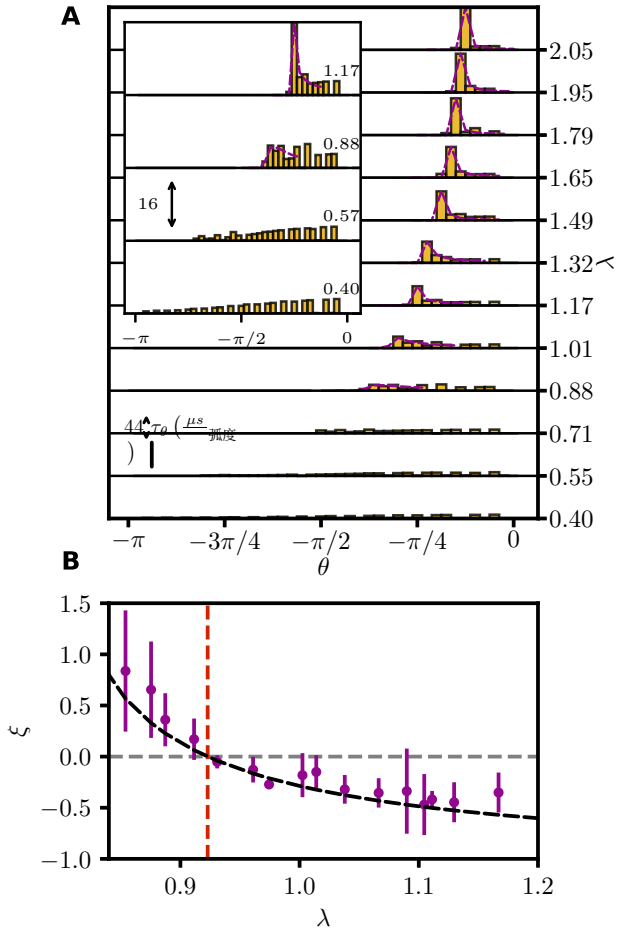


图 4. **第二次转变期间每单位角度的停留时间** $\tau_\theta(\theta)$。**(A)** 脊线图展示停留时间如何随测量强度 λ变化。紫色虚线为解析模型 $\tau_\theta(\theta) \sim [\theta-\theta_+(\lambda)]^{\xi(\lambda)}$（方法）的拟合结果，仅在 $\theta_+ > -\pi/2$ 时进行拟合。**插图：** 放大展示了 λ 的四个代表性取值，以说明这一转变：在 $\lambda = 0.4$时，所有角度上的停留时间均非零；在 $\lambda = 0.57$ 时，禁区已经形成，而第一次跃迁发生于 $\lambda_1^{\rm obs}$；在 $\lambda = 0.88$时，θ_+ 附近的停留时间仍然很短；在 $\lambda = 1.17$时，则出现显著峰值。主图和插图中的竖直箭头均表示尺度。**(B)** 拟合得到的临界指数 ξ 随 λ的变化。误差棒表示 1σ 置信区间。黑色虚线为解析模型的拟合结果，在 $\xi = 0$ 处得到 $\lambda_2^{\rm obs} = 0.92 \pm 0.01$（红色竖线；灰色水平线），标示了禁区附近停留时间从有限值转为发散的转变。实验全程中，相干驱动为 $\Omega_S/2\pi = 100$千赫兹，角度分箱宽度为 $2\pi/80$。

转变进入量子芝诺区

第三次也是最后一次转变发生在系统进入量子芝诺区时 [13, 25]。越过这一转变点后，测量诱导反作用会抑制而非加速初态向稳态的弛豫 [26–29]（图 2C、D）。此外，在转变点处，测量诱导的退相干会对系综动力学产生临界阻尼，使衰减振荡转变为量子比特极化的过阻尼衰减。这些变化源于量子比特密度矩阵 $\hat{\rho}(t)$ [30, 31], 的主方程中李乌维尔超算符 $\mathcal{L}$ 的一个例外点

$$\dot{\hat{\rho}} = \mathcal{L}\hat{\rho} = -i\left[\frac{\Omega_S}{2}\hat{\sigma}_y, \hat{\rho}(t)\right] + \alpha\mathcal{D}\left[|0\rangle\langle 0|\right]\hat{\rho}(t), \quad (2)$$

借助耗散子 $\mathcal{D}[\hat{L}](\hat{\rho}) = \hat{L}\hat{\rho}\hat{L}^\dagger - \frac{1}{2}\left\{\hat{L}^\dagger\hat{L}, \hat{\rho}\right\}$ 捕获由 $L = |0\rangle\langle 0|$产生的随机点击以及

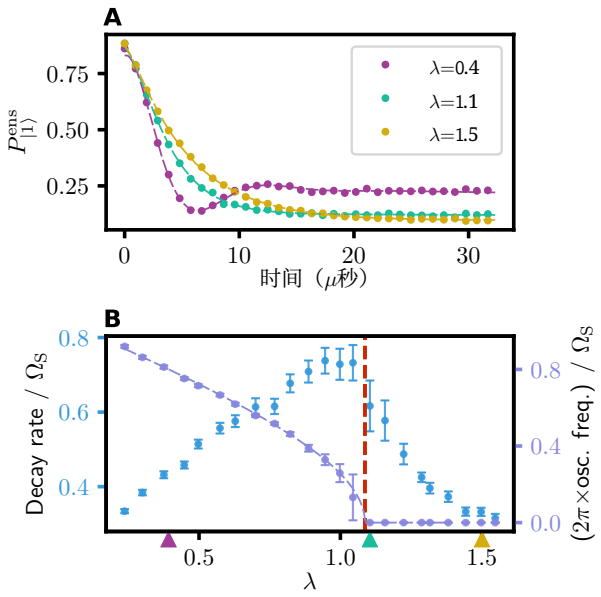


图5. **第三次跃迁中向稳态的弛豫**。在这次跃迁处，振荡衰减转变为过阻尼弛豫；超过这一点后，更强的测量会减慢弛豫，标志着进入量子芝诺区。**(A)** 所选 λ下的系综平均激发态概率 $P^{\mathrm{ens}}_{|1\rangle}$ 。每个数据点均为 3000 次实验运行的平均值。误差棒小于标记尺寸。虚线表示使用三个复指数函数之和进行的拟合。**(B)** 提取的弛豫率（蓝色）和振荡频率（紫色）随 λ的变化。误差棒表示1σ 置信区间。虚线是对振荡频率按预测行为进行的拟合（方法）。观测到的转变发生在 $\lambda_3^{\mathrm{obs}} = 1.09 \pm 0.01$ 处（红色虚线），低于理想值 $\lambda_3^{\mathrm{c}} = 2$，这是由于探测器处于激发态的等待时间有限。整个过程中，相干驱动为 $\Omega_S/2\pi = 100$千赫兹。

以及由 $\hat{L}^\dagger\hat{L}$ 产生的无点击反作用。

为探测这一转变，我们在不同的演化时间后进行量子态层析，且不以点击记录为条件（图5A）。当 λ较小时，衰减速率随 λ单调增大，而振荡频率则降低（图5 B）。然而，在观测到的转变点 $\lambda_3^{\mathrm{obs}} = 1.09 \pm 0.01$ （方法）处，动力学变为过阻尼，振荡消失。超过这一点后，继续增大 λ会减缓指数衰减，标志着系统完全进入量子芝诺区 [13]。由于一次点击与新轨迹开始之间，探测器的激发态存在有限等待时间 τ_B ，观测到的转变远低于理想预测值 $\lambda_3^{\mathrm{c}} = 2$ 。这一等待时间使动力学呈现部分非厄米特性，从而降低临界值（补充文本第6D节） [32]。

结论

从驱动主导的相干演化到测量主导行为的转变，并非表现为渐进的交叉区，而是呈现为一系列结构化的锐利动力学跃迁。通过获取完整的测量记录，我们得以逐一分辨这些跃迁，每个跃迁都揭示了受监测量子系统的一个独特特征，而系综平均会将这些特征掩盖。值得注意的是，退相干并未模糊这些跃迁，反而从根本上重组了动力学相图（图 6），颠倒了前两个临界点的顺序：退相位使态冻结阈值低于连续量子跃迁的起始点，而探测器的有限等待时间会降低量子芝诺动力学的起始阈值（补充文本第 6 节）。

这里揭示的结构指向一片更广阔的图景。研究预测，除了测量强度之外，观测在时间上的间隔也会驱动一系列相变——在遍历相、分形相和局域相之间转变 [33]。点击计数场 [25] 或轨迹分辨的熵产生 [34]，等额外探测手段，可能揭示更多结构，包括拓扑不同的相 [25, 35]。更广泛地说，测量诱导动力学的级联涌现应当不限于单量子比特情形，并对测量增强的纠缠生成 [36] 以及多体系统中的测量诱导相变 [37–40]产生影响。

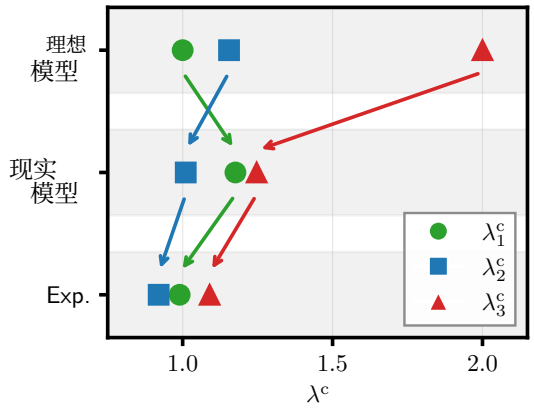


图 6. **跃迁位置汇总**。比较三个描述层次下的三种临界测量强度 $\lambda^c_{1,2,3}$：理想模型（$\lambda_1^c = 1$、 $\lambda_2^c = 2/\sqrt{3}$、$\lambda_3^c = 2$）、纳入退相干的现实模型（补充文本第 5 和第 6 节）（$\lambda_1^c = 1.18$、 $\lambda_2^c = 1.01$、$\lambda_3^c = 1.25$ $\lambda_1^{\mathrm{obs}} = 0.99$ ），以及实验观测（，$\lambda_2^{\mathrm{obs}} = 0.92$ $\lambda_3^{\mathrm{obs}} = 1.09$ ，）。值得注意的是，退相干颠倒了前两次转变的顺序（$\lambda_2^c < \lambda_1^c$），现实模型捕捉到了这一特征。剩余差异可能反映了校准和数据分析中的系统残差（补充文本第 7 节）。

致谢

我们感谢 Nissim Ofek 为实施实时层析实验所作的贡献，并感谢 Barak Dayan、Eran Sela 和 Kater Murch 对本文提出的意见。我们感谢以色列科学基金会（ISF）第 2166/25 号拨款提供的经费支持。本研究属于 HQI（www.hqi.fr）和 BACQ 倡议的一部分，并获得法国2030计划支持，资助来自法国国家研究署的 ANR-22-PNCQ-0002 和 ANR-22-QMET-0002（MetriQs-France）拨款。P.K. 感谢 IIT Jammu 启动基金第 SGT-100106 号的支持。Y.G. 获得德国研究联合会（DFG）SH 81/8-1 号拨款、美国国家科学基金会（NSF-2338819）以及双边科学基金会（BSF-2023666）的支持。S.R. 担任 Rabbi Dr. Roger Herst 职业发展讲席教授。

作者贡献

B.G. 和 D.G. 设计并开展了实验。B.G.、D.G. 和 N.N. 分析了数据并开展了数值模拟。L.M.J. 完成了器件制备。U.G. 和 S.H. 开发了实验所用代码。P.K.、A.R.、K.S. 和 Y.G. 发展了理论。B.G.、D.G.、N.N.、K.S.、A.R.、P.K.、Y.G. 和 S.R. 撰写了手稿，并吸收了所有作者的输入。Y.G.、F.L.、K.S. 和 S.R. 构思并指导了该项目。

附加信息

通信和材料请求应发送给 Serge Rosenblum。

利益冲突： 作者声明不存在利益冲突。

数据可用性： 支持本研究结果的数据可应要求从通讯作者处获取。

代码可用性：本研究数据分析相关代码可向通讯作者索取。

[1] Renninger, M. 无扰测量物体的测量。 *Zeitschrift für Physik* **158**，417–421（1960）。[2] Carmichael, H. J. 级联开放系统的量子轨迹理论。 *Physical Review Letters* **70**，2273–2276（1993）。[3] Mølmer, K.、Castin, Y. 和 Dalibard, J. 量子光学中的蒙特卡洛波函数方法。 *Journal of the Optical Society of America B* **10** 524 538 1993 ，–（）。

[4] Wiseman, H. M. 量子轨迹与量子测量理论。 *Quantum and Semiclassical Optics: Journal of the European Optical Society Part B* **8**，205 1996（）。[5] Dalibard, J.、Castin, Y. 和 Mølmer, K. 量子光学中耗散过程的波函数方法。 *Physical Review Letters* **68** 580 583 1992 ，–（）。

