arXiv:2301.02237v1 [cond-mat.quant-gas] 5 Jan 2023

极化三组分费米气体反常衰减的观测

Grant L. Schumacher,[1], * Jere T. M¨akinen, [1,2] Yunpeng Ji, [1] Gabriel G. T.Assumpç˜ao, [1] Jianyi Chen, [1] Songtao Huang, [1] Franklin J. Vivanco, [1] 和 Nir Navon[1,2]耶鲁大学物理系，美国康涅狄格州纽黑文 *06520*[2]耶鲁大学耶鲁量子研究所，美国康涅狄格州纽黑文 *06520*

具有多个内部态的费米子系统，例如量子色动力学中的夸克和核物质中的核子，是一些最复杂量子多体问题的核心。此类多体多组分系统的稳定性对于理解重子形成和原子核结构等现象至关重要，但这类费米子问题通常极难从理论上处理。因此，人们一直在寻找可用于研究类似问题的多功能实验平台。在此，我们报告了均匀三分量费米子气体的制备。我们表征了该系统在一系列相互作用强度下的衰变，并观察到二体与三体损失过程之间存在非平凡的竞争。我们观察到极化（即自旋布居不平衡）气体的反常衰变，其中各组分的损失率意外地有所不同。我们提出了一个广义三体速率方程，用以描述衰变动力学，但其背后的微观机制尚不清楚。

探究一个系统是否会衰变——以及会衰变成什么——往往是发现新量子现象的途径。这类稳定性问题在多体物理中无处不在，涵盖了量子液体中湍流的出现 [1]、约瑟夫森结中的耗散过程 [2], 以及原子核的稳定性 [3]。超冷原子系统一直是研究这类问题的沃土：它们的稳定性（或不稳定性）揭示了范围广泛、时而出乎意料的有趣现象，例如 Efimov三体物理 [4], 、量子涨落对多体塌缩的稳定作用 [5], ，以及亚稳相的预热化 [6]。尤其是，人们重新认识到，量子气体抵抗非弹性碰撞损失的稳定性 [7, 8] （或缺乏这种稳定性）是探测多体量子关联的理想手段 [9–12]。

具有接触相互作用的强相互作用费米子，在稳定性方面堪称成功典范，尤其是双组分（“自旋-1/2”）费米子的情形。人们观察到损失特征相对于散射费什巴赫共振发生了出乎意料的位移 [13–17], 由此认识到，在这些共振附近会形成稳定性惊人的配对，并受到泡利阻塞效应的保护。这一发现开启了 BEC-BCS跨越领域 [18]。

三分量（“自旋-1”）费米子可用于研究更加丰富的物理现象，例如类似量子色动力学的现象和复杂配对模式 [19–25]。先驱性实验表明，三分量费米子的非极化（即 自旋布居平衡）气体会表现出与Efimov效应相关的有趣衰变行为 [26–30]。然而，在这些空间不均匀的气体中，依赖密度的损失不可避免地与粒子输运和加热耦合，使得对这些实验的解释颇具挑战性。三分量费米气体的亚稳性仍有待全面理解。

在本研究中，我们制备了由盒阱囚禁的均匀三分量费米子气体，其自旋布居不平衡可调控，并研究了它们的稳定性（图 1A）。此类空间均匀的气体通常遵循比非均匀气体更简单的动力学规律（参见例如 [10, 31–33]）。这使我们得以观察到一个出人意料的现象：在涉及全部三个自旋分量的三体过程中，各自旋分量之间的损失率理应相等这一普遍预期遭到了违反。我们排除了对此现象的两种可信解释，表明其中存在意想不到的物理机制。

我们的实验从红失谐交叉光学偶极阱中的 ^{6}Li原子气体开始。气体被制备为三个最低塞曼子能级中的两个所组成的非相干混合物，这两个子能级编码了“自旋-1”费米子的三个（赝）自旋分量（分别标记为 $|1\rangle$、 $|2\rangle$和 $|3\rangle$，见图1B上图）。该双组分混合物在偏置磁场 B_0 下进行蒸发冷却（磁场取决于所使用的两个态），随后装载入波长为639 nm的蓝失谐光学盒式陷阱中。

