arXiv:2305.05225v1 [hep-ph] 9 May 2023

通过气泡形成观测铁磁超流体中的假真空衰变

A. Zenesini[1,2], A. Berti[1], R. Cominotti[1], C. Rogora[1], I. G. Moss[3], T. P. Billam[4], I. Carusotto[1], G. Lamporesi[1,2], A. Recati[1], 和 G. Ferrari[1,2]1 *Pitaevskii BEC Center, CNR-INO and Dipartimento di Fisica, Università di Trento, 38123 Trento, Italy*2 *Trento Institute for Fundamental Physics and Applications, INFN, 38123 Trento, Italy*3 *School of Mathematics, Statistics and Physics, Newcastle University, Newcastle upon Tyne, NE1 7RU, UK and*4 *Joint Quantum Centre (JQC) Durham–Newcastle, School of Mathematics, Statistics and Physics, Newcastle University, Newcastle upon Tyne, NE1 7RU, UK*（日期：2023年5月10日）

在量子场论中，扩展的亚稳态衰变为真正基态的过程称为“假真空衰变”，它通过空间局域气泡的成核发生。尽管理论界为估算成核率付出了大量努力，实验观测仍付之阙如。在这里，我们在孤立且高度可控的超流原子系统中观测到气泡成核，并发现我们的结果与数值模拟和瞬子理论高度吻合，为在原子系统中模拟非平衡量子场现象开辟了道路。

过冷气体是亚稳态的经典例子，它存在于一级相变转变点的另一侧。向基态（液相）的转变由共振气泡成核所介导；当液体整体带来的能量收益恰好抵消表面张力的代价时，就会发生这种成核。这种能量平衡决定了临界气泡大小，而气泡通常会在由气体杂质或容器瑕疵形成的成核点附近随机生成。将这一思想推广到量子多体系统或量子场系统，已在各种情境和长度尺度下引起广泛关注，从理解早期宇宙 [1–3] 到刻画自旋链 [4, 5]。在所有这些模型中，引发气泡成核的亚稳态被认定为“假真空”，而表面张力的作用则由一个真正的量子项承担。在最纯粹的形式下，假真空向基态的衰变将通过量子真空涨落发生 [6, 7]（与经典情形中的杂质类似）。然而，例如在早期宇宙中，隧穿过程……

同样可能受到热涨落的增强，这一过程属于所谓的“有限温度下的真空衰变”类型 [8]（综述见 [9, 10]）。

在宇宙学情境中，能量尺度远高于实验所能达到的范围，而假真空衰变仍是理论高能物理学中最重要、却尚未得到检验的过程之一。近年来，中性原子和带电原子桌面实验具有极高的灵活性，加之经典与量子计算机算法不断进步，为提出实验环境 [11–18] 和虚拟模拟器 [19, 20]铺平了道路。迄今为止，人们仅取得了数值结果，因此，对假真空衰变类比现象的实验观测将具有重大意义。

在桌面实验中，观测气泡成核需要具备若干难以同时满足的条件。首先，需要有平均场相互作用——由非对称双势阱构成的诱导能量景观，是通过宏观隧穿越过能垒、随后弛豫，使系统从亚稳态衰变至绝对基态所需的最低条件；示意见图 1。其次，不同于单粒子的普通量子隧穿 [21–23], 发生状态变化的是描述系统的有效场。第三，实验的时间分辨率应覆盖多个数量级，以便

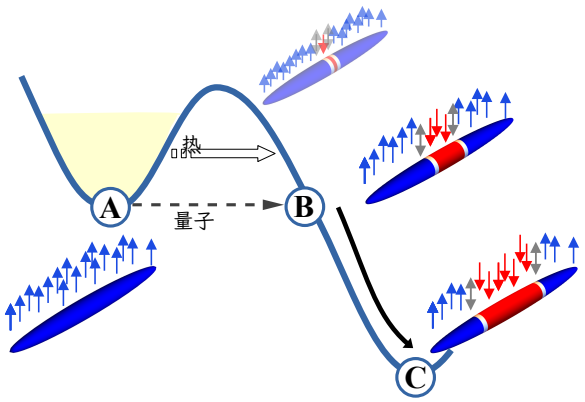

图 1. 平均场能量与气泡形成。原子云最初被制备为所有原子都处于 $|\uparrow\rangle$ (A)态。虽然在原子云中心，单一的 $|\downarrow\rangle$ 自旋态能量较低（$E_\downarrow < E_\uparrow$），但在低密度的尾部区域，情况正好相反。界面具有正能量，与铁磁相互作用形成的双极小值能量景观相叠加。宏观量子隧穿可共振地进入气泡态 (B)，其中心有一个 $|\downarrow\rangle$ 气泡，核心能量的降低补偿了界面能量代价。在零温情况下，量子涨落可触发势垒穿越（虚线箭头）；在有限温度下，热涨落也可触发势垒穿越（空心箭头）。隧穿过程之后，在耗散作用下，气泡逐渐增大，最终到达基态 (C)，而不会回到 (A)。

研究调谐参数所预测的指数时间依赖关系。这要求调谐参数具有很高的稳定性和精确度。扩展铁磁超流体[24]具备充当场模拟器的理想特性，尤其是其一级相变特征、长程相干性，以及在稳定且隔离的环境中灵活控制实验参数的能力。与过冷现象高度类似，在扩展量子系统中，存在一个磁化强度不同于体相的空间区域；由于场在界面处发生绕转，该区域具有正的动能，见图 1。

在这封简报中，我们展示了量子系统中通过假真空衰变产生气泡的实验观测结果。我们观察到，气泡成核时间随一个与能量势垒性质相关的实验参数呈指数级变化。理论分析和数值模拟支持了我们的实验观测，并使我们能够确认衰变及其热激活过程的量子场起源。

实验平台由 ^{23}Na 原子组成的玻色气体构成，该气体被光学囚禁，并冷却至低于凝聚温度。气体最初被制备于内部态 $|F, m_F\rangle = |1, -1\rangle = |\downarrow\rangle$，其中$F$ 为总角动量，m_F 为其在量子化轴上的投影。振幅为 Ω_R 的微波辐射将 $|\downarrow\rangle$ 态与$|2, -2\rangle = |\uparrow\rangle$态进行相干耦合。对于这种双能级系统，相关的散射长度为 $a_{\downarrow\downarrow} = 54.5\,a_0$、$a_{\uparrow\uparrow} = 64.3\,a_0$,和 $a_{\downarrow\uparrow} = 54.5\,a_0$，由此满足条件 $\Delta a = (a_{\uparrow\uparrow} + a_{\downarrow\downarrow})/2 - a_{\downarrow\uparrow} < 0$，即形成具有铁磁性基态 [24]的系统。

囚禁势在轴向上对称，并且在三个方向上均为谐振势，但具有很强的不对称性（轴向和径向囚禁频率分别为 $\omega_x/2\pi = 20$Hz 和$\omega_\rho/2\pi = 2$kHz），从而形成一个具有非均匀密度的细长系统，其空间尺寸由纵向和径向 Thomas-Fermi 半径 $R_x = 200\,\mu$m 和 $R_\rho = 2.5\,\mu$m 给出。在每次实验实现结束时，我们分别对两个自旋态成像，并提取它们的密度分布。横向囚禁足够强，能够抑制凝聚体的径向自旋动力学。因此，我们沿横向对每幅图像积分，得到积分后的 1D 密度分布 $n_\uparrow(x)$ 和 $n_\downarrow(x)$，并由此提取相对磁化强度分布$Z(x) = [n_\uparrow(x) - n_\downarrow(x)]/[n_\uparrow(x) + n_\downarrow(x)]$.