[6] Ashida, Y.、Gong, Z. 和 Ueda, M. 非厄米物理。 *Advances in Physics* **69**，249–435（2020）。[7] Bender, C. M. 理解非厄米哈密顿量。 *Reports on Progress in Physics* **70**，947–1018（2007）。[8] Hatridge, M. *et al.* 单次可变强度测量的量子反作用。 *Science* **339**，178–181（2013）。[9] Weber, S. J.、Murch, K. W.、Kimchi-Schwartz, M. E.、Roch, N. 和 Siddiqi, I. 超导量子比特的量子轨迹。 *Comptes Rendus Physique* **17**，766–777（2016）。[10] Murch, K. W.、Weber, S. J.、Macklin, C. 和 Siddiqi, I. 观测超导量子比特的单条量子轨迹。 *Nature* **502**，211–214（2013）。[11] Ficheux, Q.、Jezouin, S.、Leghtas, Z. 和 Huard, B. 同时监测其反作用时量子比特的动力学弛豫和退相位。 *Nature communications* **9**，1926（2018）。[12] Minev, Z. K. *et al.* 捕获并逆转飞行中的量子跃迁。 *Nature* **570**，200–204（2019）。[13] Snizhko, K., Kumar, P. & Romito, A. 量子芝诺效应分阶段出现。 *Physical Review Research* **2**，033512 2020（）。[14] Katz, N. *et al.* 通过部分坍缩测量实现超导量子比特中的相干态演化。 *Science* **312** 1498 1500 2006 ，–（）。[15] Peres, A. 量子理论中的芝诺悖论。 *American Journal of Physics* **48** 931 932 1980 ，–（）。[16] Misra, B. & Sudarshan, E. C. G. 量子理论中的芝诺悖论。 *Journal of Mathematical Physics* **18**，756 763 1976–（）。[17] Gambetta, J. *et al.* 电路量子电动力学中的量子轨迹方法：量子跃迁与量子芝诺效应。 *Physical Review A* **77** 012112 2008 ，（）。

[18] Hacohen-Gourgy, S., Garc´ıa-Pintos, L. P., Martin, L. S., Dressel, J. & Siddiqi, I. 利用量子芝诺效应进行非相干量子比特控制。 *Physical review letters* **120**，020505 2018（）。[19] Ruskov, R., Mizel, A. & Korotkov, A. N. 存在负结果弱测量时相位量子比特动力学的交叉区。 *Physical Review B* **75**，220501（2007）。[20] Naghiloo, M., Abbasi, M., Joglekar, Y. N. & Murch, K. W. 单个耗散量子比特中跨越例外点的量子态层析。 *Nature Physics* **15**，1232 1236 2019–（）。[21] Wu, Y. *et al.* 单自旋系统中宇称-时间对称性破缺的观测。 *Science* **364**，878–880（2019）。

[22] Ding, L. *et al.* 单个囚禁离子中PT对称例外点的实验测定。*Physical Review Letters* **126**, 083604（2021年）。[23] Dogra, S., Melnikov, A. A. & Paraoanu, G. S. 利用超导量子处理器模拟宇称-时间对称性破缺。*Communications Physics* **4** 26 2021 , （）。

[24] Wang, W.-C. *et al.* 单离子系统中PT对称量子相干性的观测。*Physical Review A* **103** 020201 2021 , L（）。[25] Li, F., Ren, J. & Sinitsyn, N. A. 量子芝诺效应：全计数统计与自旋噪声谱学中的拓扑相变。 *Europhysics Letters* **105**, 27001 2014（）。[26] Greenfield, S., Kamal, A., Dressel, J. & Levenson-Falk, E. 量子芝诺效应和反芝诺效应的统一图景（2025年）。ArXiv:2506.12679 [quant-ph]。[27] Kakuyanagi, K. *et al.* 超导磁通量子比特中量子芝诺效应的观测。*New Journal of Physics* **17** 063035 2015 , （）。

[28] Xiao, L. & Jones, J. A. 核磁共振量子芝诺效应类比。*Physics Letters A* **359**, 424–427（2006）。[29] Palacios-Laloy, A. *et al.* 利用弱测量对时间上的贝尔不等式进行实验检验。*Nature Physics* **6** 442 447 2010 , –（）。

[30] Minganti, F., Miranowicz, A., Chhajlany, R. W. & Nori, F. 非厄米哈密顿量和李维尔算符的量子例外点：量子跃迁的影响。*Physical Review A* **100**, 062131（2019）。[31] Dubey, V., Chetrite, R. & Dhar, A. 连续测量诱导的量子比特动力学中的量子重置。*Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* **56**, 154001 2023（）。[32] Minganti, F., Miranowicz, A., Chhajlany, R. W., Arkhipov, I. I. & Nori, F. 混合刘维尔形式主义：通过量子轨迹的后选择连接非厄米哈密顿量和刘维尔算符的例外点。*Physical Review A* **101**, 062112（2020）。[33] P¨opperl, P., Gornyi, I. V., Saakian, D. B. & Yevtushenko, O. M. 受监测量子比特中的局域化、分形性与遍历性。 *Physical Review Research* **6**, 013313（2024）。[34] Harrington, P. M., Tan, D., Naghiloo, M. & Murch, K. W. 刻画量子测量动力学中的统计时间箭头。*Physical Review Letters* **123** 020502 2019 , （）。

[35] Pavlov, A. I., Gefen, Y. & Shnirman, A. 量子跳跃动力学中的拓扑转变：隐藏的例外点。 *Physical Review B* **111**, 104301（2025年）。[36] Li, Z.-Z., Chen, W., Abbasi, M., Murch, K. W. & Wha-ley, K. B. 利用接近高阶例外点加速纠缠生成。*Physical Review Letters* **131** 100202 2023 , （）。

[37] Skinner, B., Ruhman, J. & Nahum, A. 测量诱导的纠缠动力学相变。 *Physical Review X* **9**, 031009（2019）。[38] Li, Y., Chen, X. & Fisher, M. P. A. 量子芝诺效应与多体纠缠转变。*Physical Review B* **98** 205136 2018 , （）。

[39] Szyniszewski, M., Romito, A. & Schomerus, H. 可变强度弱测量诱导的纠缠转变。 *Physical Review B* **100**, 064204（2019）。[40] Fisher, M. P. A., Khemani, V., Nahum, A. & Vijay, S. 随机量子电路。*Annual Review of Condensed Matter Physics* **14** 335 379 2023 , –（）。

[41] Mundada, P.、Zhang, G.、Hazard, T. 和 Houck, A. 可调耦合超导电路中的量子比特串扰抑制。 *Physical Review Applied* **12**, 054023（2019年）。[42] Slichter, D. H. *et al.* 电路量子电动力学强测量区间中的量子芝诺效应。*New Journal of Physics* **18**, 053031（2016年）。[43] Baum, L. E.、Petrie, T.、Soules, G. 和 Weiss, N. 马尔可夫链概率函数统计分析中的一种最大化技术。*The Annals of Mathematical Statistics* **41** 164 171 1970 , –（）。[44] Sarkar, T. K. 和 Pereira, O. 使用矩阵铅笔法估计复指数函数之和的参数。*IEEE Antennas and Propagation Magazine* **37** 48 55 1995 , –（）。[45] Blais, A.、Grimsmo, A. L.、Girvin, S. M. 和 Wallraff, A. 电路量子电动力学。*Reviews of Modern Physics* **93** 025005 2021 , （）。

[46] Sank, D. *et al.* 超导量子比特色散读出的系统表征。*Physical Review Applied* **23** 024055 2025 , （）。

[47] Yuzhelevski, Y.、Yuzhelevski, M. 和 Jung, G. 时域随机电报噪声分析。*Review of Scientific Instruments* **71** 1681 1688 2000 , –（）。

[48] Welters, A. 约当块谱扰动分析中的显式递归公式。*SIAM Journal on Matrix Analysis and Applications* **32** 1 22 2011 , –（）。

材料与方法

实验装置。我们的器件由两个固定频率跨蒙特量子比特组成，二者置于一个三维超导读出腔中 [12]。系统量子比特（即“暗”量子比特）垂直于腔基模的场方向，因此产生较弱的色散频移 $\chi_{\mathrm{S}}/2\pi = 0.27\mathrm{MHz}$。相比之下，探测器量子比特（即“亮”量子比特）与场方向平行，和腔的耦合强度高出一个数量级（$\chi_{\mathrm{B}}/2\pi = 5.1\mathrm{MHz}$）。由于两个量子比特之间的非线性相互作用 [41],，双激发态 $|e_{\mathrm{S}},\ e_{\mathrm{B}}\rangle$ 发生了 $\chi_{\mathrm{SB}}/2\pi = 36\mathrm{MHz}$ 的频移，因而无法到达，最终形成一个有效的 V形三能级系统：基态 $|0\rangle \equiv |g_{\mathrm{S}},\ g_{\mathrm{B}}\rangle$、暗激发态 $|1\rangle \equiv |e_{\mathrm{S}},\ g_{\mathrm{B}}\rangle$（系统量子比特激发）以及亮激发态 $|\mathrm{B}\rangle \equiv |g_{\mathrm{S}},\ e_{\mathrm{B}}\rangle$（探测器量子比特激发）。

在 $\omega = \omega_{\mathrm{R}} - \chi_{\mathrm{B}}$ 处施加读出音调，并令 ω_{R} 为读出腔频率，我们以速率 $\Gamma \propto \bar{n}_{\mathrm{B}}$ 监测 $|\mathrm{B}\rangle$ 中的布居，其中 $\bar{n}_{\mathrm{B}}$ 为由读出音调振幅 Ω_{R} 设定的平均读出光子数。由于色散频移存在很大的不对称性，我们能够快速进行单次读出，在积分时间 $T_{\mathrm{int}} = 320\ \mathrm{ns}$ 内以超过 95% 的保真度区分 $|\mathrm{B}\rangle$ 与 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$。振幅为 $\Omega_{\mathrm{B}} \ll \Gamma$ 的弱共振驱动会引发从 $|0\rangle$ 到 $|\mathrm{B}\rangle$ 的跃迁，并以速率 $\alpha \propto \Omega_{\mathrm{B}}^2/\Gamma$ [42] 产生探测器“点击”。为调节 λ，我们调整 Ω_{B}，同时保持系统驱动 Ω_{S} 和读出音调 Ω_{R} 不变。有关实验装置的更多详情，请参见补充文本第 1 和第 2 节。

测量速率的校准 α。点击率 α 定义为量子比特处于 $|0\rangle$（$\Omega_{\mathrm{S}} = 0$）期间、在跃迁至探测器的激发态 $|\mathrm{B}\rangle$并产生探测器点击之前的平均等待时间的倒数。我们通过对探测器点击记录进行隐马尔可夫模型（HMM）分析来确定 α。在此方法中，我们使用 Baum–Welch算法 [43]，根据观测到的点击序列推断从 $|0\rangle$ 到 $|\mathrm{B}\rangle$ 的底层跃迁速率 α。这一独立校准的速率通过关系式 $\lambda = \alpha/(2\Omega_{\mathrm{S}})$ 确定无量纲测量强度。除测量速率外，隐马尔可夫模型分析还提供 $|\mathrm{B}\rangle$中的等待时间 τ_{B}。更多详情见补充文本第3节。

量子态层析。实验运行结束时进行的量子态层析，要么在预设时长后进行，要么以检测到特定点击模式为条件进行。关闭全部三个驱动后，首先进行一次投影测量，以确认系统不处于探测态 $|\mathrm{B}\rangle$。在确认系统处于量子比特流形 $\{|0\rangle, |1\rangle\}$内后，一组经过校准的泡利操作将系统流形的 X、Y 或 Z 极化映射到探测流形 $\{|0\rangle, |\mathrm{B}\rangle\}$。随后进行第二次投影测量，从而重构系统的密度矩阵。

构建角驻留时间直方图。为重建角驻留时间分布 $\tau_\theta(\theta)$，我们使用两个测量量：首次点击的时间概率密度 $\rho(t)$ 和瞬时点击率 $r(t) = -\left[dP_{(0)}(t)/dt\right]/P^{(0)}(t)$，其中 $P_{(0)}(t)$ 是截至时间 t 的无点击概率。利用通过量子态层析获得的角向无点击演化 $\theta(t)$，可将这些量转换为相应的角度量$\rho(\theta)$ 和 $r(\theta)$。随后计算时间间隔 $[\theta, \theta + \Delta\theta)$ 内每单位角度的平均停留时间：

$$\tau_\theta(\theta) = \frac{\rho(\theta)}{r(\theta)},$$

详见补充文本第 4 节。

由于禁区边界可能任意接近分箱边缘，我们采用确定性规则以避免数值伪影。对于图 4 中的每个 λ，我们使用同一组数据计算两个直方图：一个采用起始于 $-\pi$ 的网格，另一个采用偏移半个分箱宽度的网格。随后，我们选择在窗口 $\left(-\frac{\pi}{2},\ 0\right)$ 内产生较大单箱停留时间的网格；预计发散会出现在该窗口内。对于 $\lambda \le \lambda_2^{\mathrm{c}}$，网格选择没有明显影响；而对于 $\lambda > \lambda_2^{\mathrm{c}}$，它能保留 θ_+ 处发散的可见性。

提取观测到的跃迁位置 $\lambda^{\mathbf{obs}}$。为提取 λ_1^{obs}，我们分析 $P^{(0)}(t)$ 的动力学，它由三个复指数函数之和描述，分别对应拉普拉斯域中的三个极点（补充文本第 6 节 A）。使用矩阵铅笔法 [44],，我们估算这些极点并追踪 e_1、e_2，它们在转变发生前构成一对共轭复数。转变发生时，这一对共轭复数合并并分裂为两个不同的实数值。我们通过拟合转变附近的极点分裂 $\Delta e_{12} = (e_1 - e_2)/2$ 来提取 λ_1^{obs}，拟合所用的函数形式为

$$\Delta e_{12} = a(\lambda - \lambda_1^{\mathrm{obs}})^{0.5} + b(\lambda - \lambda_1^{\mathrm{obs}})^{1.5}, \tag{S1}$$