我们用 200 ms 将磁场调至所关注的磁场值 B；与双体碰撞速率相比，这一过程较慢，但与所研究磁场范围内双组分混合物的寿命相比则较快 [35]。我们让磁场稳定 100 ms，然后依次施加可变的射频（RF）脉冲，驱动 $|1\rangle - |2\rangle$和 $|2\rangle - |3\rangle$ 跃迁，从而制备自旋混合物（图1B上图）。在本研究考察的 B 范围内（对于 ^{6}Li, 处于帕邢-巴克区深处），利用磁场梯度 [36], 三个自旋态均几乎以相同方式抵消重力作用而悬浮。费米子之间通过二体接触相互作用，相互作用强度由给定磁场下每对自旋态的 S波散射长度 a 表征；每一对自旋态均具有宽费什巴赫共振（见图1B下图）。

我们将气体保持一段可变时间 t，然后测量自旋为 $|j\rangle$、 N_j的原子数。不平衡混合物中各自旋组分的典型原位吸收成像如图1C（上）所示，下方则给出了沿两个方向 x 和 y 积分得到的柱密度。三种组分的积分密度分布与均匀密度相符。

我们首先研究自旋平衡样品的稳定性， $N_1 \approx$

* 通讯作者。电子邮箱：grant.schumacher@yale.e du

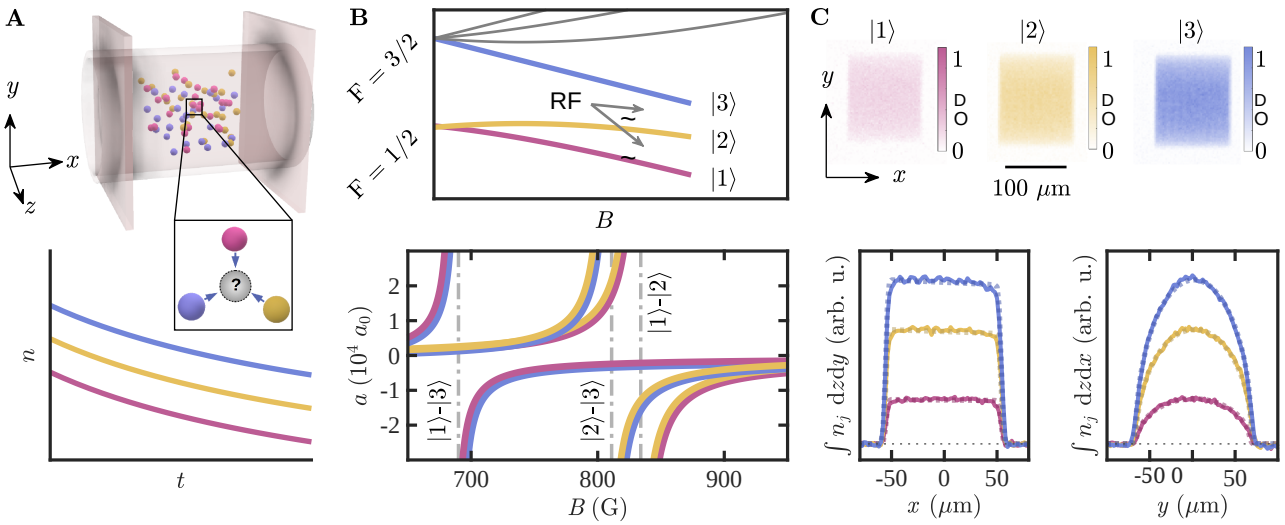

图 1. 均匀三组分费米气体的制备。（**A**）上： 光学盒示意图。下： 通过测量各自旋组分的密度随时间的变化，研究混合物的稳定性。（**B**）上： ^{6}Li最低超精细态的布赖特-拉比图。三个（赝）自旋分别编码在三个最低态 $|1\rangle$、 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$中。通过射频（RF）脉冲调控三组分混合物的极化。下： 各对自旋态的散射长度 a ，单位为 $10^4 a_0$，其中 a_0 为玻尔半径（相邻颜色对应相应的态对）。竖直虚线表示费什巴赫共振 [34]的位置。（**C**）上：原位 典型极化三组分混合物的吸收成像（对10次实验结果取平均），沿 z 轴拍摄；颜色标度表示光学密度（OD）。该锥形盒的长度和半径分别为 $L = 120(2)$ μm、 $R_1 = 75(1)$ μm和 $R_2 = 73(1)$ μm，阱深为 $U_{\rm box} = k_{\rm B} \times$ 1.6(2) μK，其中 $k_{\rm B}$ 为玻尔兹曼常数。请注意，本研究使用了各种尺寸的盒。下： 各组分沿 x 轴和 y 轴的积分密度，以及对均匀密度分布的拟合（点线） [35]。