可以分别处理总密度（$n = n_\uparrow + n_\downarrow$）和自旋（$n_\uparrow - n_\downarrow = nZ$）自由度，从而研究耦合的双能级系统。密度仅由连续性方程主导，而自旋自由度则受磁性平均场哈密顿量支配；当 $\Omega_R < |\kappa|n$ 时，原子云的中心区域会发生一级相变，其中$\kappa \propto \Delta a$ 是相关的相互作用参数 [25]。

一级相变源于对称性破缺：当能量景观作为磁化强度的函数

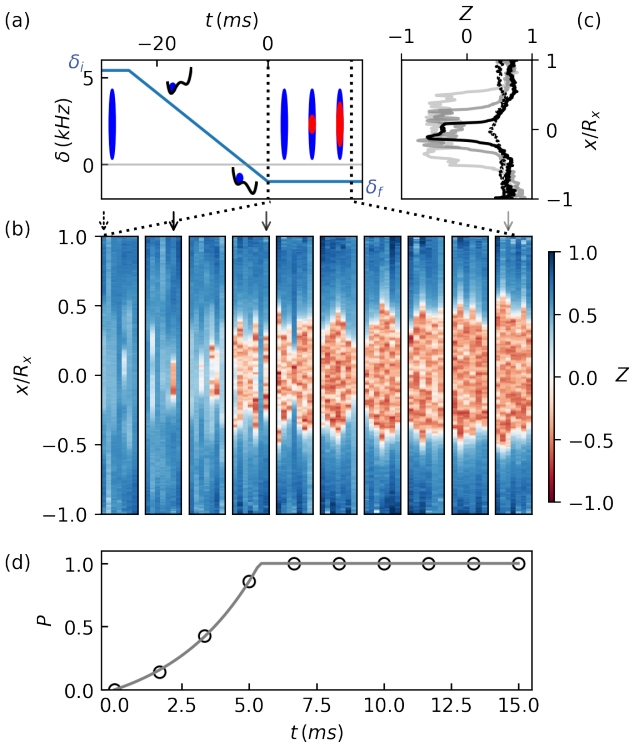

图 2. 实验方案与气泡观测。a）实验方案。椭圆表示不同 t 下的原子云磁化强度，两个示意图展示了正（向上）和负（向下）δ对应的能量景观。b）不同等待时间 t后测得的积分磁化分布 $Z(x)$。对于每个 t，展示了 7 次不同的实验实现。c）面板（b）中箭头所标实验实现的磁化强度分布。d）显示了测得的概率 P（空心圆），即在固定时间观测到含有气泡的一次实验结果的概率。该概率与指数曲线（灰色实线）拟合良好，直至饱和至 1。

从单极小值变为双极小值时，发生在 $\Omega_R < |\kappa|n = 2\pi \times 1150$Hz。固定 Ω_R时，实验上可调的参数是两能级系统与耦合辐射之间的失谐 δ。当 $|\delta|$足够小时，能量景观 $E(Z)$可表示为非对称双势阱，并在 $\delta = 0$时变为对称。在特定情况下，对于正的 δ，能量在 Z 的正值处达到最小，反之亦然。与气泡成核相关的参数是分隔两个势阱的能量势垒的形状（高度和宽度），系统作为一个场，即以宏观方式，需要克服这一势垒。该参数取决于 δ、n 和 Ω_R。当 $|\delta|$ 超过临界值 δ_c时，亚稳态势阱消失 [24]。借用铁磁性的术语，$\pm\delta_c$ 对应于磁滞区域的边缘，其数值同时取决于 Ω_R 和$|\kappa|n$。

图2（a）展示了实验方案。我们首先用一个 $|\downarrow\rangle$ 脉冲将整个系统从 $|\uparrow\rangle$ 转移到 π。保持 Ω_R 恒定，δ 线性扫掠

从 $\delta_i/2\pi = 5.5$kHz 降至可变的 δ_f，扫掠时间为 20 至 60 ms。由于扫掠开始时 $\delta \gg \Omega_R$，系统沿自旋旋转演化并保持在局域基态，直至 $\delta < 0$，此时局域基态变为亚稳态；见图2（a）中的插图。达到 δ_f 后，经过可变的等待时间 t，分别对各态进行成像。

如果 $\delta_f > 0$，整个系统处于并始终保持在绝对基态 $|\uparrow\rangle$；而当 $\delta_f < 0$时，经过一段不定的时间，系统中央的一个宏观区域会翻转为 $|\downarrow\rangle$，从而形成气泡；示例见图2(b)，磁化分布见(c)。平均而言，等待时间越长，气泡出现概率越大 [，见图2(b)和(d)]。为进行定量分析，我们在每个 t下重复测量最多10次，以研究气泡形成的统计规律。请注意，在均匀系统中，气泡会在随机空间位置随机成核；而我们的原子样品具有非均匀密度分布，这强烈促进气泡在原子云中心成核，因为该处的 δ_f 最接近 δ_c。

用于表征气泡随时间成核的一个有用量是 $F_t = (1 + \langle Z\rangle_t/\langle Z\rangle_{t=0})/2$，文献 [4] 曾用它将零温自旋链中的精确对角化方法与瞬子预测进行比较。这里，$\langle\cdot\rangle_t$ 表示在时间 t 测得并对多次实验实现取平均后的 Z。图3(a)和(b)展示了两种失谐值下，平均磁化强度 $\langle Z\rangle_t$ 分布随等待时间的变化。由于气泡总是在系统中心出现，为了计算F_t，我们提取中央宽度为20-μm区域（$\approx R_x/10$）内的平均磁化强度 $\langle Z\rangle_t$。结果得到的 F_t绘于(c)图中：它起初保持平坦，随后因气泡成核而呈指数衰减。文献 [4] 也观察到了这两种特征，而对初始平台的理解从理论角度来看仍是一个未解问题。我们发现，测得的 F_t 可由经验函数$(1-\epsilon)/\sqrt{1+(e^{t/\tau}-1)}$很好地描述；当 $t = 0$时，该函数为1；对于较小的 t，其按 t^2 变化；对于较大的 t，则呈指数衰减至ϵ。两个拟合参数分别为 τ，它描述气泡形成的特征时间尺度；以及 ϵ，它考虑到渐近磁化强度 $Z_{t=\infty}$ 可能不同于基态的磁化强度 Z_{TV} $(F = 0)$。请注意，时间尺度 τ与指数衰减有关，而经验公式还考虑了平均磁化强度 F_t中存在的初始平台。（在 [25]中，我们表明平台长度与 τ 严格相关。）

基于一维 Gross-Pitaevskii 方程的数值模拟（见图3（d）和（e））在定性上重现了实验观测。在数值模拟中，我们加入经典噪声，以模拟有限温度的影响（更多详情见 [25]）。图3（d）和（e）中的数据，是对实时动力学的 1000 次不同噪声实验实现取平均后得到的：大量统计数据使我们能够通过对 ln($\tau_{\rm sim}$)进行线性拟合，直接提取指数衰减时间F_t。