该函数形式根据例外点特有的平方根奇点推导得出（补充文本第 7 节）。不确定性通过残差自助法估算。

为提取 λ_2^{obs}，我们分析　　图 4 中的角驻留时间数据。数据拟合到

角驻留时间解析形式的分箱版本（补充文本第 4 节）：

$$\tau_\theta(\theta \mid A, \theta_+, \xi) = \begin{cases} \dfrac{A\,(\tan\frac{\theta}{2} - \tan\frac{\theta_+}{2})^{\xi}}{\cos^4\frac{\theta}{2}\,(\tan\frac{\theta}{2} - \cot\frac{\theta_+}{2})^{\xi+4}} & \theta_+ \le \theta \le 0, \\ 0 & \text{otherwise}, \end{cases} \tag{S2}$$

with

$$\xi = (\lambda/\sqrt{\lambda^2 - 1}) - 2. \tag{S3}$$

对于 $\xi > 0$, τ_θ 在 $\theta \to \theta_+$时随 $[\theta - \theta_+]^\xi$ 趋于零，而对于 $-1 < \xi < 0$ 则发散。我们在第一个非零分箱附近（约为 θ_+）拟合此表达式，并将 θ_+、 ξ和缩放参数 A视为独立参数。随后，我们将 $\xi(\lambda)$ 拟合到方程 (S3)，仅允许进行水平平移。转变点由 $\xi(\lambda_2^{\mathrm{obs}}) = 0$确定。更多详情及完整扫描拟合结果见补充文本第 7 节。

为提取 λ_3^{obs}，我们将用于 λ_1^{obs} 的相同基于极点的程序应用于图5A所示的系综平均激发态概率 $P^{\mathrm{ens}}_{|1\rangle}$。尽管 $P_{\mathrm{ens}|1\rangle}$ 可表示为四个复指数函数之和（补充文本第6D节），但数值分析表明，一个特征模的衰减速度快于积分时间 T_{int} 所设定的时间分辨率，因此无法分辨。矩阵铅笔模型阶数选择确认，在相关的 λ 范围内存在三个可分辨极点。共轭对中的两个极点 e_1 和 e_2 之差按照方程（S1）中的函数形式进行拟合，并以 λ_3^{obs} 替换 λ_1^{obs}。详情请参阅补充文本第7节。

补充文本

补充材料 1：实验系统

该器件由两个固定频率跨蒙特量子比特组成，置于三维超导读出腔 [12] 中。芯片采用电子束光刻工艺，在厚度为430 μm的蓝宝石衬底上制作而成。铝经过两次相互正交的蒸镀，并在两次蒸镀之间进行原位氧化，以形成曼哈顿式 Al/AlO$_x$/Al 隧道结。芯片置于矩形 1060 铝腔中（图 S1A），其基模用作读出共振。腔体两半经刻蚀后用铟线密封，以提高内品质因数。两个跨蒙特量子比特的取向经过设计，使其与读出模式之间形成强烈不对称的色散耦合：探测器（“亮”）量子比特平行于腔场排列，使色散耦合最大化（$\chi_{\mathrm{B}}/2\pi = 5.1\,\mathrm{MHz}$）。这使得探测器激发态 $|\mathrm{B}\rangle$能够快速、高保真度地读出。系统（“暗”）量子比特则垂直于腔场排列，从而大幅抑制其色散耦合（$\chi_{\mathrm{S}}/2\pi = 0.27$ MHz）。这可最大限度地减少系统量子比特的测量诱导的退相位。

两个量子比特之间的非线性相互作用使双激发态发生频移 $|e_{\mathrm{S}},\ e_{\mathrm{B}}\rangle$ 频移量为 $\chi_{\mathrm{SB}}/2\pi = 36\mathrm{MHz}$，因此在共振驱动下无法到达该态。这留下了一个有效的 V 形三能级系统（图 S1B）。

腔由层层嵌套的 Amumetal 和无氧高导电铜屏蔽罩包围，以实现磁屏蔽与热隔离；腔安装在稀释制冷机的混合室级上，基底温度为 $\sim 10\mathrm{mK}$。完整的接线图见图 S9。

补充材料 2：系统参数

完整的哈密　　描述两个跨蒙特量子比特和读出腔（在无驱动情况下）的ltonian为：

$$\begin{aligned}\hat{H}_{\mathrm{full}}/\hbar =& \omega_{\mathrm{B}}\hat{b}^\dagger\hat{b} - \frac{K_{\mathrm{B}}}{2}\hat{b}^{\dagger 2}\hat{b}^2 + \omega_{\mathrm{S}}\hat{s}^\dagger\hat{s} - \frac{K_{\mathrm{S}}}{2}\hat{s}^{\dagger 2}\hat{s}^2 \\ & - \chi_{\mathrm{SB}}\hat{b}^\dagger\hat{b}\,\hat{s}^\dagger\hat{s} + \left(\omega_{\mathrm{R}} - \chi_{\mathrm{B}}\hat{b}^\dagger\hat{b} - \chi_{\mathrm{S}}\hat{s}^\dagger\hat{s}\right)\hat{r}^\dagger\hat{r},\end{aligned} \tag{S4}$$

其中 $\hat{b}$、$\hat{s}$ 和 $\hat{r}$ 分别是探测器 transmon、系统 transmon 和读出腔模式的湮灭算符。该哈密顿量的参数及相关相干特性详见表 S1。

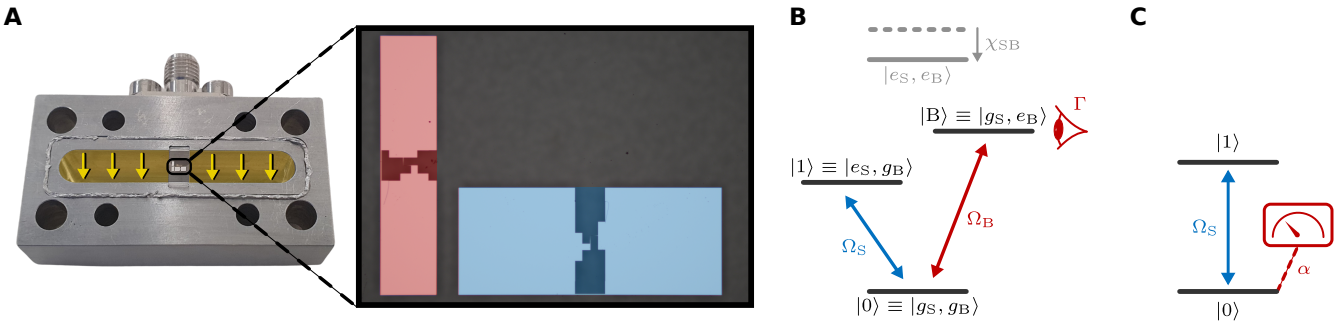


图 S1. **具有可调监测强度的量子比特的实验实现。(A)** 安装在矩形三维超导腔内的双跨蒙特量子比特芯片。在放大视图中，探测器（“亮”）跨蒙特量子比特（红色）与腔场线（黄色箭头）对齐，以确保强色散耦合。系统（“暗”）跨蒙特量子比特（蓝色）垂直于场取向，从而强烈抑制其与读出模式的色散耦合。**(B)** 能级图显示共享基态 $|0\rangle$ 以及两个单激发态 $|1\rangle$ 和 $|\mathrm{B}\rangle$，构成V型结构。高激发态（例如以灰色显示的双激发态）位于工作流形之外。振幅为Ω_{B} 的共振驱动将 $|0\rangle$ 耦合到 $|\mathrm{B}\rangle$，其布居通过读出腔以速率 Γ 被连续监测。**(C)** 该配置有效实现了一个二能级系统，其基态由具有可调测量强度 $\alpha \propto \Omega_{\mathrm{B}}^2/\Gamma$的点击探测器连续监测。

参数	描述	值
ω_{S}	系统量子比特共振频率	$2\pi \times 5.393$GHz
K_{S}	系统量子比特非谐性	$2\pi \times 146$MHz
T_{S}^{1}	系统量子比特寿命	$93\,\mu$s
T_{S}^{2}	系统量子比特相干时间	$23\,\mu$s
χ_{S}	系统量子比特-腔色散位移	$2\pi \times 0.27$MHz
$n_{\mathrm{S}}^{\mathrm{th}}$	系统量子比特平均热布居	3.5%
ω_{B}	探测器量子比特共振频率	$2\pi \times 6.265$GHz
K_{B}	探测器量子比特非谐性	$2\pi \times 185$MHz
T_{B}^{1}	探测器量子比特寿命（$\Omega_{\mathrm{B}} = 0$）	$5\,\mu$s
τ_{B}	探测器态等待时间（$\Omega_{\mathrm{B}} \neq 0$）	$4\,\mu$s
T_{B}^{2}	探测器量子比特相干时间	$8\,\mu$s
χ_{B}	探测器量子比特-腔色散位移	$2\pi \times 5.1$MHz
$n_{\mathrm{B}}^{\mathrm{th}}$	探测器量子比特平均热布居	0.5%
χ_{SB}	系统量子比特-探测器量子比特色散位移	$2\pi \times 36$MHz
ω_{R}	读出腔共振频率	$2\pi \times 8.094$GHz
κ_{R}	读出腔线宽	$2\pi \times 3.6$MHz

表 S1. 系统参数及其对应数值，参见方程 (S4)。所列相干时间是在存在读出腔驱动的情况下测得的，T_{B}^{2} 除外。

SM 3：测量方案

本节介绍如何对量子比特进行连续监测，并从记录的数据中提取测量速率 α。

A. 驱动配置

实验期间同时施加了三个微波驱动（表 S2）：

驱动	描述	频率	受控参数
Ω_{S}	系统量子比特驱动	ω_{S}	Ω_{S}
Ω_{B}	探测器量子比特驱动	ω_{B}	α
Ω_{R}	读出腔驱动	$\omega_{\mathrm{R}} - \chi_{\mathrm{B}}$	α

表 S2. 本研究中使用的驱动。通过改变 Ω_{B} 来调节无量纲测量强度 λ，而 Ω_{S} 和 Ω_{R} 保持不变。

系统驱动 Ω_{S} 在 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$之间诱发拉比振荡。探测器驱动 Ω_{B} 将 $|0\rangle$ 耦合到亮态 $|\mathrm{B}\rangle$，而读出驱动 Ω_{R} 则可连续监测 $|\mathrm{B}\rangle$ 布居。

为最大限度提高对 $|\mathrm{B}\rangle$ 的探测保真度，同时尽可能减小系统流形 $\{|0\rangle, |1\rangle\}$中的退相干，我们以频率 $\omega_{\mathrm{R}} - \chi_{\mathrm{B}}$驱动读出；只有当系统处于 $|\mathrm{B}\rangle$时，该频率才与腔共振。由此产生的 $|\mathrm{B}\rangle$ 布居监测速率为 [45]

$$\Gamma = \frac{\kappa_{\mathrm{R}} \left(\chi_{\mathrm{B}}/2\right)^2 \bar{n}_{\mathrm{B}}}{2(\chi_{\mathrm{B}}/2)^2 + (\kappa_{\mathrm{R}}/2)^2}, \tag{S5}$$

其中，κ_{R} 为读出线宽，$\bar{n}_{\mathrm{B}} \propto |\Omega_{\mathrm{R}}|^2$ 为腔内平均光子数。我们提取 $\bar{n}_{\mathrm{B}} \approx 12$ using 校准 p参考文献中的程序。[46].

测量速率 α 同时取决于 Ω_{B} 和 Γ。下文最后一个小节将介绍如何从实验数据中提取 α。

B. 连续监测协议

读出信号按连续时间区间积分，每个时长为 T_{int}，并为每个时间间隔生成一个积分电压值。这些值聚集成两个间隔明显的峰：“点击”（系统处于 $|\mathrm{B}\rangle$）和“未点击”（系统处于

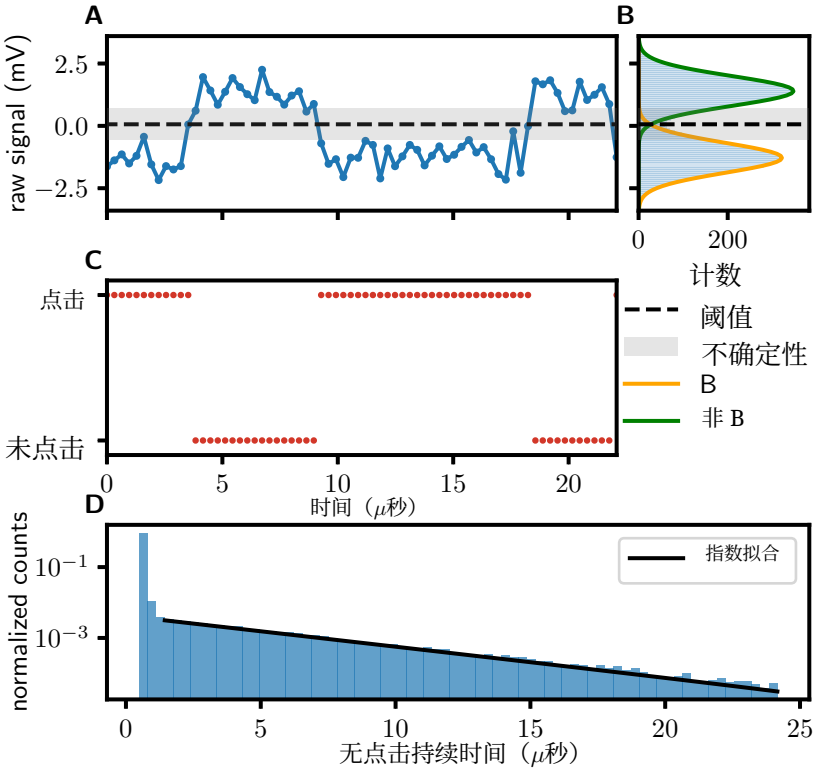


图 S2。**点击记录提取。（A）**原始积分测量信号随时间的变化。**（B）**测量结果直方图，采用两个高斯分布之和进行拟合，典型假阴性/假阳性概率为 $p_{\mathrm{FP}} = p_{\mathrm{FN}} = 4\%$。虚线表示判别阈值；灰色带标示用于施密特触发器滤波的不确定区域。**（C）**得到的二元点击记录。**（D）**$\Omega_{\mathrm{S}} = 0$下的无点击持续时间分布，显示出速率为 α 的指数衰减（黑线）。前几个区间中的额外计数（拟合时排除）源于假阴性：当系统处于 $|\mathrm{B}\rangle$ 时漏检点击，从而产生虚假的短时无点击时间间隔。