$N_2 \approx N_3$ 随磁场 B 的变化。我们通常将 $|1\rangle$-$|3\rangle$ 的平衡混合物蒸发至其在 $B_0 \approx 690$ G 附近的 Feshbach 共振处，最终通常达到 $N_1 \approx N_3 \approx 5 \times 10^5$，此时的 $T/T_{\rm F} \approx 0.25$（其中 $T_{\rm F} \approx 400$ nK 为费米温度）；随后再 ramp 磁场，制备三组分混合物。在图 2A-B 中，我们展示了两种典型的衰变过程，并据此得出两个关键观察结果：(i) 混合物在衰变过程中仍保持非极化 [37]，；(ii) 这些损失涉及全部三种态，因为所有双组分混合物都稳定得多 [35]。

样品的密度均匀性使我们能够独立地表征三组分气体的衰变动力学。在图 2A-B 的插图中，我们绘出了总原子损失率 $\dot{N} \equiv {\rm d}N/{\rm d}t$ 随总原子数$N \equiv N_1+N_2+N_3$ 的变化。对于所考察的磁场，数据可由幂律 $\dot{N} \propto -N^\gamma$ 很好地描述，其中拟合得到的γ 显示在图 2C 中。对于总密度为 $n = N/V$ 且体积恒定为 V的均匀非极化气体，这意味着 $\dot{n} \propto -n^\gamma$。重要的是，指数 γ 包含了有关参与损失事件 [38]的独立粒子数的信息。

对于 $B \lesssim 720$ G 和 $B \gtrsim 810$ G，我们均观察到 $\gamma \approx 3$。这与损失主要由不依赖能量的复合过程主导相一致，该过程涉及三个可区分费米子（对此我们预期 $\dot{n} \propto -n^3$）。

中间区域 $B \approx 720 - 810$ G 更为复杂，且 γ 偏离了 3。在该区域，态 $|1\rangle - |2\rangle$与 $|2\rangle - |3\rangle$之间的散射长度 a_{12} 和 a_{23}均较大且为正，因此.....的产物

三体复合可以被困住 [32, 39]。这使得后续可能发生非弹性原子-二聚体碰撞（涉及三个可区分的原子），形成一种有效的二体损失过程 [40–42]。我们的中间结果 $2 \lesssim \gamma \lesssim 3$ 在定性上与这种二体和三体效应之间的竞争相符。

聚焦于由三体复合主导的区域，我们现在研究自旋布居不平衡的极化三组分混合物，即 各自旋布居不均衡的情况。

在图3A中，我们展示了磁场为 $B = 845$ G 时极化样品的典型衰变；该磁场高于全部三个宽费什巴赫共振（图1B）。所有自旋的损失 $\Delta n_j \equiv n_j(t) - n_j^{\rm initial}$均相同（图3A下图）。这并不令人意外，因为我们预期损失率方程的形式为

$$\dot{n}_j = -L_3 n_1 n_2 n_3, \qquad (1)$$

其中， L_3 是（三体复合）损失系数，与密度无关 [43]。845高斯下的数据与公式（1）的数值解非常吻合，数值解以图3A中的实线表示；初始密度 n_j 是唯一的拟合参数，L_3 固定为我们通过测量非极化气体的衰变所得的值（见图3图注）。