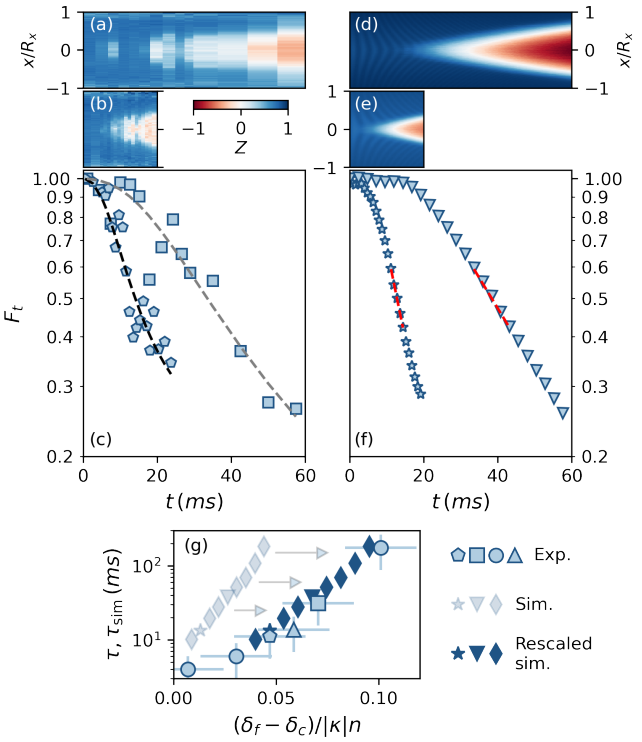

图 3. 在 δ 上扫掠后，测量 $Z(x)$ 随时间的演化；$\Omega_R/2\pi = 300$ Hz 时，$\delta_f/\Omega_R = -1.70$ 对应 (a)，-1.79 对应 (b)。c) 在原子云中央 20 μm 区域内评估的 F_t 值，采用正文中给出的经验表达式拟合（(a) 中的数据用方块表示，(b) 中的数据用五边形表示）。d–e) 数值模拟：$\delta_f/\Omega_R = -1.52$ 对应 (d)，-1.585 对应 (e)。模拟中 F_t 的值（(d) 中的数据用三角形表示，(e) 中的数据用星形表示）。红色虚线表示指数衰减部分的线性拟合。g) 实验测得的 τ 和数值模拟得到的 $\tau_{\rm sim}$ 气泡形成时间尺度随 $(\delta_f - \delta_c)/|\kappa|n$ 的变化。误差条包括拟合的统计不确定性，以及由磁场稳定性和校准带来的 $\delta_f - \delta_c$ 不确定性。数值模拟得到的气泡形成时间尺度 $\tau_{\rm sim}$ 在缩放前（浅色符号）和缩放后（深色符号）均予以展示。空心三角形表示一个实验数据点，其制备扫掠速度为其他实验的两倍慢，用以检验制备样品时残余非绝热性对成核时间的影响。

图3（g）报告了六个实验测得的 τ 值，其对应的 $\Omega_R = 2\pi \times 300$ Hz，以与临界失谐的距离 $(\delta_f - \delta_c)/|\kappa|n$为横坐标作图。结果表明，调谐参数与该量之间在两个数量级的范围内呈指数关系，变化范围从数毫秒到数百毫秒。对于超冷原子实验而言，这种对参数的敏感性令人瞩目。尤其是，要在约 100 Hz 的区间内实验观测到 τ 相对于 δ_f 的准指数关系，关键在于磁场稳定性须优于数十 μG [26]。

.....的数值 $\tau_{\rm sim}$ 用于模拟的 [图中浅色符号。3(g)] 定性地表现出相同的行为

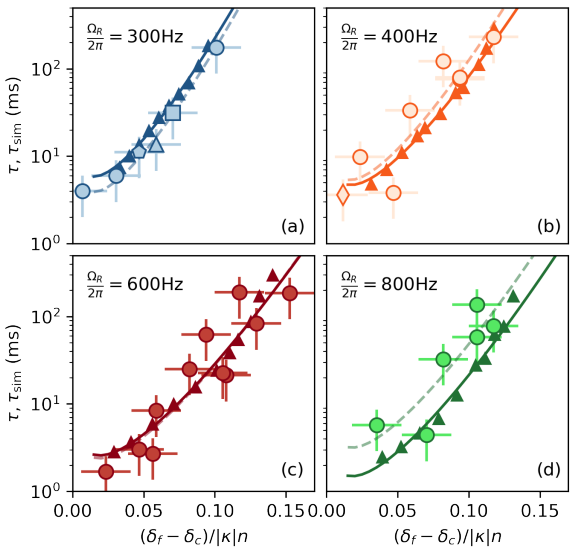

图 4. 衰变时间 τ 和 $\tau_{\rm sim}$ 与瞬子理论。实验 τ和模拟 $\tau_{\rm sim}$ 的数据按照正文所述，在 $\Omega_R/2\pi = 300$，400、600 和 800 Hz 下获得。对模拟数据的横轴采用了适用于所有 Ω_R 的统一重标度；见正文。虚线和实线分别是根据瞬子公式对实验数据和模拟数据进行的拟合。实心标记代表模拟结果，空心标记代表实验数据。误差条包括拟合的统计不确定性，以及磁场稳定性的不确定性所导致的 δ_f 不确定性。

实验数据。其一致性甚至在定量上也变得更加 [图中深色符号。3(g)], 通过对$|\kappa|n$ 进行微小偏移 δ。文献 [24], 指出，这种重新缩放的必要性是由制备方案的维度、噪声以及非完全绝热性所导致的。在图4中，我们比较了实验 τ 与经过重新缩放的数值结果 $\tau_{\rm sim}$，涵盖 Ω 的四种不同取值$_R$，并在所有四个面板中采用相同的重新缩放方式。

我们的观测结果与以下情景一致：凝聚体自旋场最初处于铁磁亚稳态，并通过宏观隧穿衰变为铁磁基态的气泡（畴）。量子场从假真空中逸出（通过宏观隧穿发生）以及气泡形成，可以用瞬子，即虚时间中场方程的临界解来恰当地描述 [6–8]。这种理论给出了一个阈值能量尺度，低于（高于）该尺度时，量子（热）涨落占主导：当 T 低于临界温度$T^* = \hbar|\kappa|n/k_B$时，零-T 量子隧穿预计占主导。考虑到我们系统中的峰值密度，我们估算得到 $T^* \simeq 50$ nK。尽管我们的凝聚体温度为 $T = 1.5\,\mu$K $\gg T^*$，鉴于谐振束缚以及将热组分推离凝聚体的交换相互作用，我们估计凝聚体区域的有效局部温度约为250 nK，仍高于气泡出现区域中的T^*。因此我们预计宏观隧穿处于热激活状态。