$|0\rangle$ 或 $|1\rangle$）。我们用两个高斯分布之和拟合直方图，并将判别阈值设在它们的交点处（图 S2A,B）。为抑制噪声导致的误判，我们使用施密特触发器 [47]：任何落在阈值附近不确定窗口内的测量，均保留先前的状态判定。由此得到二元点击记录（图 S2C）。

C. 点击的定义

在文献 [13], 的理想二能级模型中，点击对应于瞬时投影到 $|0\rangle$。在我们的三能级系统中，一次点击涉及三个连续过程：（i）探测器驱动 Ω_{B} 诱导从 $|0\rangle$到 $|\mathrm{B}\rangle$的激发；（ii）读出将状态投影到 $|\mathrm{B}\rangle$；（iii）系统以弛豫时间 τ_{B}弛豫回到 $|0\rangle$。因此，在实验中，“点击”指示测量结果表明探测到系统处于 $|\mathrm{B}\rangle$。其净效应是投影到 $|0\rangle$，与理想模型相同，但存在有限的平均延迟 τ_{B}。这一延迟对动力学的影响将在第 5 节中分析。

D. 测量速率的提取 α

根据点击记录，我们计算无点击持续时间的直方图——即系统在发生点击之前停留在$|0\rangle$–$|1\rangle$ 流形内的时间。在系统驱动关闭（$\Omega_{\mathrm{S}} = 0$）且系统初始化于 $|0\rangle$时，这些分布以速率 $\alpha(\Omega_{\mathrm{B}})$呈指数衰减，与泊松过程一致（图 S2D）。虽然拟合该衰减可给出 α的初步估计，但该方法对误判较为敏感。为获得准确数值，我们使用三态隐马尔可夫模型（HMM） [43] 分析点击记录，该模型考虑了误判和有限的探测保真度。该隐马尔可夫模型由转移矩阵$\mathbf{T}$ 和发射矩阵$\mathbf{E}$定义。转移矩阵

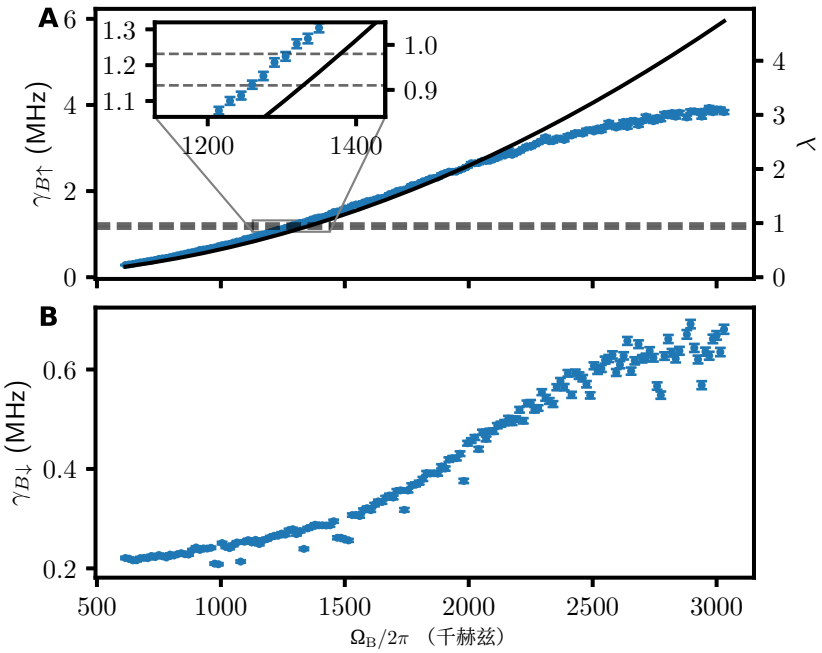


图 S3. **通过隐马尔可夫模型分析提取测量参数。（A）**测量速率 $\alpha = \gamma_{B\uparrow}$ 随探测器驱动幅度 Ω_B的变化。测量速率起初遵循预期的二次标度（黑色实线），但在高驱动强度下（$\lambda \gtrsim 2$）出现饱和。灰色虚线表示观测到的跃迁值 $\lambda_1^{obs} = 0.99$ 和 $\lambda_2^{obs} = 0.92$。插图：动力学跃迁附近区域的放大图。**（B）**衰减速率 $\gamma_{B\downarrow} = \tau^{-1}{}_B$ 随 Ω_B的变化。由于读出光子引起的斯塔克位移，$\gamma_{B\downarrow}$ 受驱动的影响较小。误差棒表示 1σ 置信区间。

编码了在一个时间步长 dt内从状态 $|i\rangle$转移到状态 $|j\rangle$ 的概率 p_{ij}。在我们的系统中，转变发生在 $|0\rangle$ 与 $|B\rangle$ 之间以及 $|0\rangle$与 $|1\rangle$ 之间，但不会直接发生在 $|B\rangle$与 $|1\rangle$之间。因此该矩阵具有如下形式：

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} 1 - p_{0B} - p_{01} & p_{0B} & p_{01} \\ p_{B0} & 1 - p_{B0} & 0 \\ p_{10} & 0 & 1 - p_{10} \end{pmatrix}, \tag{S6}$$

其中，行和列按 $|0\rangle$、$|B\rangle$、$|1\rangle$ 的顺序排列。这些概率与底层速率之间的关系为

$$(p_{0E}, p_{E0}) = \left(\frac{\gamma_{E\uparrow}}{\Gamma_E}\left(1 - e^{-\Gamma_E dt}\right), \frac{\gamma_{E\downarrow}}{\Gamma_E}\left(1 - e^{-\Gamma_E dt}\right) \right), \quad \Gamma_E = \gamma_{E\uparrow} + \gamma_{E\downarrow},$$

对于 $E \in \{B\ 1\}$，其中 $\gamma_{E\uparrow}$ 和 $\gamma_{E\downarrow}$ 分别为 $|0\rangle$ 与 $|E\rangle$之间的激发率和弛豫率。这些量与本文其他部分使用的参数之间的关系如下：测量速率为 $\alpha = \gamma_{B\uparrow}$，$|B\rangle$中的等待时间倒数为 $\tau^{-1}{}_B = \gamma_{B\downarrow}$，量子比特弛豫速率为 $(T^1{}_S)^{-1} = \gamma_{1\downarrow}$。

发射矩阵对在给定隐藏状态下观察到各结果（点击或未点击）的概率进行编码。只有 $|B\rangle$ 应该产生点击，而 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$都应该产生未点击结果。探测误差会改变这些理想概率：假阳性（概率 p_{FP}）会在系统不处于 $|B\rangle$时记录到一次点击，而假阴性（概率 p_{FN}）则会在系统处于 $|B\rangle$时漏掉一次点击。因此，发射矩阵为

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} 1 - p_{FP} & p_{FP} \\ p_{FN} & 1 - p_{FN} \\ 1 - p_{FP} & p_{FP} \end{pmatrix}, \tag{S7}$$

列的顺序为未点击、点击。第一行和第三行完全相同，反映出探测器无法区分 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$。

我们使用 Baum-Welch算法 [43] 来寻找使观测到的点击记录似然最大的参数。$\gamma_{1\uparrow}$ 和 $\gamma_{1\downarrow}$ 的初始猜测值来自独立的 T_1 和热布居测量，而 [43] 的初始猜测值则来自

$\gamma_{B\uparrow}$ 和 $\gamma_{B\downarrow}$ 来自对点击/未点击时间间隔的指数拟合， p_{FP} 和 p_{FN} 则来自读出直方图中的高斯分离。我们从优化后的转移矩阵中提取 α 和 τ_B，并将它们用于所有数值模拟（补充文本第 5 和第 8 节）。

图 S3 显示了提取的速率随探测器驱动幅度 Ω_B 的变化。测量速率 α 随 Ω_B 近似呈二次增长，与预期的标度关系 $\alpha \propto \Omega_B^2/\Gamma$ 一致。相比之下，等待时间 τ_B 在整个驱动幅度范围内的变化较小。这是因为，当系统达到 $|B\rangle$ 时，读出光子会引起斯塔克位移，使探测器量子比特跃迁失谐。相反， τ_B 主要由探测器量子比特的本征寿命 $T_B^1 \approx 5\,\mu s$ 决定。在发生动力学跃迁的 Ω_B 范围内，我们发现 $\tau_B \approx 4\,\mu s$（补充表 S1）。

补充材料 4：受监测量子比特动力学的理想模型概述

本节回顾文献 [13]，中提出的受监测量子比特动力学理想模型，并调整符号和推导过程以使其更清晰。

A. 受监测量子比特的无点击动力学

我们考虑一个由相干驱动、哈密顿量为

$$\hat{H}_d/\hbar = \frac{\Omega_S}{2}\hat{\sigma}_y. \tag{S8}$$

量子比特基态 $|0\rangle$ 受到一系列部分测量的监测，测量之间的时间间隔为 $dt \ll \Omega^{-1}$ s 。每次测量的结果要么是点击，要么是未点击，分别对应克劳斯算符

$$\hat{M}_{\text{click}} = \sqrt{p}\,|0\rangle\langle 0|, \qquad \hat{M}_{\text{no-click}} = |1\rangle\langle 1| + \sqrt{1-p}\,|0\rangle\langle 0|, \tag{S9}$$

其中 $p \in [0,1]$ 是每个时间间隔内的测量强度。在极限 $dt \to 0$下，我们保持有效测量速率$\alpha \equiv \frac{p}{dt}$ 不变，因此每个时间步长内 $p = \alpha\, dt \ll 1$ 。此时，无量纲测量强度为 $\lambda = \alpha/(2\Omega_S)$。

将 $\hat{M}_{\text{no-click}}$ 按 p 展开至一阶，并与幺正演化 $\hat{U} \approx \mathbb{I} - i\frac{\Omega_S}{2}\hat{\sigma}_y\, dt$合并后，无点击演化具有如下形式 $\hat{M}_{\text{no-click}}\hat{U} \approx \mathbb{I} - \frac{i}{\hbar}\hat{H}_{\text{eff}}\, dt$，由此得到方程 (1) 中的有效非厄米哈密顿量：

$$\hat{H}_{\text{eff}}/\hbar = \frac{\Omega_S}{2}\left(\hat{\sigma}_y - 2i\lambda\,|0\rangle\langle 0|\right). \tag{S10}$$

由于动力学受限于 XZ平面，量子比特态完全由其布洛赫矢量 $|\psi[\theta(t)]\rangle = \cos\left(\frac{\theta(t)}{2}\right)|1\rangle + \sin\left(\frac{\theta(t)}{2}\right)|0\rangle$的极角 $\theta(t)$确定。注意， $\theta = 0$对应激发态 $|1\rangle$，而$\theta = \pi$ 对应基态 $|0\rangle$，这与参考文献 [13]中的约定相反。合并后的演化给出如下运动方程：

$$\theta(t+dt) = \begin{cases} \theta(t) - \Omega_S\left[1 + \lambda\sin\theta(t)\right]dt & \text{no-click} \\ \pi & \text{click,} \end{cases} \tag{S11}$$

其中每个时间间隔内的点击概率为

$$\begin{aligned} p_{\text{click}}(\theta) &= \alpha dt\, \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ &\equiv r(\theta)\, dt, \end{aligned} \tag{S12}$$

其中 $r(\theta)$ 为瞬时点击率。

无点击动力学取决于 λ：对于 $\lambda < 1$，角速度始终为负，驱动 $\theta(t)$ 沿布洛赫球逆时针旋转。对于 $\lambda > 1$，会出现两个不动点， $\theta_\pm = 2\arctan\left(-\lambda \pm \sqrt{\lambda^2 - 1}\right)$，此处角速度为零。在此区域内， $\theta_- < \theta < \theta_+$ 的角速度为正，这反映了相干驱动与测量反作用之间的竞争。因此，范围 $\theta \in (-\pi,\ \theta_+)$ 构成一个 禁阻

区域 在无点击演化下不可达。对于初始条件 $\theta(0) = \pi$ （即基态 $|0\rangle$），方程(S11)的解为

$$\tan\frac{\theta(t)}{2} = \frac{\sqrt{1-\lambda^2}}{\tan\left(\frac{1}{2}\Omega_{\mathrm{S}}t\sqrt{1-\lambda^2}\right)} - \lambda. \tag{S13}$$

对于 $\lambda < 1$，这描述了周期演化；而对于 $\lambda > 1$，量子比特从 $\theta = \pi$ 处的 $t = 0$ 演化到 $\theta = \theta_+$处的 $t = \infty$ —— 即连续量子跃迁。两个机制之间的转变名义上发生在 $\lambda_1^{\mathrm{c}} = 1$，在图 3A–B 中清晰可见。

B. 点击记录统计特性

现在我们来讨论未点击概率 $P^{(0)}(t)$，它定义为截至时间 t仍未发生点击的概率。其演化由下式支配:

$$\frac{dP^{(0)}(t)}{dt} = -r\left(\theta(t)\right)\, P^{(0)}(t), \tag{S14}$$

其中， $-dP^{(0)}(t)/dt$ 对应于在时间 t记录到首次点击的概率密度，或者等价地说，无点击持续时间的分布。

将方程（S12）与方程（S13）中的轨迹 $\theta(t)$结合，可得:

$$P^{(0)}(t) = e^{-\lambda\Omega_{\mathrm{S}}t}\frac{-1+\lambda^2\cos\left(\Omega_{\mathrm{S}}t\sqrt{1-\lambda^2}\right)+\lambda\sqrt{1-\lambda^2}\sin\left(\Omega_{\mathrm{S}}t\sqrt{1-\lambda^2}\right)}{\lambda^2-1}. \tag{S15}$$