令人惊讶的是，在 $|1\rangle - |3\rangle$ 态的费什巴赫共振处进行相同测量，得到的结果在定性上截然不同：各自旋损失率并不相同，多数组分的绝对损失更大（图3B）。

尽管如此，我们观察到总损失率仍遵循预期的三体速率方程 $\dot{n} = -3L_3 n_1 n_2 n_3$

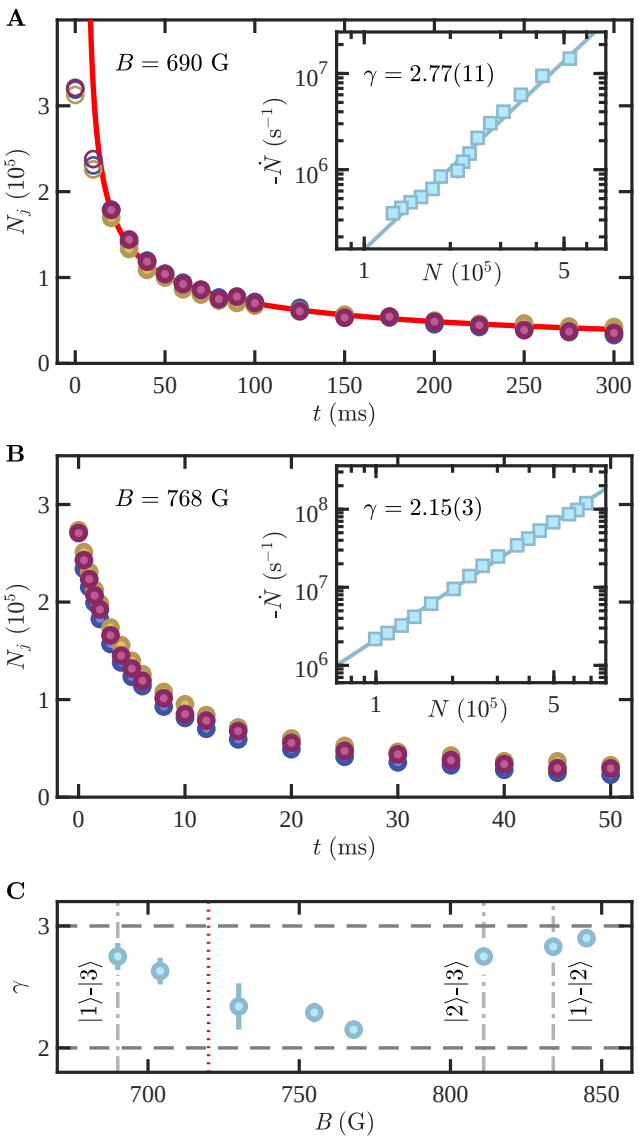

图 2. 非极化三组分费米气体的稳定性。 **(A–B)** $|1\rangle$–$|3\rangle$ 共振处 **(A)** 和 $B = 768$ G 处 **(B)** 的典型衰变。红线是对公式 (1) 的拟合。早期时刻（空心符号）未纳入分析，见 [35]。插图：总损失率 $-\dot{N}$ 随 N的变化。蓝色实线为幂律拟合，得到 γ。 **(C)** 指数 γ随磁场 B的变化。费什巴赫共振以灰色点划线表示。当 B 大于红色虚线所示值时，$|12\rangle$ 和 $|23\rangle$ 费什巴赫二聚体可以留在阱中（见正文）。所示 γ的误差棒仅表示统计误差（通过自助法估算）。对于大多数数据点，主要不确定性来源是盒体积校准带来的额外 10% 系统误差 [35]。 B 的不确定性小于数据点的尺寸。