在瞬子方法中，气泡成核概率的特征时间尺度为 τ，其具有指数依赖关系 $A(E_c/k_BT)^{-1/2}e^{E_c/k_BT}$。$E_c(\delta, \kappa n, \Omega_R)$ 是临界解的能量，并且强烈依赖于多体势的形状，尤其是势垒高度（图 1）。前因子 A 取决于临界解周围的涨落，但目前只有极少数模型能够计算这一因子。因此，在以下分析中，我们将前因子 A 视为拟合参数。通过考察均匀的一维系统，我们可以估算 E_c，并在亚稳势阱消失的极限下（小$\delta_f - \delta_c$）给出解析表达式。磁化强度场 Z 的势可写为（例如，参见文献[24]）

$$V(Z) = \kappa n Z^2 - 2\Omega(1-Z^2)^{1/2} - 2\delta_f Z \qquad (1)$$

而瞬子能量为

$$\frac{E_c}{\hbar|\kappa|n} = \sqrt{\frac{\hbar n}{2m|\kappa|}} \int_{Z_{TP}}^{Z_{FV}} \left[\frac{V(Z) - V(Z_{FV})}{|\kappa|n(1-Z^2)}\right]^{1/2} dZ, \quad (2)$$

其中 Z_{TP} 是（反转势 V 中的）经典转折点，而 $Z_{F(alse)V(acuum)}$ 是亚稳态的磁化值。我们的大部分数据都是在势垒远小于基态势阱深度的条件下采集的。在这一极限情况下，瞬子能量为 [25]

$$\frac{E_c}{\hbar|\kappa|n} \propto \sqrt{\frac{\hbar n}{2m|\kappa|}} \left(\frac{\delta_f - \delta_c}{|\kappa|n}\right)^{\frac{5}{4}} \left(\frac{\Omega_R}{|\kappa|n}\right)^{\frac{1}{6}} \left(\frac{|\delta_c|}{|\kappa|n}\right)^{-\frac{1}{4}}, \qquad (3)$$

其中 $\delta_c = \kappa n[1 - (\Omega/(|\kappa|n))^{3}]^{2}$。我们采用双参数拟合 ln ln ˆ ln(ˆ)，其中 ˆ ( ) 为重标度能量，将上述表达式与实验数据及数值模拟结果进行比较。结果如图4所示。考虑到推导式（3）时所采用的近似——尤其是忽略了囚禁势、不考虑相位涨落以及势垒较小这一条件——两者之间的吻合程度令人惊叹，瞬子理论似乎成功捕捉到了假真空衰变率对微观参数 δ_f 的主要依赖关系，而该参数正是导致 $\mathbb{Z}_2$ 对称性破缺的原因。

本文提出了有力证据，表明热诱导的相干量子场宏观隧穿表现为真真空相气泡在假真空态中成核。真真空和假真空分别是铁磁性原子玻色–爱因斯坦凝聚体的局域和全局能量极小值。实验结果清楚地表明，衰变率随微观参数和滞回区宽度呈指数变化。数值模拟成功地捕捉到了这种依赖关系。

更引人注目的是，简单的瞬子理论基于描述磁化的约化能量泛函，也能得到这一结果。我们的平台为深入探索气泡形成与生长的过程铺平了道路，并为低能与高能现象搭建了一座新桥梁，这些现象均以一级相变中的亚稳态为特征。本着这一精神，我们的工作为理解早期宇宙以及铁磁量子相变开辟了新的途径。通过注入定制噪声来调控势垒性质，以及确定性地播种泡，都是未来实验研究的有前景方向；这类研究将聚焦于耗散的作用、绝热捷径的存在 [27, 28], 、纠缠的产生、畴壁禁闭 [29]„ 以及气泡成核与动力学的相对论和非相对论特性。此外，致力于实现更低温系统的实验探索，将使我们能够进入由量子涨落主导的隧穿区间。当前工作的一个自然延伸是拓展至维度-ality 大于一的情形，其理论处理颇具挑战性。

我们感谢 A. Biella 和 P. Hauke 富有成效的讨论。我们感谢特伦托自治省、意大利国家核物理研究院通过FISH项目、意大利大学与科研部通过PRIN2017项目CEnTraL（协议编号20172H2SC4）、欧盟地平线2020研究与创新计划通过QuantERA II的STAQS项目（资助协议编号101017733）、欧洲研究委员会根据欧盟地平线2020研究与创新计划（资助协议编号804305）、英国基础物理量子技术计划（资助编号ST/T00584X/1和ST/W006162/1）以及PNRR MUR项目PE0000023-NQSTI提供的资助。本工作得到Q@TN的支持。Q@TN是特伦托大学、FBK——布鲁诺·凯斯勒基金会、意大利国家核物理研究院——国家核物理研究所和CNR——国家研究委员会之间的联合实验室。

[1]C. Hogan，《宇宙学相变产生的引力辐射》，《皇家天文学会月刊》218，629（1986）。[2] M. E. Shaposhnikov，《标准电弱理论中的宇宙重子不对称性》，《核物理B》287，757（1987）。[3] S. M. Feeney、M. C. Johnson、D. J. Mortlock 和 H. V. Peiris，《永恒暴胀的首次观测检验：分析方法与 WMAP 7 年数据结果》，《物理评论D》（84，043507，2011），arXiv：1012.3667 [astro-ph.CO]。[4] G. Lagnese、F. M. Surace、M. Kormos 和 P. Calabrese，《量子自旋链中的假真空衰变》，《物理评论B》104，L201106（2021）。[5] A. Milsted、J. Liu、J. Preskill 和 G. Vidal，《量子自旋链中假真空气泡壁的碰撞》，《PRX Quantum》3，020316（2022）。[6] S. R. Coleman，《假真空的命运。1. 半经典理论》，《物理评论D》15，2929（1977），[勘误：《物理评论 D 》16，1248 （ 1977 ）]。[7] C. G. Callan 和 S. R. Coleman，《假真空的命运。2. 一级量子修正》，《物理评论D》16，1762（1977）。[8] A. D. Linde，《有限温度下假真空的衰变》，《核物理B》216，421（1983），[勘误：《核物理B》223，544（1983）]。[9] A. Mazumdar 和 G. White，《宇宙相变综述：其重要性与实验特征》，《物理进展报告》82，076901（2019），arXiv：1811.01948 [hep-ph]。[10] M. Hindmarsh、M. L¨uben、J. Lumma 和 M. Pauly，《早期宇宙中的相变》，《SciPost Physics 讲义》24（2021）。[11] O. Fialko、B. Opanchuk、A. I. Sidorov、P. D. Drummond 和 J. Brand，《假真空的命运：探索利用超冷原子实现》，《Europhysics Letters》110，56001（2015）。[12] J. Braden、M. C. Johnson、H. V. Peiris 和 S. Weinfurt-ner，迈向冷原子类比假真空，《高能物理杂志》2018，2018（2019）。[13] T. P. Billam、R. Gregory、F. Michel 和 I. G. Moss，在冷原子系统中模拟种子诱导的真空衰变，《物理评论D》100，065016（2019）。[14] Z. Davoudi、M. Hafezi、C. Monroe、G. Pagano、A. Seif 和 A. Shaw，迈向利用囚禁离子进行晶格规范理论的类比量子模拟，《物理评论研究》2，023015（2020）。[15] T. P. Billam、K. Brown 和 I. G. Moss，利用冷原子系统模拟宇宙学超冷却，《物理评论A》102，043324（2020）。[16] T. P. Billam、K. Brown、A. J. Groszek 和 I. G. Moss，利用冷原子系统模拟宇宙学超冷却。II. 热阻尼与参数不稳定性，《物理评论A》104，053309（2021）。[17] K. L. Ng、B. Opanchuk、M. Thenabadu、M. Reid 和 P. D. Drummond，假真空的命运：早期宇宙量子模拟中的有限温度、熵与拓扑相，《PRX量子》2，010350（2021）。[18] B. Song、S. Dutta、S. Bhave、J.-C. Yu、E. Carter、N. Cooper 和 U. Schneider，在强关联受驱光学晶格中实现不连续量子相变，《自然·物理》18，259–264（2022）。[19] J. Preskill，利用量子计算机模拟量子场论，《PoS LATTICE2018》024（2019）。[20] S. Abel 和 M. Spannowsky，用于观测假真空命运的量子场论模拟平台，《PRX量子》2，010349（2021）。[21] H. Kramers，力场中的布朗运动与化学反应的扩散模型，《Physica》7，284（1940）。[22] H. Grabert 和 U. Weiss，从热跃迁到量子隧穿的交叉，《物理评论快报》53，1787（1984）。[23] H. Grabert、U. Weiss 和 P. Hanggi，量子隧穿