因此，无点击持续时间的分布为:

$$-\frac{dP^{(0)}(t)}{dt} = \lambda\Omega_{\mathrm{S}}e^{-\lambda\Omega_{\mathrm{S}}t}\frac{-1+\left(2\lambda^2-1\right)\cos\left(\Omega_{\mathrm{S}}t\sqrt{1-\lambda^2}\right)+2\lambda\sqrt{1-\lambda^2}\sin\left(\Omega_{\mathrm{S}}t\sqrt{1-\lambda^2}\right)}{\lambda^2-1}. \tag{S16}$$

对于 $\lambda < 1$，无点击持续时间分布呈现振荡，与周期性的无点击动力学相符：由于 $r = \alpha^2$ (方程 (S)) $\theta(\theta/2)$ $\sin$ 12 $\theta = \pi$ $\theta = 0$ $\lambda > 1$，点击聚集在 附近，并在 附近受到抑制。对于 ，振荡消失，无点击持续时间分布呈指数衰减，参见图 3C。 $P^{(0)}(t)$ 呈现相同的状态（ $\lambda < 1$ 时振荡， $\lambda > 1$时不振荡），因此适合作为识别第一次转变位置的可观测量，参见图 S5。

C. 角分布

第二次转变 在文献 [13] 中通过稳态角概率密度 $P_\infty(\theta$ 来表征):

$$P_\infty(\theta) = \begin{cases} \frac{\lambda}{(1+\lambda\sin\theta)^2}\left(\frac{\tan\frac{\theta}{2}-\tan\frac{\theta_+}{2}}{\tan\frac{\theta}{2}-\cot\frac{\theta_+}{2}}\right)^{\frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2-1}}} & \text{for } \theta\in(\theta_+,\pi] \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \tag{S17}$$

对于 $\lambda > 2/\sqrt{3}$，该表达式在 θ_+ 处发散，表明系统在 θ_+ 附近停留的时间较长。

在这里，我们改用角向停留时间密度 $\tau_\theta(\theta)$ 来表征第二次转变。考虑一个初始状态为 $\theta = \pi$ 的系统。我们定义时间 $T_{\Delta\theta}(\theta)$ 在发生一次点击之前处于时间间隔 $[\theta, \theta + \Delta\theta)$ 内的期望值 $\mathbb{E}[T_{\Delta\theta}(\theta)]$ 。停留时间密度为

$$\tau_\theta(\theta) \equiv \lim_{\Delta\theta\to 0}\frac{\mathbb{E}\left[T_{\Delta\theta}(\theta)\right]}{\Delta\theta}. \tag{S18}$$

由于点击会将系统重置到 $\theta = \pi$，因此预期 $P_\infty(\theta) \propto \tau_\theta(\theta)$。这反映了这样一个事实：经过无限演化时长后，在 θ 附近找到系统状态的概率密度，与系统在该区域内停留的时间成正比。下文的公式（S24）证实了这一点。

期望值 $\mathbb{E}[T_{\Delta\theta}(\theta)]$ 可按如下方式计算。对于较小的 $\Delta\theta$，且在没有点击的条件下，在时间间隔 $[\theta, \theta+\Delta\theta)$ 内停留的时间就是穿越时间 $T_{\Delta\theta}(\theta) = \Delta\theta/|\dot{\theta}|$，其中角速度满足 $\dot{\theta}(\theta) < 0$，参见方程（S11）。然而，从 $\theta = \pi$ 出发时，系统并不总能到达该时间间隔：点击可能会中断其轨迹，此时 $T_{\Delta\theta}(\theta) = 0$。到达 θ 的概率为 $P_{(0)}(\theta) \equiv P^{(0)}(t(\theta))$，其中 $t(\theta)$ 是无点击演化下到达 θ 所需的时间。因此，系统平均在该时间间隔内停留 $\mathbb{E}[T_{\Delta\theta}(\theta)] = P^{(0)}(\theta)\Delta\theta/|\dot{\theta}|$。代入方程（S18）可得

$$\tau_\theta(\theta) = \frac{P^{(0)}(\theta)}{|\dot{\theta}|}. \tag{S19}$$

停留时间也可以用角首次点击密度 $\rho(\theta)$ 表示，该密度定义为系统到达 θ 时首次发生点击的概率密度：

$$\rho(\theta) \equiv \frac{dP^{(0)}(\theta)}{d\theta} = -\frac{dP^{(0)}(t)}{dt}\frac{1}{|\dot{\theta}|}. \tag{S20}$$

利用方程 (S14)，我们得到

$$\rho(\theta) = r(\theta)\frac{P^{(0)}(\theta)}{|\dot{\theta}|}, \tag{S21}$$

由此可得

$$\tau_\theta(\theta) = \frac{P^{(0)}(\theta)}{\left|\dot{\theta}(\theta)\right|} = \frac{\rho(\theta)}{r(\theta)}. \tag{S22}$$

结合方程 (S20)、(S16)、(S13) 和 (S11)，我们得到

$$\rho(\theta) = \begin{cases} \frac{2\lambda\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{(1+\lambda\sin\theta)^2}\left(\frac{\tan\frac{\theta}{2}-\tan\frac{\theta_+}{2}}{\tan\frac{\theta}{2}-\cot\frac{\theta_+}{2}}\right)^{\frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2-1}}}\left(\tan\frac{\theta_+}{2}\right)^{-\frac{2\lambda}{\sqrt{\lambda^2-1}}} & \text{for } \theta\in(\theta_+,\pi] \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \tag{S23}$$

将此结果代入方程 (S22)，得到

$$\tau_\theta(\theta) = \begin{cases} \frac{1}{\Omega_S(1+\lambda\sin\theta)^2}\left(\frac{\tan\frac{\theta}{2}-\tan\frac{\theta_+}{2}}{\tan\frac{\theta}{2}-\cot\frac{\theta_+}{2}}\right)^{\frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2-1}}}\left(\tan\frac{\theta_+}{2}\right)^{-\frac{2\lambda}{\sqrt{\lambda^2-1}}} & \text{for } \theta\in(\theta_+,\pi] \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \tag{S24}$$

换言之，$\tau_\theta(\theta) = (\lambda\Omega_S)^{-1}\left(\tan\frac{\theta_+}{2}\right)^{-\frac{2\lambda}{\sqrt{\lambda^2-1}}} P_\infty(\theta)$。

该表达式可以改写为

$$\tau_\theta(\theta) = \begin{cases} \frac{1}{\Omega_S}\left(\tan\frac{\theta_+}{2}\right)^{-\frac{2\lambda}{\sqrt{\lambda^2-1}}}\frac{1}{\cos^4\frac{\theta}{2}}\left(\tan\frac{\theta}{2}-\tan\frac{\theta_+}{2}\right)^{\frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2-1}}-2}\left(\tan\frac{\theta}{2}-\tan\frac{\theta_-}{2}\right)^{-\frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2-1}}-2} & \text{for } \theta\in(\theta_+,\pi] \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \tag{S25}$$

这里我们使用了关系

$$1+\lambda\sin\theta = \cos^2\frac{\theta}{2}\left(\tan\frac{\theta}{2}-\tan\frac{\theta_+}{2}\right)\left(\tan\frac{\theta}{2}-\tan\frac{\theta_-}{2}\right). \tag{S26}$$

因此，$\tau_\theta(\theta)$ 中的发散出现在临界指数 $\xi(\lambda) \equiv \left(\lambda/\sqrt{\lambda^2-1}\right)-2$ 穿过 0 时，即在 $\lambda = \lambda_2^c = 2/\sqrt{3}$ 处。当将系统初始化于 $\theta = 0$（如正文中那样），而不是 $\theta = \pi$（如上所述）时，存在两点差异：(i) 在发生点击之前，系统不会经过 $\theta > 0$；(ii) $\tau_\theta(\theta)$ 会乘以一个常数因子，因为在新设定中 $P^{(0)}(\theta = 0) = 1$（与 $P_{(0)}(\theta = \pi) = 1$ 相反）。这最终得到用于拟合接近不动点 θ_+ 的实验数据曲线 $\tau_\theta(\lambda, \theta)$ 的公式 (S2)，并将所观测到的转变识别为 $\lambda_2^{\text{obs}} \equiv \lambda(\xi = 0)$（图 4 和方法）。

补充材料 5：受监测量子比特动力学的现实模型

在本节中，我们将补充文本第 4 节及参考文献 [13] 中的理想模型加以扩展，以考虑现实实验条件：

- 纯退相干，建模为 $|0\rangle$ 与 $|1\rangle$之间相对相位的马尔可夫涨落，以纯退相干时间 $T^{\phi}{}_{\mathrm{S}}$ 量化。这种退相位主要由读出腔驱动引起。
- 弛豫，描述从 $|1\rangle$ 到 $|0\rangle$ 的自发衰变，其寿命为 $T^{1}{}_{\mathrm{S}}$；
- 探测器效率不足，表现为假阳性（以速率 $\kappa_{\mathrm{FP}} \equiv p_{\mathrm{FP}}/dt$发生的虚假点击，参见补充文本第 3D 节）和假阴性（以概率 p_{FN}漏检真实点击）；
- 探测器量子比特处于激发态 $|\mathrm{B}\rangle$ 的有限等待时间 τ_{B} （参见图 S3）：点击后，系统被投影到 $|\mathrm{B}\rangle$，并停留于此，随后弛豫回到 $|0\rangle$;
- 有限积分时间 T_{int}，这是因为探测信号需在一个非零时间窗内进行积分，与理想化的瞬时测量相比，这会降低时间分辨率。

退相位、弛豫、探测器效率低下以及有限等待时间都可以进行解析处理，详见下文 . 有限积分时间被整合 进数值模拟中（第 8 节）。

A. 退相位和弛豫

第 4 节中的纯态动力学假设测量是理想的，且不存在退相干。为纳入退相位和弛豫，我们采用密度矩阵形式体系。

a. 系综动力学。 无条件演化由 Lindblad 主方程 (2) 控制，并扩展纳入退相位和弛豫：

$$\frac{d\rho}{dt} = \mathcal{L}[\rho] = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}_{\mathrm{d}}, \rho] + \alpha\,\mathcal{D}[|0\rangle\langle 0|]\rho + \frac{1}{2T_{\mathrm{S}}^{\phi}}\mathcal{D}[\sigma_{\mathrm{z}}]\rho + \frac{1}{T_{\mathrm{S}}^{1}}\mathcal{D}[|0\rangle\langle 1|]\rho, \tag{S27}$$

其中 $\mathcal{D}[\hat{L}]\rho = \hat{L}\rho\hat{L}^{\dagger} - \frac{1}{2}\{\hat{L}^{\dagger}\hat{L},\ \rho\}$为标准耗散子。这三个耗散项分别描述测量反作用、退相位和弛豫。

b. 后选择动力学。对于条件为没有点击的演化，$\mathcal{L}_P$ 测量耗散子中的量子跃迁项 $\hat{L}\rho\hat{L}$ 被移除，从而得到反选择刘维尔超算符：

$$\frac{d\rho}{dt} = \mathcal{L}_P[\rho] = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}_{\mathrm{d}}, \rho] - \frac{\alpha}{2}\{|0\rangle\langle 0|, \rho\} + \frac{1}{2T_{\mathrm{S}}^{\phi}}\mathcal{D}[\sigma_{\mathrm{z}}]\rho + \frac{1}{T_{\mathrm{S}}^{1}}\mathcal{D}[|0\rangle\langle 1|]\rho. \tag{S28}$$

该演化不保迹：$\mathrm{Tr}[\rho(t)]$ 给出无点击概率 $P^{(0)}(t)$。在不存在退相干的情况下，方程 (S28) 退化为第 4 节的纯态无点击动力学。

B. 探测器效率不足

在实际情况下，测量记录会受到探测误差的影响：假阳性（未发生点击却记录到点击）和假阴性（真点击未被探测到）。假阳性以速率 κ_{FP} 自发发生，与系统状态无关。每当发生真点击时，都会以概率 p_{FN} 发生假阴性。

a. 系综动力学。无条件演化不受探测器效率不足的影响：无论探测器是否正确报告，真实的测量反作用都会发生。系综刘维尔超算符仍为方程（S27）。

b. 后选择动力学。对于以没有记录到点击为条件的演化，探测误差会通过两种方式改变动力学。

首先，考虑假阳性。记录到点击时，后选择轨迹便会终止，而点击可能由真实点击或假阳性引起。在理想情况下，无点击概率会因真实点击而以 $\alpha\langle 0|\rho|0\rangle$ 的速率降低，这由反对易子 $-\frac{\alpha}{2}\{|0\rangle\langle 0|, \rho\}$ 描述。假阳性则提供了一个额外的、与状态无关的轨迹终止通道，造成均匀衰减 $-\kappa_{\mathrm{FP}}\rho$。

其次，考虑假阴性。发生真实点击却未被检测到时，系统仍会经历测量反作用——投影到 $|0\rangle$——但由于没有记录到点击，轨迹会继续。在理想的后选择动力学中，量子跃迁项 $\alpha\,|0\rangle\langle 0|\rho|0\rangle\langle 0|$ 不存在，因为点击会终止轨迹。存在假阴性时，有 p_{FN} 的点击未被检测到，因此该项会部分恢复： $p_{\mathrm{FN}}\,\alpha\,|0\rangle\langle 0|\rho|0\rangle\langle 0|$。

综合这些效应，后选择刘维尔超算符变为

$$\tilde{\mathcal{L}}_P[\rho] = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}_{\mathrm{d}},\rho] - \frac{\alpha}{2}\{|0\rangle\langle 0|\,,\rho\} - \kappa_{\mathrm{FP}}\rho + p_{\mathrm{FN}}\,\alpha\;|0\rangle\langle 0|\,\rho\,|0\rangle\langle 0| + \frac{1}{2T_{\mathrm{S}}^{\phi}}\mathcal{D}[\sigma_{\mathrm{z}}]\rho + \frac{1}{T_{\mathrm{S}}^{1}}\mathcal{D}[|0\rangle\langle 1|]\rho. \tag{S29}$$