（图3C中的橙色点）。此外，提取出的 L_3与非极化气体的数值一致（蓝色点）。

我们系统地提取了 L_3 在690高斯下随极化的变化，见图3D。不同于其自旋1/2对应体系 [45–47], ，三组分气体的极化由两个参数表征。自旋分数 $x_j \equiv n_j/n$ 提供了一种便捷的参数化方式，因此极化态可以表示在三元图上。

我们发现，对于几乎所有极化，只要 $|2\rangle$ 的自旋分数不是很高 [35]， L_3就与非极化气体值一致。

在确立了总损失的损失标度关系后，我们现在研究损失在各自旋之间的分配方式。如图4A所示，我们看到 $\dot{n}_j$ 与各自的自旋分数 x_j成正比。为刻画这一关系，我们引入相对损失 $y_j \equiv \dot{n}_j/\dot{n}$ ，并将其与 x_j直接比较，如图4B所示。

这一测量结果表明存在一个简单的关系：

$$y_j = \eta x_j + \frac{1-\eta}{3}, \tag{2}$$

其中，损失之间的比例关系由不对称性 η表征。常数 $(1-\eta)/3$ 受参数 x_j 和 y_j的定义约束； $\eta = 0$ 对应于公式（1）中的对称损失。

现在，我们考察690高斯下 η 随极化的变化。按照图4A-B所述的步骤，将从每个时间序列中提取的 η 数值填入三元图。

我们观察到极化空间分为两个区域。在 $|1\rangle$ 或 $|3\rangle$ 为最大分量的（较大）区域（图4C中未加阴影的区域）内，无论 $|2\rangle$ 是中间分量还是少数组分， η 都不受自旋组成影响，表现稳健。在 $|2\rangle$ 为最大分量的（较小）区域（图4C中带阴影的区域）内， η 较小，但仍明显不为零。请注意，交换自旋 $|1\rangle$和 $|3\rangle$ 后，图4C基本保持不变，这反映了三种散射长度的近似对称性（见图1B）。

汇集来自较大（未加斜线阴影）区域的数据后，我们发现，相对损失定律确实似乎在很大的自旋分数范围内具有普适性。对数据进行拟合后，我们得到 $\eta = 0.80(3)$（见图 4D 图注）。

另一方面，在 B =845高斯下采用相同的步骤，我们得到 $\eta = 0.02(3)$（图 4D），这符合式(1)所描述的常见三体损失动力学。

总损失和相对损失的表现都表明，690高斯下的三组分混合物遵循以下衰变动力学：

$$\dot{n}_j = -3L_3 \left(\eta x_j + \frac{1-\eta}{3}\right) n_1 n_2 n_3. \tag{3}$$