在有限温度的耗散系统中，《物理评论快报》**52**，2193（1984）。[24] R. Cominotti、A. Berti、C. Dulin、C. Rogora、G. Lamporesi、I. Carusotto、A. Recati、A. Zenesini 和 G. Ferrari，相干耦合原子超流体中的铁磁性。（将发表于《物理评论X》，2023），arXiv:2209.13235 [cond-mat.quant- gas]。[25] 参见补充材料 [链接]，了解有关实验校准和理论模型的更多信息。[26] A. Farolfi、D. Trypogeorgos、G. Colzi、E. Fava、G. Lam- poresi 和 G. Ferrari，用于超冷原子气体实验的紧凑型磁屏蔽的设计与表征，《科学仪器评论》**90**，115114（2019）。[27] D. Gu´ery-Odelin、A. Ruschhaupt、A. Kiely、E. Torrontegui，S. Mart´ınez-Garaot 和 J. G. Muga，《绝热捷径：概念、方法与应用》，Rev. Mod. Phys. **91**，045001（2019）。[28] E. Torrontegui，S. Ib´a˜nez，S. Mart´ınez-Garaot，M. Mod- ugno，A. del Campo，D. Gu´ery-Odelin，A. Ruschhaupt，X. Chen 和 J. G. Muga，第 2 章——绝热捷径，载于 *Advances in Atomic, Molecular, and Opti-cal Physics*，《原子、分子与光物理学进展》，第 62 卷，E. Arimondo、P. R. Berman 和 C. C. Lin 编（Academic Press，2013），第 117–169 页。[29] W. L. Tan，P. Becker，F. Liu，G. Pagano，K. S. Collins，A. De，L. Feng，H. B. Kaplan，A. Kyprianidis，R. Lund- gren，W. Morong，S. Whitsitt，A. V. Gorshkov 和 C. Monroe，量子模拟器中的畴壁约束与动力学，《自然·物理》**17**，742–（2021）。[30] S. Coleman，假真空的命运：半经典理论，Phys. Rev. D **15**，2929（1977）。

补充材料

I. 拉长混合物中的铁磁性

通过实验测量并讨论了原子超流体耦合混合物的铁磁性质，见[24]。本文在此总结有助于理解文章正文所呈现结果的关键要素。

我们的系统由两个钠原子超精细态 $|F, m_F\rangle = |2, -2\rangle \equiv |\uparrow\rangle$ 和 $|1, -1\rangle \equiv |\downarrow\rangle$组成，其中 F是总角动量， m_F 是其投影。通过阴影成像分别测量两种组分的粒子数 $n_\uparrow(x, y)$ 和 $n_\downarrow(x, y)$。从原子云的两幅二维图像出发，我们将相对磁化强度 $Z(x)$确定为 $Z(x) = (n_\uparrow(x) - n_\downarrow(x))/n(x)$，其中 $n_{\uparrow,(\downarrow)}(x) = \int n_{\uparrow,(\downarrow)}(x, y)dy$ 和 $n(x) = \int(n_\uparrow(x, y) + n_\downarrow(x, y))dy$ 是沿一维方向积分得到的密度。沿 y 方向积分利用了径向动力学受到抑制这一特点。在局域密度近似（LDA）下，与混合物自旋通道相关的单粒子能量为

$$E(Z, \phi) \propto -\frac{\delta_f}{2} Z + \frac{\kappa n}{2} Z^2 - \Omega_{\mathrm{R}} \sqrt{1 - Z^2} \cos\phi \tag{4}$$

其中，相位 ϕ 是 $|\uparrow\rangle$ 与 $|\downarrow\rangle$之间的相对相位。文中使用的失谐 δ_f 等于 $\delta_{\mathrm{B}} + n\Delta$，其中 δ_{B} 是实验上可调控的失谐量。量 κ 和 Δ与混合物的碰撞性质有关，并且是

$$\Delta \equiv \frac{g_{\downarrow\downarrow} - g_{\uparrow\uparrow}}{2\hbar} < 0 \tag{5}$$

$$\kappa \equiv \frac{g_{\downarrow\downarrow} + g_{\uparrow\uparrow}}{2\hbar} - \frac{g_{\downarrow\uparrow}}{\hbar} < 0 \tag{6}$$

其中， $g_{\downarrow\downarrow}, g_{\uparrow\uparrow}$ 和 $g_{\downarrow\uparrow}$ 分别是两个种内耦合常数和种间耦合常数。注意， $n\Delta$ 源于 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 自相互作用的不对称性。

在具有抛物线托马斯-费米密度分布的细长原子云中，铁磁相位于原子云中心，此处非线性项 $|\kappa|nZ^2/2$ 最大。在满足条件 $|\kappa|n < \Omega$ 时，每粒子能量呈现对称的双极小值结构，这是铁磁相中典型的对称性破缺特征。存在非零失谐时，两个势阱的对称性会被打破。借助调节旋钮δ_B（其与施加的磁场呈线性正比），可以改变两个能量极小值之间的相对能量差，使其中一个态成为绝对基态，另一个则成为亚稳态。原子云边缘区域密度较低，仍处于顺磁区，此处唯一能量极小值的 Z 由 δ_{B}明确决定。

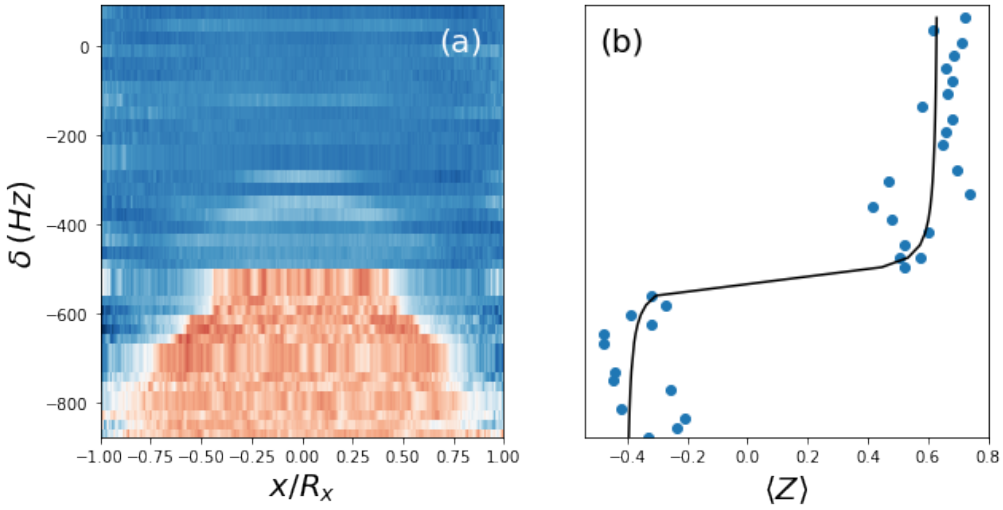

图 S1. 从磁滞回线末端确定 δ_c。a) 不同失谐 δ 且无等待时间时，磁化强度 $Z(x)$ 的积分剖面。b) 对中央40个像素上的磁化强度 $\langle Z\rangle$ 取平均，其符号变化可用于确定 $\delta_c = -517$ Hz。这里的不确定性来源于 S 形拟合（橙色线）的统计不确定性。该校准用于正文中展示的部分数据，其中 $\Omega_R/(2\pi) = 400$ Hz。