$\tilde{\mathcal{L}}_P$ 的本征值结构决定了前两个转变点，正如第 6 节所分析的那样。

C. |B⟩中的有限等待时间

发生一次点击时，系统被投影到 $|\mathrm{B}\rangle$，只有经过有限等待时间 τ_{B} 后才会返回量子比特子空间。由于后选择轨迹以没有点击为条件，系统永远不会到达 $|\mathrm{B}\rangle$，因此等待时间不会影响后选择动力学。不过，它会改变系综动力学：

$$\begin{aligned}\partial_t\rho_S(t) &= \mathcal{L}_P[\rho_S] + \frac{p_B}{\tau_{\mathrm{B}}}\,|0\rangle\langle 0|\,,\\ \partial_t p_B(t) &= \alpha\,\langle 0|\,\rho_S\,|0\rangle - \frac{p_B}{\tau_{\mathrm{B}}},\end{aligned} \tag{S30}$$

其中， ρ_S 是量子比特子空间中的密度矩阵， p_B 是 $|\mathrm{B}\rangle$中的布居。由于系综动力学$\tilde{\ }$不受探测误差影响，此表达式使用的是 $\mathcal{L}_P$ 而非 $\mathcal{L}_P$。在 $\tau_{\mathrm{B}}\to\infty$的极限下，系统不会从 $|\mathrm{B}\rangle$返回，量子比特动力学便简化为后选择演化。在相反的极限 $\tau_{\mathrm{B}}\to 0$下，布居会瞬时返回：令 $\partial_t p_B = 0$，得到 $p_B/\tau_{\mathrm{B}} = \alpha\,\langle 0|\,\rho_S\,|0\rangle$，将其代入第一个方程即可恢复方程（S27）的系综动力学。

补充材料 6：现实模型中的跃迁位置

我们基于第 5 节的现实模型，分析退相干如何改变动力学跃迁的位置。由于相关刘维尔算符的本征值结构完全决定了这些跃迁，我们通过精确对角化数值计算临界测量强度。

A. 带退相干的后选择刘维尔超算符

$\tilde{\ }$前两个跃迁由无点击动力学决定，该动力学由方程（S29）的后选择刘维尔超算符 $\mathcal{L}_P$ 支配。为分析其本征值结构，我们将密度矩阵参数化为 $|1\rangle$–$|0\rangle$ 基底下的形式：

$$\rho_S(t) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} p_S + z & x \\ x & p_S - z\end{pmatrix}, \tag{S31}$$

其中 $p_S = \mathrm{Tr}[\rho_S]$ 为无点击概率， $z = \langle\sigma_z\rangle$，且 $x = \langle\sigma_x\rangle$。相干性 x 为实数，因为动力学保持布洛赫球的 XZ-平面不变。

将方程（S29）转换为向量表示 $\boldsymbol{s} = [p_S, x, z]^T$，得到

$$\frac{d\boldsymbol{s}}{dt} = \tilde{\mathcal{L}}_P\,\boldsymbol{s}, \tag{S32}$$

其矩阵表示

$$\tilde{\mathcal{L}}_P = \begin{pmatrix} -\frac{\alpha_{\mathrm{eff}}}{2} - \kappa_{\mathrm{FP}} & 0 & \frac{\alpha_{\mathrm{eff}}}{2} \\ 0 & -\gamma_2 - \frac{\alpha}{2} - \kappa_{\mathrm{FP}} & \Omega_{\mathrm{S}} \\ \frac{\alpha_{\mathrm{eff}}}{2} - \gamma_1 & -\Omega_{\mathrm{S}} & -\frac{\alpha_{\mathrm{eff}}}{2} - \gamma_1 - \kappa_{\mathrm{FP}}\end{pmatrix}. \tag{S33}$$

这里， $\alpha_{\mathrm{eff}} = \alpha(1 - p_{\mathrm{FN}})$ 是有效点击率， $\gamma_1 = 1/T_{\mathrm{S}}^{1}$是弛豫率，而 $\gamma_2 = 1/T^{\phi}{}_{\mathrm{S}} + 1/(2T^{1}{}_{\mathrm{S}})$ 是总退相干率（包括弛豫的贡献）。

$\tilde{\ }$$\tilde{\mathcal{L}}_P$ 的特征值决定了跃迁位置。我们按其实部排序：$\mathrm{Re}(e_1) \le \mathrm{Re}(e_2) \le e_3 < 0$，其中 e_3 始终为实数，而在振荡区间内， e_1 和 e_2 构成共轭复数对。

B. 第一次转变：振荡的停止

第一次转变标志着振荡与非振荡的无点击动力学之间的边界。当e_1 和 e_2 从复共轭值转变为不同的实数值，并经过一个简并点时，就会发生这一转变。˜这要求特征多项式 $\mathcal{C}_P(\Lambda) = \det(\mathcal{L}_P - \Lambda\mathbb{I})$具有重根，即 $\mathcal{C}_P(\Lambda) = 0$和 $\mathcal{C}'_P(\Lambda) = 0$同时成立。

在理想情况下，转变发生于 $\lambda_1^c = 1$。存在有限退相干时，临界点会发生偏移。我们通过数值求解判别式 $\mathcal{C}_P(\Lambda)$ 为零的位置来确定λ_1^c 。如图 S4 所示，随着退相干增强， λ_1^c 上升。对于我们的实验参数（$T^{1}{}_{\mathrm{S}} = 93\,\mu$s、 $T^{\phi}{}_{\mathrm{S}} = 26\,\mu$s、$\Omega_{\mathrm{S}}/2\pi = 100$千赫兹），数值对角化得到 $\lambda_1^c \approx 1.18$。请注意，在我们的实验装置中， $|\mathrm{B}\rangle$ 中的有限等待时间允许使用重复积分窗口，因此未能记录到一次点击的概率可以忽略不计，也就是说，实际上 $p_{\mathrm{FN}} \approx 0$。假阳性率$\kappa_{\mathrm{FP}}$ 不会影响λ_1^c ，因为假阳性与状态无关，因此无法影响支配该转变的动力学。

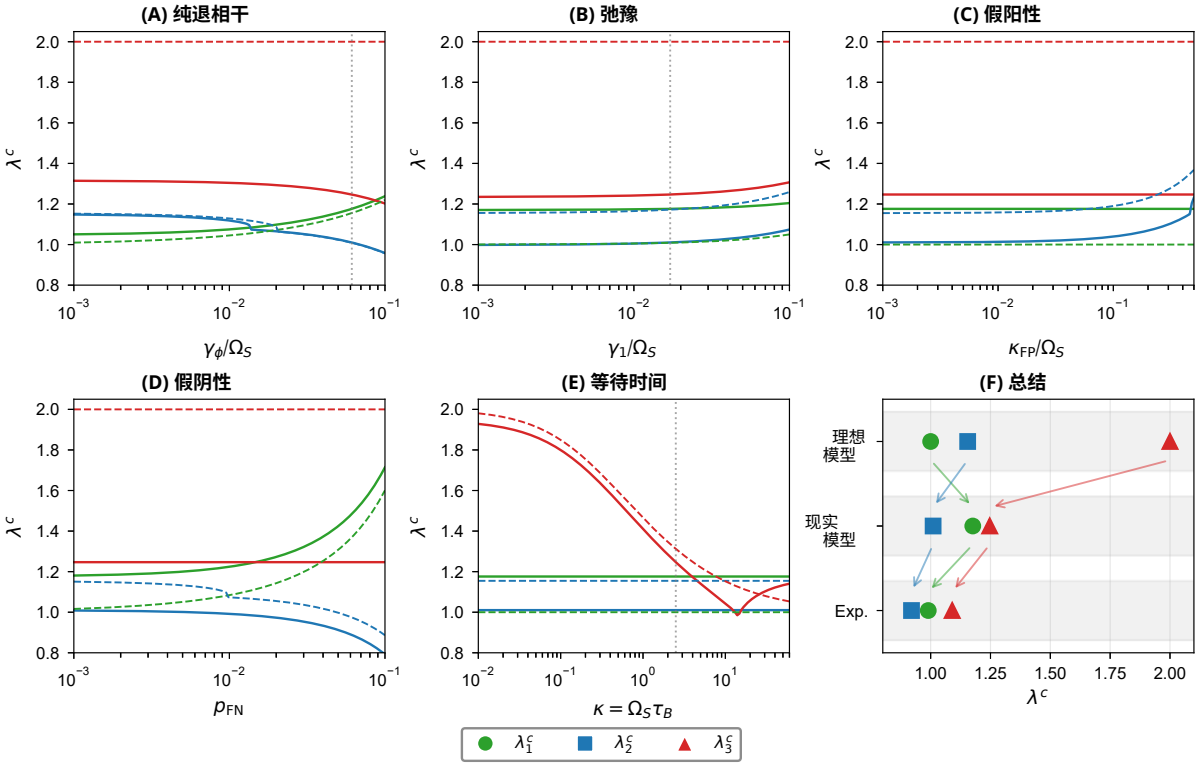


图 S4. **跃迁位置对退相干参数的依赖关系。** 虚线表示现实模型的数值结果，其中改变了指定参数，其他参数均设为零；实线表示其他所有参数均保持为实验值时的结果。第一次、第二次和第三次跃迁位置分别以绿色、蓝色和红色表示。竖直点线表示实验参数值。 **(A)** 纯退相干率 $\gamma_\phi/\Omega_{\mathrm{S}}$的影响，其中$\gamma_\phi = 1/T^{\phi}{}_{\mathrm{S}}$。 **(B)** 弛豫率 $\gamma_1/\Omega_{\mathrm{S}}$的影响。 **(C)** 假阳性率 $\kappa_{\mathrm{FP}}/\Omega_{\mathrm{S}}$的影响。 **(D)** 假阴性概率 p_{FN}的影响。 **(E)** 无量纲等待时间 $\kappa = \Omega_{\mathrm{S}}\tau_{\mathrm{B}}$的影响。 **(F)** 理想值（$\lambda_1^c = 1, \lambda_2^c = 2/\sqrt{3}, \lambda_3^c = 2$）、现实模型预测值（$\lambda_1^c = 1.18, \lambda_2^c = 1.01, \lambda_3^c = 1.25$）和实验值（$\lambda_1^{\mathrm{obs}} = 0.99, \lambda_2^{\mathrm{obs}} = 0.92, \lambda_3^{\mathrm{obs}} = 1.09$）的对比汇总。现实模型再现了反向排序 $\lambda_2^c < \lambda_1^c$，并得到实验验证。

C. 第二次转变：状态冻结的开始

第二次跃迁标志着不动点 θ_+ 附近态冻结的开始。这一转变源于两种速率之间的竞争：不动点处的点击率 $-e_3$ 与趋近不动点的趋近率 $-\mathrm{Re}(e_2) + e_3$。由于这种竞争，不动点附近的停留时间按 $\tau_\theta(\theta) \sim |\theta - \theta_+|^{\xi}$ 缩放，其中

临界指数为

$$\xi = \frac{e_3}{\mathrm{Re}(e_2) - e_3} - 1 = \frac{2e_3 - \mathrm{Re}(e_2)}{\mathrm{Re}(e_2) - e_3}. \tag{S34}$$

该转变发生在 $\xi = 0$ 时，即当 $\mathrm{Re}(e_2) = 2e_3$ 时。在理想模型中

，对于 $\lambda > 1$，所有特征值均为实数：

$$e_3 = -\Omega_{\mathrm{S}}(\lambda - \sqrt{\lambda^2 - 1}), \quad e_2 = -\lambda\Omega_{\mathrm{S}}, \quad e_1 = -\Omega_{\mathrm{S}}(\lambda + \sqrt{\lambda^2 - 1}), \tag{S35}$$

且条件 $e_2 = 2e_3$ 给出 $\lambda_2^{\mathrm{c}} = 2/\sqrt{3} \approx 1.155$。然而，在有限退相干下，转变位置会发生偏移（图 S4）。值得注意的是，退相位降低 第二次跃迁的位置，这与其对第一次跃迁的影响相反。此外，假阳性确实会影响第二次跃迁，使 λ_2^{c} 增大。然而，在我们的实验中，施密特触发器滤波（补充文本第 3 节）会强烈抑制有效假阳性率，使其远低于原始值 $\kappa_{\mathrm{FP}} \equiv p_{\mathrm{FP}}/dt \approx 125\mathrm{ms}^{-1}$。因此，我们在现实模型中设定 $\kappa_{\mathrm{FP}} = 0$ 。对于我们的实验参数，数值分析给出 $\lambda_2^{\mathrm{c}} \approx 1.01$，证实退相位可以颠倒前两次转变的先后顺序。

D. 第三次跃迁：量子芝诺动力学的出现

第三次跃迁发生在系综动力学中，标志着振荡弛豫与过阻尼弛豫至稳态之间的边界。不同于前两次跃迁，它主要受探测器激发态中的有限等待时间 τ_{B} 影响。

包含探测器激发态的系综动力学由方程 (S30) 给出。将参数化形式 (S31) 扩展以纳入探测器布居，我们定义 $\boldsymbol{v} = [p_B, p_S, x, z]^T$。演化变为$d\boldsymbol{v}/dt = \mathcal{L}_{\mathrm{B}}\boldsymbol{v}$，其中

$$\mathcal{L}_{\mathrm{B}} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\tau_{\mathrm{B}}} & \frac{\alpha}{2} & 0 & -\frac{\alpha}{2} \\ \frac{1}{\tau_{\mathrm{B}}} & -\frac{\alpha}{2} & 0 & \frac{\alpha}{2} \\ 0 & 0 & -\gamma_2 - \frac{\alpha}{2} & \Omega_{\mathrm{S}} \\ -\frac{1}{\tau_{\mathrm{B}}} & \frac{\alpha}{2} - \gamma_1 & -\Omega_{\mathrm{S}} & -\frac{\alpha}{2} - \gamma_1 \end{pmatrix}. \tag{S36}$$