在图3B中，我们用实线表示式 (3) 的解，其中 L_3 和 η固定，仅将初始 n_j 作为可调参数；所得结果与实验数据高度吻合。

汇集不同密度范围内的衰变测量结果后，我们发现 η 对密度的依赖较弱（图 4E），不过这种变化足够缓慢，因此在典型的衰变测量序列中可以忽略不计。

现在我们转而探讨解释这种异常损失不对称性的假设。首先要注意，速率方程公式（1）是一种近似；更根本地说，损失可表示为量子场的关联函数 {v1}。

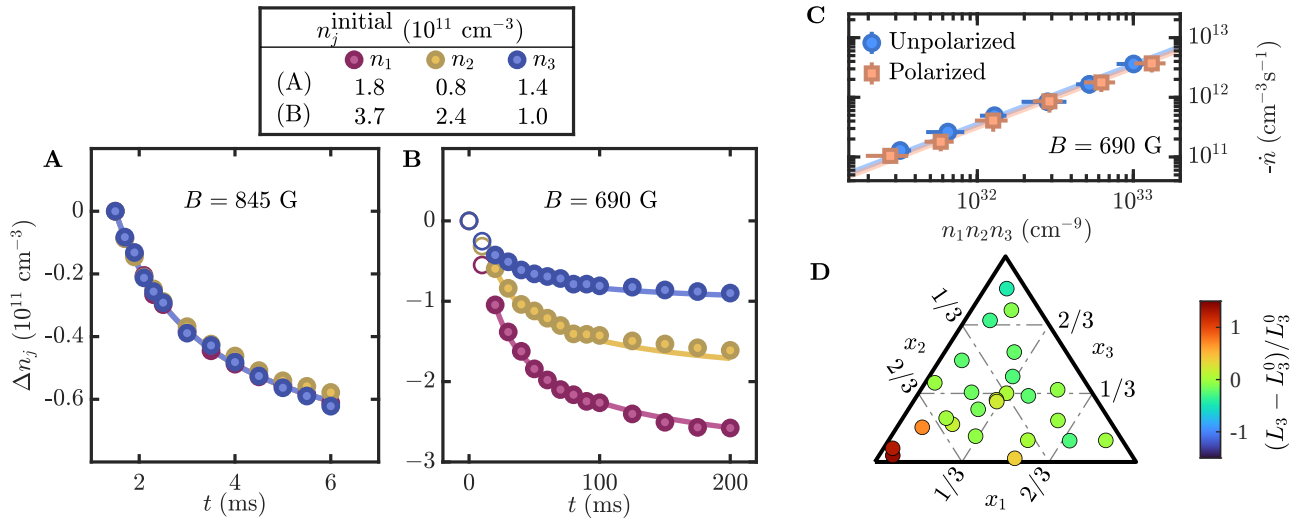

图 3. 极化三组分费米气体的稳定性。（**A**）845高斯下极化气体的衰变。实线为对公式（1）的拟合，其中L_3 固定为非极化衰变中测得的值： L_3（$B = 845$ 高斯） $= 2.4$（1） $\times 10^{-20}$ 厘米^6/秒（$t = 0$ 对应射频脉冲结束时刻。）（**B**）在 $|1\rangle$-$|3\rangle$ 共振处极化气体的衰变。实线为对公式（3）的拟合，排除了早期时间点（空心符号） [35]。 L_3 固定为非极化衰变中测得的值： $L_3^0 = 1.1$（1） $\times 10^{-21}$ 厘米^6/秒。我们估计，由于盒体积校准， L_3 的测量存在 20% 的额外系统不确定性 [35]。（**C**）690高斯下非极化（蓝色）和极化（橙色）气体的总损失率 $\dot{n}$ 随 $n_1n_2n_3$的变化，数据为多次实验的平均值。彩色带表示对 $\dot{n}$的三体损失方程的拟合（含不确定性），由此提取出 L_3。（**D**）690高斯下三体损失系数 L_3 随极化度的变化，相对于 L_3^0，绘制于重心三元图上 [44]。

在 Lindblad 形式下，计算晶格上气体的一般模型的 $\dot{n}_j$ 得到 [35, 48]

$$\dot{n}_j \propto -\sum_{\alpha} \left\langle a^\dagger_{3,\alpha} a^\dagger_{2,\alpha} a^\dagger_{1,\alpha} a_{1,\alpha} a_{2,\alpha} a_{3,\alpha} \right\rangle \qquad (4)$$

其中 $a_{j,\,\alpha}$（分别为 $a^\dagger_{j\,,\,\alpha}$）是在以下假设下，晶格位点 α 处状态 $|j\rangle$ 的湮灭（分别为产生）算符：不发生自旋改变碰撞，且损失源于局域三体复合。由于右侧不依赖于自旋态，因此在该模型中， $\eta = 0$。即使存在会妨碍将公式 (4) 分解为密度乘积的非平凡关联，这一结论仍然成立。