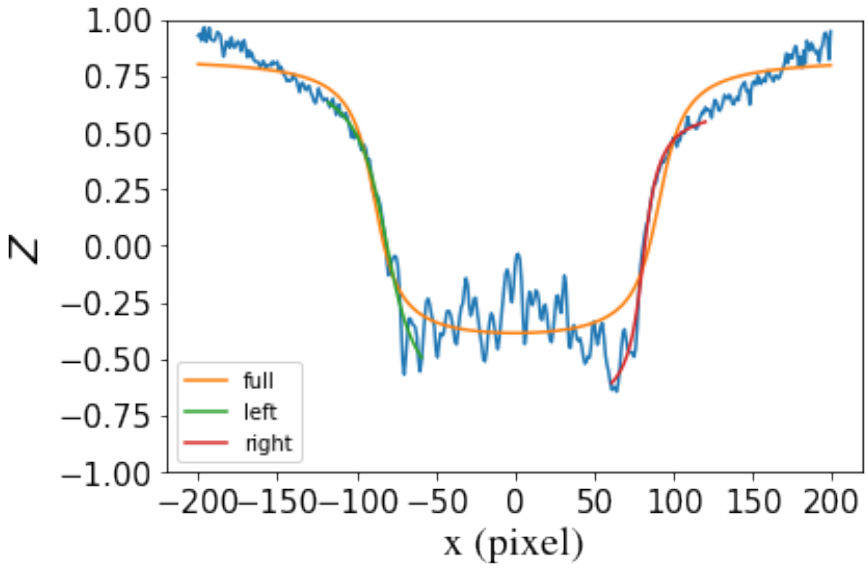

图 S2. 一次典型实验次运行的磁化分布，显示气泡的出现。首先进行整体拟合（橙色线），随后在两个界面处分别进行独立拟合（左侧绿色，右侧红色）。

由于 $|\uparrow\rangle$和 $|\downarrow\rangle$之间的不对称性，存在一段 δ_{B} 取值范围，使得中心处能量极小值的 Z （−）与边缘处的+（+）符号相反，但系统仍可保持均匀正磁化分布，且中心处处于亚稳态。当失谐降低至临界值δ_c 以下时（见正文），亚稳极小值消失，系统转而呈现唯一的稳定磁化分布：中心处 Z为负，边缘处 Z 为正。

虽然公式（4）的自旋能量分布有助于解释两个彼此分隔的极小值的存在，但这种局域密度近似表示仅显示每个粒子的局域密度近似能量景观，而不显示系统的总能量。例如，局域密度近似能量分布不包括相反 Z之间界面的贡献，其动能代表了总能量势垒的进一步贡献，正如正文图 1 所要展示的那样。

II. 校准与分析流程

一项重要的校准是确定双阱能量景观预计消失时的临界失谐。我们通过 δ_c 采用 [24] 中用于测量铁磁区间滞后宽度的相同实验方案来确定。这包括主文图2(a)所示的相同扫掠，并在等待时间为零的条件下进行。图S。S1(a) 显示了积分磁化强度 $Z(x)$ 随δ_f最终取值的变化。在图中所示的情形下，我们通过用S形函数拟合中央40个像素的平均磁化 $\delta_c/2\pi = 710$，确定了S1.b 中所示的 (19) Hz。

正文中使用的数据是在 δ 紧邻临界值上方的范围内获得的。由于气泡会在原子云中心出现，我们首先通过设定阈值$Z_{\mathrm{bubble}} = 0.2$来确定是否存在气泡。如果中央40个像素的平均磁化强度低于 Z_{bubble}，则计为一个气泡。在固定等待时间下的气泡总数决定了概率 P，如正文图2(c)所示。我们验证了阈值 Z_{bubble} 和平均区域的选择不会对本文展示的结果产生显著影响。

一旦气泡被检测 到，首先使用双 sigmoid 函数对完整的磁化分布进行拟合 n,

$$A\left[\arctan\left(\frac{x-x_r}{s_r}\right)-\arctan\left(\frac{x-x_l}{s_l}\right)\right] \tag{7}$$

其中， A 是振幅，$x_{(r),\ [l]}$ 和$s_{(r),\ [l]}$ 分别是两个 Sigmoid 函数的（右侧） [左侧] 中心位置和标准差，参见图 S2 中的橙色线。随后将位置 $x_{(l),\ [r]}$ 作为第二个拟合程序的初始值，该程序分别分析左侧和右侧的气泡界面。此步骤用于更准确地确定

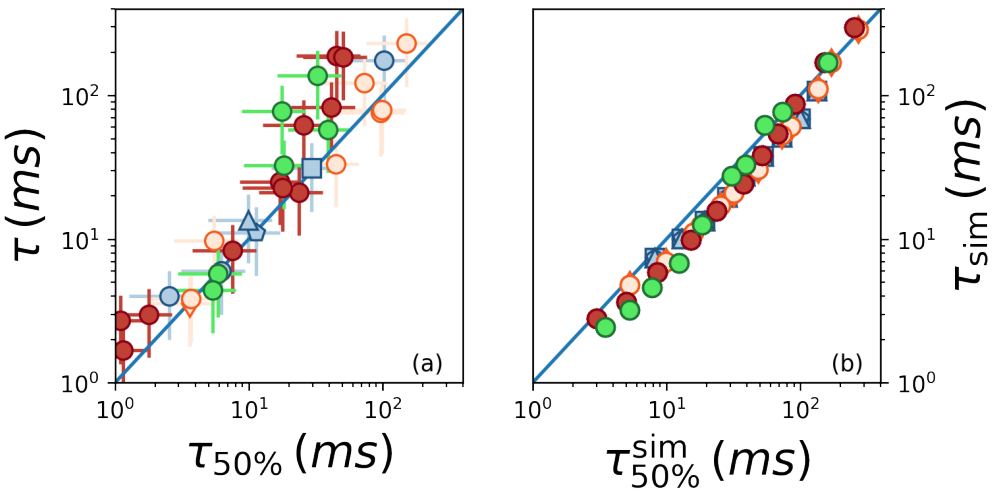

图 S3. 实验结果（a）和数值结果（b）中的 τ 与 $\tau_{50\%}$。在实验结果中，这两个量在误差条范围内彼此相容；在模拟数据中，两者仅有较小偏差。各数据点的颜色与正文中使用的相同，蓝线表示 $\tau = \tau_{50\%}$。