注意，系综动力学与探测器效率无关，因为无论检测结果如何，物理测量反作用都会发生。

第三次跃迁发生在特征多项式 $\mathcal{C}_B(\Lambda) = \det(\mathcal{L}_B - \Lambda\mathbb{I})$ 具有重根时。等待时间 τ_{B} 在两个极限之间插值：当 $\tau_{\mathrm{B}} \to 0$ 时，系统从 $|\mathrm{B}\rangle$ 瞬时返回到 $|0\rangle$，并在 $\lambda_3^{\mathrm{c}} = 2$ 的理想情况下恢复标准系综动力学。当 $\tau_{\mathrm{B}} \to \infty$ 时，系统永不返回，系综动力学退化为后选择动力学，得到 $\lambda_3^{\mathrm{c}} \to \lambda_1^{\mathrm{c}}$。如图 S4E 所示，即使等待时间 τ_{B} 适度， λ_3^{c} 也会显著下降：对于 $\kappa \equiv \Omega_{\mathrm{S}}\tau_{\mathrm{B}} = 2.5$ （我们的实验值），数值对角化得到 $\lambda_3^{\mathrm{c}} \approx 1.25$。

SM 7：观测到的跃迁值的提取

在本节中，我们详细说明从原始轨迹和派生观测量中提取观测到的跃迁位置 $\{\lambda_i^{\mathrm{obs}}\}$ 所采用的步骤，并对方法部分中的概述加以扩展。

A. 第一次跃迁—— λ_1^{obs}

方程(S33)中的矩阵具有三个特征值，因此预言：即使存在退相干， $P^{(0)}(t)$——即截至时间 t 尚未发生探测器点击的概率——的动力学仍由三个复指数函数的线性组合来描述。第一次跃迁是其中两个特征值发生重合的点。在拉普拉斯域中，特征值对应于极点；在远离该转变处，极点集由一个共轭复数对 e_1, e_2 和一个实极点组成；在该转变处，该对变为实数，从而只留下实极点，因而动力学为纯衰减。

我们使用矩阵铅笔法 [44]，（一种用于估计复指数函数极点的高分辨率技术），并将模型阶数设为 3，以提取 $P^{(0)}(t)$ 的三个极点。置信区间通过残差

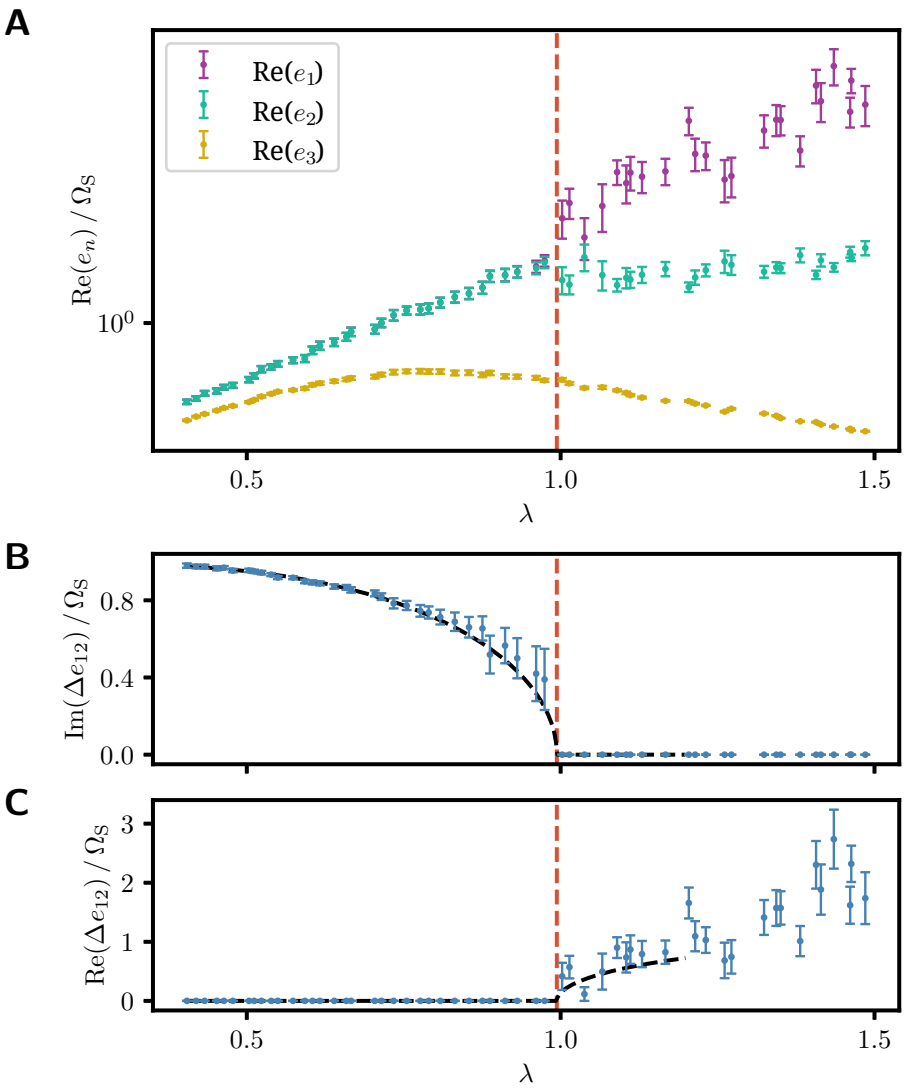


图 S5. **从无点击概率的极点谱中提取** λ_1^{obs} $P^{(0)}(t)$。（**A**）控制 $P_{(0)}(t)$ 的三个极点的实部；（**B**）、（**C**），极点分裂 $\Delta e_{12} = (e_1 - e_2)/2$ 的虚部和实部，均由矩阵铅笔法得出。点表示自助法中位数，误差棒表示与 1σ 等效的不确定性。该转变的特征是虚部消失、实部出现。黑色虚线表示在临界点附近对实部和虚部进行联合拟合，拟合所依据的方程为 (S1)。红色竖线标示第一次跃迁的位置，测得为 $\lambda_1^{\mathrm{obs}} = 0.99 \pm 0.01$。

自助法程序分别针对每个 λ 进行。首先，根据通过矩阵铅笔法得到的复指数函数的极点和振幅构建拟合曲线。然后，通过从实验 $P^{(0)}(t)$ 数据中减去拟合值来计算残差。在 2000年 次自助法迭代中，通过有放回地抽取这些残差并将其加到拟合曲线上，生成合成数据。随后，将矩阵铅笔法重新应用于合成数据。通过固定的排序约定，确保在不同的自助法迭代中对极点进行一致的跟踪和标记。最后，我们记录每个极点实部和虚部的中位数及其 1σ 置信区间，见图 S5。

在临界测量强度 λ_1^{obs} 下，两个特征值合并，方程 (S33) 中的李维尔算符呈现若尔当块结构。围绕这一转变展开时，特征值劈裂取决于微扰$\delta = \lambda - \lambda_1^{\mathrm{obs}}$。虽然各个特征值也会发生共模偏移，但在求两者之差时，这些偏移会相互抵消。因此，劈裂本身由特征多项式判别式的展开决定，即 $\sqrt{\alpha\delta + \beta\delta^2 + \ldots}$。对这一项作泰勒展开，可得到半整数次幂的展开：$\delta^{1/2}$，$\delta^{3/2}$，$\ldots$ [48]，这证明了方程 (S1) 的形式合理，它刻画了临界点以及直至二阶的行为

项。

将两个分量 Re(Δe_{12}) 和 Im(Δe_{12}) 视为一个组合数据集后，我们使用一组共享参数，同时对它们进行拟合，使其符合方程 (S1)。由于该展开仅在局部成立，拟合只使用 λ_1^{obs} 初始猜测值附近的一个窄窗口。在合理范围内改变此窗口的大小，λ_1^{obs} 在不确定度范围内保持不变，因此得到 $\lambda_1^{\mathrm{obs}} = 0.99 \pm 0.01$。

在包含散粒噪声的 $P^{(0)}(t)$ 模拟上对这一提取程序进行基准测试表明，提取出的 λ_1^{obs} 存在 ≈ 0.1 的系统性低估。这种偏差或许可以部分解释现实模型（补充文本第5节）与观测值之间的差异。

B. 第二次转变—— λ_2^{obs}

第二次转变涉及不动点θ_+附近停留时间 $\tau_\theta(\theta;\lambda) \sim \left|\theta - \theta_+\right|^{\xi(\lambda)}$ 的发散，可通过临界指数 $\xi(\lambda_2^{\mathrm{obs}}) = 0$ 的零点来识别。在可及区域 $\theta_+ \le \theta \le 0$ 内，停留时间的表达式为（第4节）

$$\tau_\theta(\theta \mid A, \theta_+, \xi) = \frac{A}{\cos^4\!\left(\frac{\theta}{2}\right)} \frac{\left(\tan\frac{\theta}{2} - \tan\frac{\theta_+}{2}\right)^{\xi}}{\left(\tan\frac{\theta}{2} - \cot\frac{\theta_+}{2}\right)^{\xi+4}}, \qquad \tau_\theta = 0 \text{ for } \theta < \theta_+, \tag{S37}$$

其中，我们将 (A、θ_+、ξ) 视为自由参数。对于每个 λ，我们以初始猜测的 θ_+ 为中心，对实验停留时间数据进行拟合，采用方程 (S37) 的分箱平均模型：

$$\tau_{\mathrm{bin}}\left(\theta_n^{\mathrm{center}}\right) = \frac{1}{\Delta\theta}\int_{\theta_n}^{\theta_{n+1}} \tau_\theta(\vartheta \mid A, \theta_+, \xi)\, d\vartheta, \quad \theta_n^{\mathrm{center}} = \tfrac{1}{2}(\theta_n + \theta_{n+1}).$$

随后，我们将提取出的 $\xi(\lambda)$ 拟合到方程 (S3)，并允许存在水平平移 $\delta\lambda$：

$$\xi_{\mathrm{fit}} = \frac{\lambda - \delta\lambda}{\sqrt{(\lambda - \delta\lambda)^2 - 1}} - 2, \tag{S38}$$

从而得到 $\lambda_2^{\mathrm{obs}} = 0.92 \pm 0.01$，即 ξ_{fit} 的零交叉位置，其中不确定性为 1σ 置信区间。利用方程 (S34)，还可以通过对无点击概率 $P^{(0)}(t)$ 的极点分析（图 S5）独立推断第二次转变，所得结果一致。

C. 第三次跃迁—— λ_3^{obs}

第三次跃迁通过对系综平均激发态概率 $P_{|1\rangle}^{\mathrm{ens}}$ 进行谱分析得到，该概率由方程 (S36) 中的李维尔算符建模。尽管完整谱包含四个特征值，但对于我们的实验参数，其中一个实特征值很大且为负。相应的特征模衰减过快，在实验时间分辨率 T_{int} 下无法分辨，因此实际上不可观测。此外，一个特征值严格为零，代表一个稳态解。剩余两个特征值构成一个共轭复数对。矩阵铅笔法的奇异值分解（SVD）步骤证实了这一有效的三极点结构 [44], ，该步骤揭示出一个三阶模型——一个零极点和一个共轭复数对。我们提取全部三个极点，并跟踪两个振荡极点 e_1 和 e_2。与对 λ_1^{obs} 的分析类似，我们将该对极点的合并点确定为转变位置。我们使用共享的拟合参数集，将它们之差的两个分量 Re(Δe_{12}) 和 Im(Δe_{12}) 同时拟合到方程 (S1) 的近转变形式，从而得到 $\lambda_3^{\mathrm{obs}} = 1.09 \pm 0.01$（图 S7）。

与第一次跃迁类似，提取程序可能低估 λ_3^{obs}，这或许可以部分解释其与现实模型预测（补充文本第5节）之间的差异。

SM 8：数值模拟与误差预算

我们使用基于独立测得的系统参数进行的蒙特卡洛轨迹模拟，验证实验结果。每条轨迹以 $dt_{\mathrm{sim}} = 10\mathrm{ns}$ 为时间步长进行演化。在每个时间步内，量子比特先按照方程（S11）进行幺正演化，随后发生随机坍缩事件，包括退相位、弛豫、热激发，以及从 $|0\rangle$ 到 $|\mathrm{B}\rangle$ 的测量诱导跃迁。