或者，这一效应可能源于多粒子散射过程。公式 (3) 的形式在定性上确实让人联想到所谓的雪崩机制：在这种机制中，三体复合的产物与气体中的其他原子之间发生次级碰撞，从而导致额外损失，使损失率前因子增加依赖于自旋占比的项。雪崩损失一直是超冷少体动力学中备受争议的话题 [49–54]。

在雪崩过程中，人们会预期，自旋为 $|j\rangle$ 的多余粒子损失数应与处于该自旋态的原子比例成正比，即等于cx_j。为确保非极化气体在衰变过程中仍保持非极化，前因子 c 应与自旋态无关；因此， c 表示每次复合事件产生的多余粒子平均数。在这种情况下， $\dot{n} \propto -(3 + c)n_1n_2n_3$。

在此模型中， $\eta = c/(3 + c)$ [35],，而我们测得的最大η 意味着 $c \gtrsim 12$。然而，通用的动力学模型 [50]表明，鉴于 $|12\rangle$和 $|23\rangle$ 费什巴赫二聚体的束缚能， $c \approx 4$ 。此外，我们在尺寸约为平均自由程或更小的盒中重复该实验，发现不对称性仍然相同 [35]。这进一步排除了雪崩情景。最后，碰撞密集气体中的蒸发可能导致不对称损失，正如 [55], 所提出的那样；但这基本上也可排除，因为改变盒深不会影响损失率 [35]。

未来的研究应当阐明这一谜题，例如测量这一过程的能量动力学和温度依赖性，并表征不同相互作用区域中的不对称性。这项工作还开辟了若干新的研究方向，例如研究亚稳态混合物 [6, 56] 的预热化动力学，并在低温 [19, 20]下寻找三组分配对关联的特征。

感谢 Chris Greene、Jose d'Incao、Leonid Glazman、Steve Girvin、Carlos S´a de Melo、Alexander Schuckert 和 Francesca Ferlaino 提供了有益的讨论。感谢 Yvan Castin、F´elix Werner、Fr´ed´eric Chevy 和 Zoran Hadzibabic 对稿件提出了批评性意见。本研究得到美国国家科学基金会（资助编号：PHY-1945324 和 PHY-2110303）、美国国防高级研究计划局（资助编号：W911NF2010090）、戴维与露西尔·帕卡德基金会以及 Alfred P. Sloan 基金会的支持。J.T.M. 感谢耶鲁量子研究所提供的支持。G.L.S 感谢美国国家科学基金会研究生研究奖学金计划提供的支持。