界面的确切位置，不受云团不对称性和偏移的影响。所得值 $x_{(l),\ [r]}$ 可用于确定气泡大小，即 $\sigma_x = x_r - x_l$

III. τ 和替代 τ50% 的确定

正文中，我们说明了如何通过将 F_t 拟合到 $(1-\epsilon)/\sqrt{1+(e^{t/\tau}-1)^2}+\epsilon$，来确定特征衰减时间 τ。即使对于统计数据有限的实验序列，该公式也能使我们提取出 τ，并且结果对拟合参数的初始值具有稳健性。

为验证我们方法的可靠性，我们还考虑了另一种特征时间 $\tau_{50\%}$，将其定义为观测到气泡的概率 P 为 50% 时的时间。对于统计数据有限的测量，这种方法是一种有效的替代方案。为确定 $\tau_{50\%}$，我们用以下函数拟合 P：

$$P(t) = \mathrm{Min}[a_1 * (e^{t/a_2} - 1), 1] \tag{8}$$

其中 a_1 和 a_2 为自由参数。随后利用这两个参数从.....确定 $\tau_{50\%}$

$$\frac{1}{2} = a_1 * (e^{t_{50\%}/a_2} - 1) \tag{9}$$

我们检查发现，在统计不确定性的范围内，$\tau_{50\%}$ 的值不会因采用不同的拟合函数（线性函数、带时间偏移和 P的指数函数）而改变。图 S3 显示，τ 和 $\tau_{50\%}$ 对于实验测量和数值模拟都相符。尤其是，模拟结果使我们得以得出结论：尽管 $\tau_{50\%}$ 预计会受到气泡衰变前延迟时间的影响，$\tau_{50\%}$ 仍是 τ的良好近似。这表明延迟时间与 τ 有关联，仍需进一步研究以了解其关联方式。

总的来说，我们认为正文中采用的 τ 的确定方法是可靠的。值得注意的是，这两种方法依赖于两种截然不同的可观测量：对所有实验采样取平均后得到的中心区域平均磁化强度（τ），以及气泡的概率性存在（$\tau_{50\%}$）。

IV. 数值模拟

正文中呈现的数值结果基于一维 Gross-Pitaevskii 模拟。参数经过选择，以忠实再现实验条件：具体而言，系统被束缚在频率为 $\omega_0 \simeq 2\pi\times 16$ Hz 的谐势中，因此 Thomas-Fermi 半径为 $L \simeq 200\,\mu$m；此外，选择相互作用参数，使其达到 $|\kappa|n_0 = |\Delta|n_0 \simeq 2\pi\times 1.1$ kHz，其中 n_0 为原子云中心的总密度。

首先通过虚时间演化，将系统制备在对应于 $\delta_f = 2\pi\times 1$ kHz 的基态中。因此，无论 Ω_R 的值如何，系统几乎都完全极化于 $|\uparrow\rangle$ 态。

在基态上叠加振幅为中心密度 3% 的白噪声：这相当于注入了约 $\varepsilon/k_B = 215$ nK 的能量。随后，我们让系统在实时间中演化，不改变任何参数，并观察到瞬态过程之后，噪声分布变得稳定；我们将这一结果解释为混合物热化至温度 $T \propto \varepsilon$。在遍历性假设下，我们可以通过对同一时间演化进行多次重复并取平均来确定系统的动力学，每次重复都从不同的含噪样本出发。总而言之，我们进行平均场模拟，其中噪声起到有效温度的作用。当然，这些模拟无法探究量子涨落的作用：然而，由于估计的实验温度远高于 $|\kappa|n_0/k_B \sim 50$nK，动力学很可能由热噪声主导，因此与经典场模拟进行比较是合理的。

热化后的实时动力学再次复现了实验方案：以 ~ 50 Hz/ms 的速度对失谐进行扫掠，以到达对应于某个最终 $\delta_f < 0$ 的假真空态；随后根据模拟参数，在 $[10, 300]$ ms 的等待时间范围内监测系统的磁化强度。

为了提取特征衰减时间 τ 和 τ_{50}，我们计算：

$$F(t) = \frac{\langle Z(x \sim 0, t)\rangle - Z_{TV}}{Z_{FV} - Z_{TV}} \tag{10}$$

其中，$\langle Z(x \sim 0, t)\rangle$ 是原子云中央 $10\ \mu$m 区域内磁化强度的统计平均值。如果样本数量足够多（我们使用 1000 个），该函数表示在时间t尚未观测到气泡的概率。因此，根据定义，τ_{50} 通过求解 $F(\tau_{50}) = 0.5$ 得到。

FVD 速率则通过对 $\log F(t)$ 进行线性拟合得到：在大多数情况下，预测的指数行为出现在对应于 $F(t) \in [0.3, 0.7]$ 的时间区间内；对于与最短和最长隧穿时间相关的模拟，则需要对该时间窗口稍作调整。

V. 瞬子

真空衰变的理论描述是非微扰性的，基于使用虚时间坐标求得的运动方程瞬子解。该系统的经典场论可简化为磁化场论 Z。对于热瞬子，气泡以一定速率成核（例如参见[10]）

$$\Gamma = 1/\tau = A\,(\beta E_c)^{j/2}\, e^{-\beta E_c}. \tag{11}$$

其中 $\beta = 1/(k_B T)$，而 E_c 是瞬子的能量。因子 A 取决于瞬子周围的涨落，j 是平移对称性的数量。如果系统具有平移不变性，就应存在一个零模 $j = 1$。（实验中的气泡总是在中心附近成核，因此平移不变性值得怀疑。幸运的是，幂律依赖对结果的影响很小。）目前只有极少数模型的前因子 A 可以计算，因此在后续分析中，我们将把 A 视为拟合参数。请注意，当指数大于一时，非微扰方法才有效，即温度为 $k_B T < E_c$时。温度更低时，真空涨落会成为主要的成核机制。在我们的系统中，这发生在 $k_B T < \hbar|\kappa|n \sim 50$ nK，此时产生的真空衰变率远低于实验中观测到的速率。

热瞬子的能量包含一个梯度贡献。

$$E_c = \frac{\hbar n}{4}\int\left\{\frac{\hbar}{2m}\frac{(\nabla Z)^2}{1-Z^2} + V\right\}dx, \tag{12}$$

其中势

$$V = \kappa n Z^2 - 2\Omega_R(1-Z^2)^{1/2} - 2\delta_{\mathrm{f}} Z. \tag{13}$$

我们可以消去对密度的依赖，从而得到长度尺度 $\xi = \hbar/(m|\kappa|n)^{1/2}$对应的 $\hat{}E_c = E_c/(\hbar n^2\xi|\kappa|)$。对于一维中的热泡，瞬子计算等价于对作用量进行 WKB近似，其熟知的 WKB形式为

$$\hat{E}_c = \frac{1}{2}\int_{Z_{TP}}^{Z_{FV}}\left(\frac{2(V - V_{FV})}{|\kappa|n}\right)^{1/2}\frac{dZ}{\sqrt{1-Z^2}}, \tag{14}$$

表 I. 真空衰变热瞬子模型的拟合系数， $j = 1$。拟合范围限定为 $(\delta_f - \delta_c)/\Omega_R > 0.05$，以确保 $b\hat{}E_c > 1$。