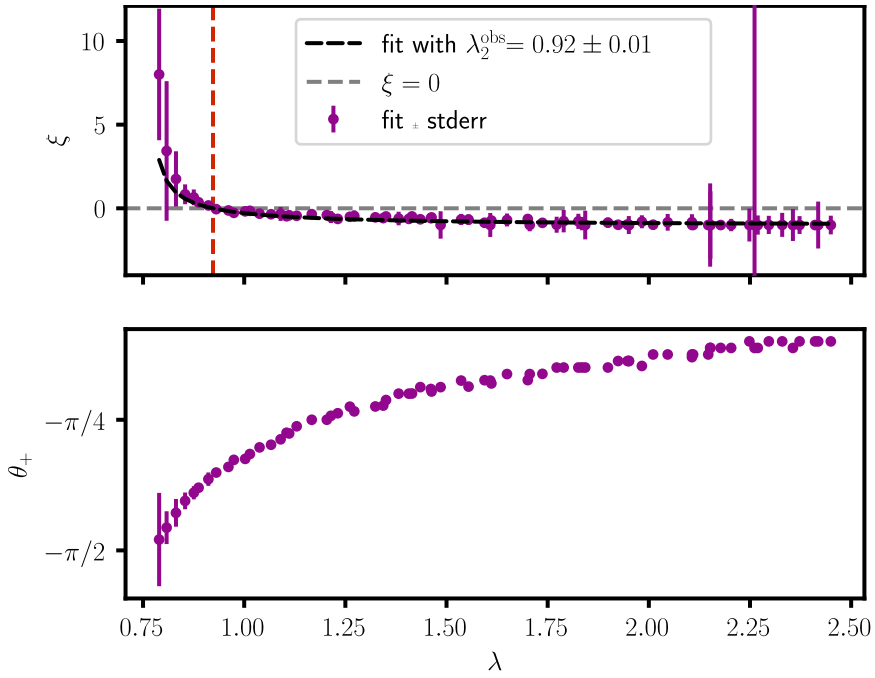


图 S6. **从拟合的临界指数 $\lambda_2^{\rm obs}$中提取 ξ。** 本图补充图 4，展示了根据角向驻留时间数据 $\tau_\theta(\theta)$ 得到的 ξ 拟合值。每条 $\tau_\theta(\theta)$ 曲线均在其首个非零分箱附近（$\approx \theta_+$）使用方法中所述的解析模型进行拟合，得到参数 ξ（上）、θ_+（下）以及缩放因子 A（未显示）。黑色虚线表示将 $\xi(\lambda)$ 拟合到解析模型的结果。根据该拟合，在 $\lambda_2^{\rm obs} = 0.92 \pm 0.01$（红色竖直虚线）处确定第二次转变；该位置对应于零点 $\xi(\lambda_2^{\rm obs}) = 0$（灰色水平虚线），此处停留时间由有限转变为发散。

为模拟实验检测过程，我们将模拟划分为时长为 $T_{\rm int}$（对应 $\frac{T_{\rm int}}{dt_{\rm sim}}$ 个时间步）的时间间隔，并计算每个时间间隔内处于 $|\mathrm{B}\rangle$ 的总时间 $T_{\rm B}$。如果 $T_{\rm B} \geq T_{\rm int}/2$，则将该时间间隔归类为点击；否则，归类为未点击。然后，根据第 3 节所述的隐马尔可夫模型分析结果，以 $p_{\rm FN}$（$p_{\rm FP}$）的概率翻转点击（未点击）结果，以模拟探测误差。请注意，即使尚未加入探测误差，若短暂进入 $|\mathrm{B}\rangle$ 的持续时间短于 $T_{\rm int}/2$，也会导致漏检。图 S8 展示了与图 3 中实验数据对应的模拟结果。A 面板显示了以无点击为条件的模拟量子比特 Z 极化。B 面板展示了无点击概率 $P^{(0)}(\lambda,\ t)$，C 面板则通过显示受各类误差影响的轨迹分数，总结了误差预算。

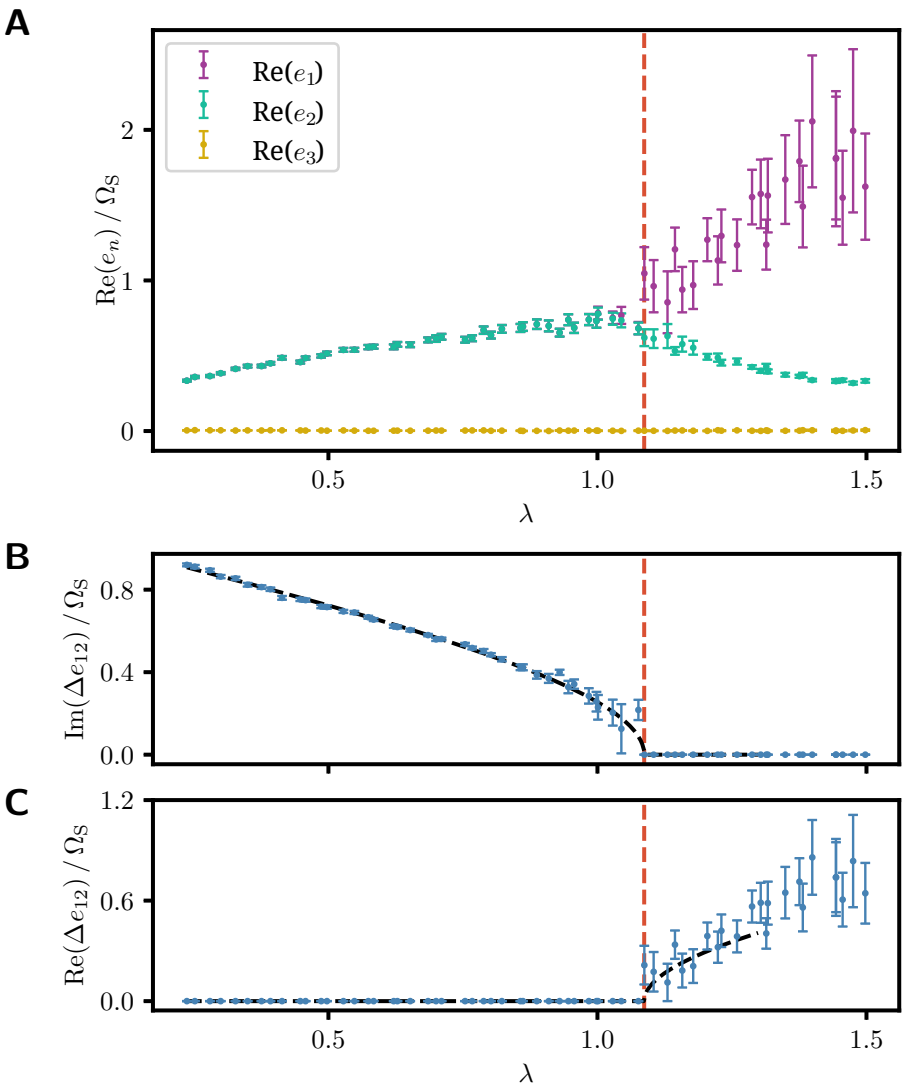


图 S7. **从 λ_3^{obs} 的极点谱中提取** $P_{\mathrm{ens}|1\rangle}$。（**A**）决定 $P_{|1\rangle}^{\mathrm{ens}}$ 动力学的三个极点的实部；（**B**）、（**C**）极点分裂 $\Delta e_{12} = (e_1 - e_2)/2$ 的虚部和实部。数据点表示自助法中位数，误差棒表示等效于 1σ 的不确定性。与第一次跃迁一样，临界点由虚部同时消失和实部出现来确定。黑色虚线表示对实部和虚部进行联合拟合，拟合所用方程为 **(S1)**。红色竖线标示第三次跃迁的位置，测得值为 $\lambda_3^{\mathrm{obs}} = 1.09 \pm 0.01$。

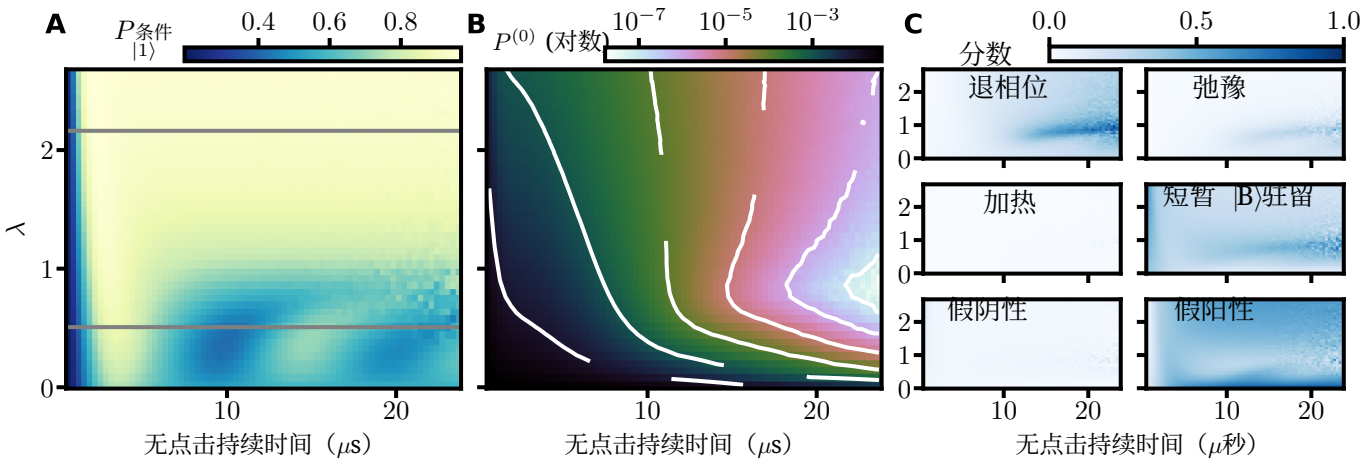


图 S8. **无点击演化的数值模拟。(A)** 模拟的激发态布居随无点击序列持续时间和测量强度 λ 的变化。每个像素对应 3×10^8 条随机轨迹的平均值，但在持续时间较长时，由于轨迹中通常会发生点击，有效数量会减少（见面板 B）。模拟结果与实验数据吻合良好（参见图 3A）。水平灰线表示图 3B 中一维截面的 λ 值——一条位于第一次转变以下（$\lambda = 0.5$），另一条位于其以上（$\lambda = 2.2$）。**(B)** 截至时间 t 时未发生点击的概率，$P^{(0)}(\lambda,\ t)$。大多数轨迹在达到目标持续时间之前都会发生点击。**(C)** 误差预算。每个面板显示达到目标持续时间但经历了所示类型事件的轨迹分数。

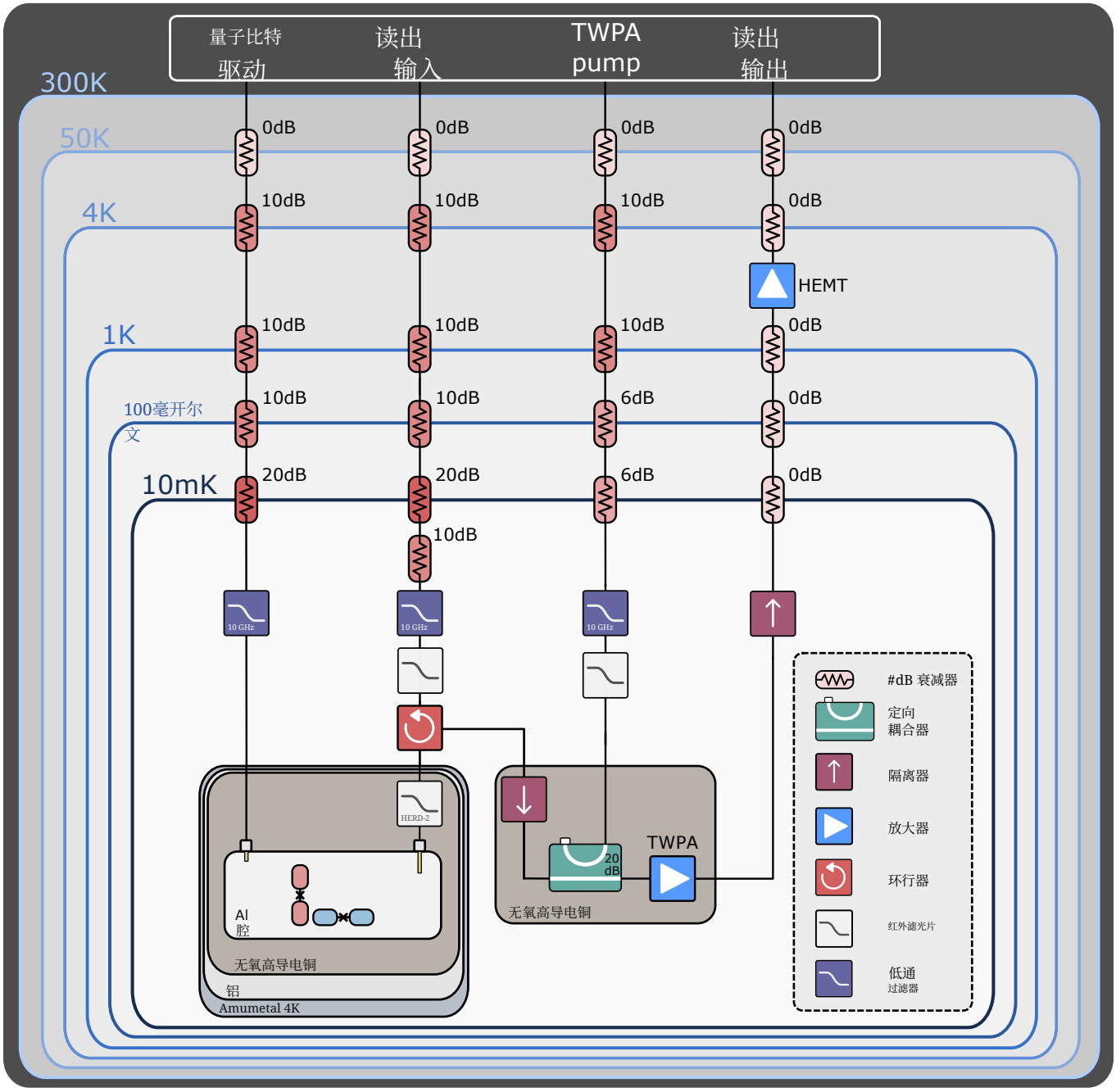


图 S9. **低温微波布线图**。 实验器件封装在无氧高导电铜和 A4K屏蔽罩内，以实现热隔离和磁隔离。控制信号由 Quantum Machines OPX+ 系统合成，并通过 IQ混频器上变频后送入低温恒温器。信号依次经过一系列衰减器、低通滤波器（LPF）和红外滤波器，以确保充分热化并抑制噪声。输出信号首先由行波参量放大器（TWPA，Silent Waves Dreadnought）放大，然后通过双结隔离器传输，从而实现高保真单次读出。