$\Omega_R/2\pi$	$a_{\mathrm{exp}}(\sigma_a)$	$b_{\mathrm{exp}}(\sigma_b)$	$a_{\mathrm{sim}}(\sigma_a)$	$b_{\mathrm{sim}}(\sigma_b)$
300	0.54(0.09)	56.5(1.9)	0.93(0.06)	55.0(1.9)
400	0.83(0.42)	44.4(6.1)	0.70(0.07)	41.3(0.87)
600	0.02(0.43)	30.3(3.7)	0.01(0.14)	29.8(1.3)
800	0.30(0.75)	25.8(5.7)	-0.44(0.11)	25.3(0.9)

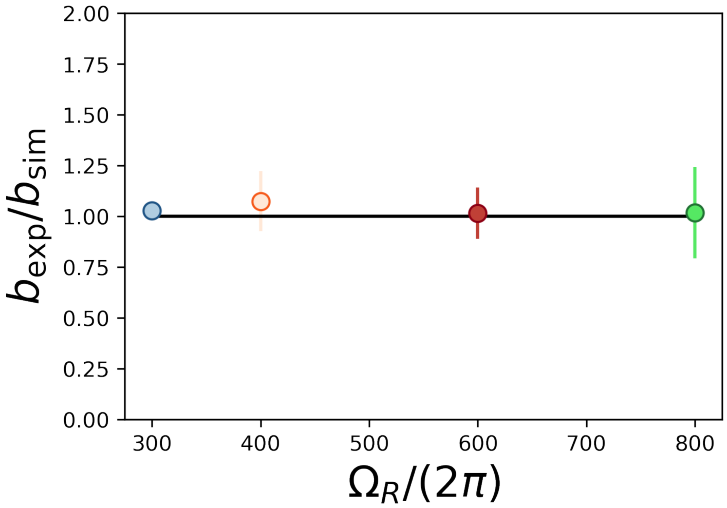

图 S4. 实验和模拟中瞬子拟合得到的 b 参数之比。误差条来自拟合中的统计不确定性。

积分范围从转折点 Z_{TP}到假真空 Z_{FV}。额外因子 $(1 - Z^2)^{-1/2}$源于能量中导数项的形式 (12)。

实验数据已用于拟合，以确定 $\ln \tau = \ln A + b\hat{}E_c - \ln(b\hat{}E_c)/2$ 的最佳参数。结果列于表 I。凝聚体数密度为 $n = (k_B T/\hbar|\kappa|n)b/\xi$。温度为$T = 1\ \mu$K 时， n 在较低 Ω 下的数值约为系统预期值的一半，但考虑到一维处理的局限性，这一结果并非不合理。如果气泡只占据截面的一部分，它实际感受到的只是积分密度的一部分。

在势垒较小的情况下，可以在 Z_c 和 $\delta = \delta_c$ 处的拐点附近将势展开到三次阶，其中

$$\delta_c = \kappa n(1 - Z_c^3), \qquad Z_c = \left(1 - \left(\frac{\Omega_R}{|\kappa|n}\right)^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{15}$$

在这种情况下，积分可以精确求出，

$$\hat{E}_c \approx 1.77 \left(\frac{\delta_f - \delta_c}{|\kappa|n}\right)^{\frac{5}{4}} \left(\frac{\Omega_R}{|\kappa|n}\right)^{\frac{1}{6}} \left(\frac{|\delta_c|}{|\kappa|n}\right)^{-\frac{1}{4}} \tag{16}$$

为验证瞬子预测与模拟结果是否一致，我们在固定 δ_f、改变 ε 的条件下重复进行数值模拟。我们观察到，提取出的 τ 结果与 $e^{(1/\varepsilon)}$ 成正比，这充分证明了注入噪声参数 ε 与温度 T 之间的关联。

VI. 伪相对论行为

在本研究中，我们无需考虑场的动力学性质，而只需关注热驱动的隧穿率。不过值得一提的是，相干耦合的玻色-爱因斯坦凝聚体在小动量下会表现出类相对论行为。忽略自旋通道与密度通道之间的耦合时，自旋通道的色散关系为

$$\omega^2 = \left(\frac{\hbar k^2}{2m} + \frac{\Omega_R}{\sqrt{1-Z^2}}\right)\left(\frac{\hbar k^2}{2m} + \frac{\Omega_R}{\sqrt{1-Z^2}} + (1-Z^2)\kappa n\right) \tag{17}$$

因此，在小动量区域存在伪相对论区域，其中 $\omega^2 \propto k^2 + M^2$，这进一步强化了与早期宇宙相变的类比；早期宇宙相变发生在相对论性等离子体中。此外，系统激发的色散关系，以及更一般地说，有效场论中涉及的时间和空间导数，在气泡形成后的泡动力学中发挥着重要作用 [30]。

VII. σ_{f} 的确定

测得的气泡大小随时间增加，并最终趋于一个稳定值。这表明，隧穿过程后被占据的高能共振态会耗散能量，使气泡大小达到稳定值。尽管我们无法追踪单个气泡随时间的演化，只能在其随机形成后的不同时间测量平均大小，但我们证实，气泡的最终大小与磁性基态的大小相对应；见图S5。气泡的理论最终大小由原子云中铁磁区域的大小决定。由于原子损失以及耦合混合物的相干时间有限，我们无法等待无限长的时间。为克服这一限制并提取 σ_{f} 作为实验测得大小的渐近值。我们评估时刻 $\langle\sigma\rangle$ 的平均气泡大小 t，方法是在没有气泡时固定 $\sigma = 0$ 。随后用 S 形函数对其进行拟合

$$f\langle\sigma(t)\rangle = \sigma_{\mathrm{f}}\mathrm{Max}\left[0, \arctan\left(\frac{(t-t_0)}{\tau_\sigma}\right)\right] \tag{18}$$

其中 σ_{f}、 t_0 和 τ_σ 为自由参数。

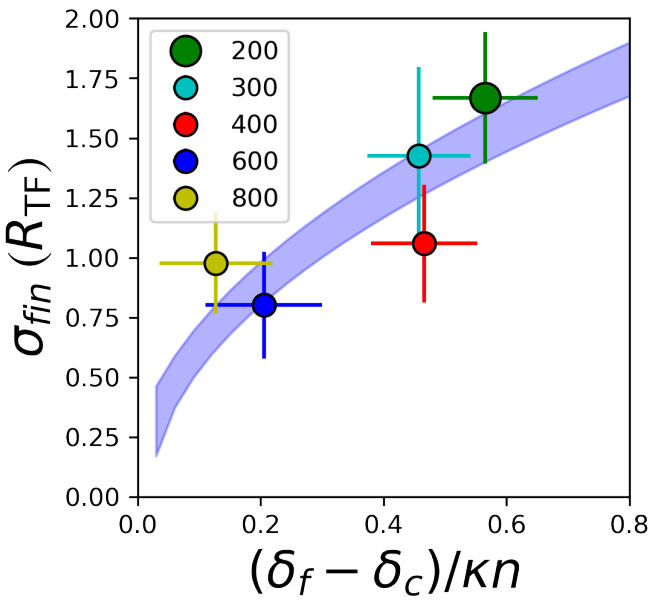

图 S5. 长时间等待后达到稳态时气泡的大小。不同颜色的点表示在不同 $\Omega_R/2\pi$ 下的实验测量结果，与数值模型预测的大小（阴影区域）吻合良好。