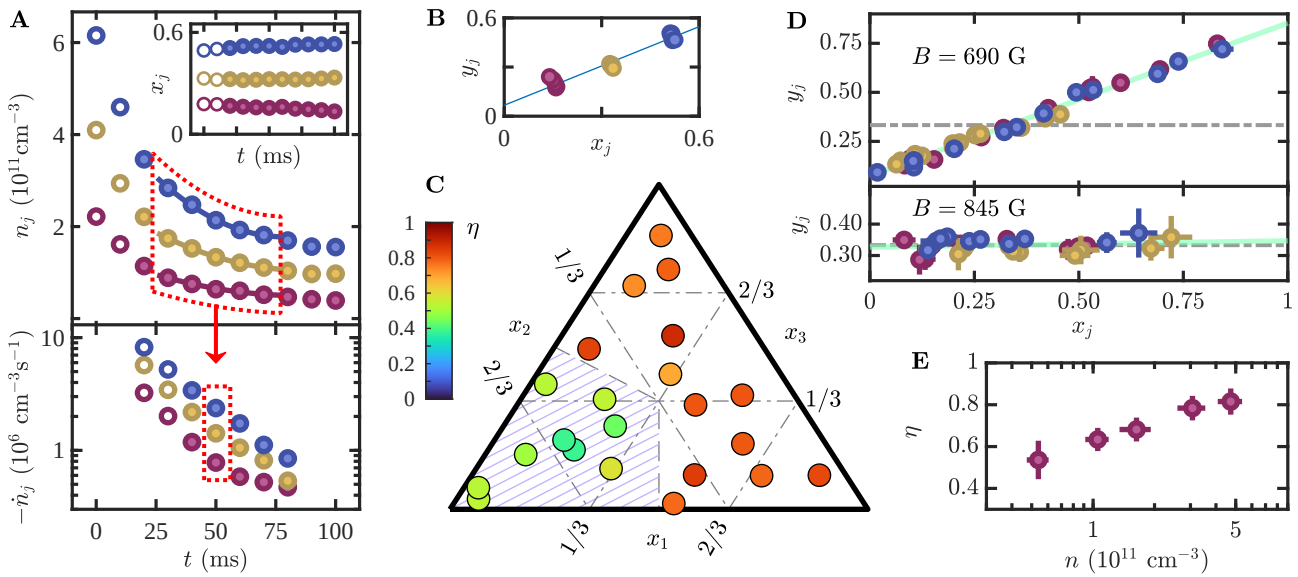

图 4. 极化三组分费米气体中的不对称损失。(A) 上：从 $n_j(t)$ 系列中提取自旋分数和相对损失（x_j, y_j）的示意图。插图： x_j 随时间的变化（另见 [35]）。下： $\dot{n}_j$ 随时间的变化。(B) 从 A 图下方提取的数对（x_j, y_j）落在一条直线上，其斜率定义了 η。(C) 690高斯下的 η 随三元图上极化的变化。每个点都是对一次衰变取平均得到的，如 B 图所示。阴影标示了极化空间中的两个不同区域（另见 [35]）。(D) 上：三元图较大（无阴影）区域中的（x, y）。绿色实线为线性拟合， $\eta = 0.80(3)$。灰色点划线表示 $\eta = 0$。下：在 845高斯下采用相同方法得到 $\eta = 0.02(3)$。我们估计 η [35]还存在额外 5% 的系统误差。(E) 690高斯下 η 随总密度 n 的变化。将多次衰变的数据汇集到各密度区间中，再提取 η （如 D 图所示），从而得到这些点。最高的两个密度区间对应 D 图中的数据；此图还包括较低密度下的额外数据。在典型衰变过程中， $\eta(n)$ 的变化足够缓慢，因此在所考虑的密度范围内可以忽略（见 A 图）。

[1] W. Vinen、J. Niemela，量子湍流，低温物理学杂志 **128**，167–231（2002）。[2] I. M. Pop，等，超导准粒子导致的电磁耗散相干抑制，《自然》 **508**，369–372（2014）。[3] M. Thoennessen，核稳定性的极限，*Reports on Progress in Physics* **67**，1187（2004）。[4] P. Naidon、S. Endo，Efimov 物理：综述，*Reports on Progress in Physics***80**，056001（2017）。[5] F. B¨ottcher，等，精细调谐相互作用产生的新物态：量子液滴和偶极超固体，*Reports on Progress in Physics* **84**，012403（2020）。[6] M. Ueda，超冷原子中的量子平衡化、热化和预热化，*Nature Reviews Physics* **2**，669–681（2020）。[7] Y. Kagan、B. Svistunov、G. Shlyapnikov，玻色凝聚对气体中非弹性过程的影响，*JETP Lett* **42**（1985）。[8] E. Burt，等，相干性、关联与碰撞：从玻色-爱因斯坦凝聚体的衰变中能了解到什么，《物理评论快报》**79**，337（1997）。[9] S. Laurent，等，将少体非弹性衰变与多体系统中的量子关联联系起来：共振费米气体中的弱耦合杂质，《物理评论快报》 **118**，103403（2017）。[10] C. Eigen，等，均匀幺正玻色气体动力学中的普适标度律，《物理评论快报》 **119**，250404（2017）。

[11] M. He, C. Lv, H.-Q. Lin, Q. Zhou，超冷反应性分子的普适关系，《科学进展》6，eabd4699（2020）。[12] F. Werner, X. Leyronas，费米子的三体接触参数。一：一般关系，arXiv:2211.09765（2022）。[13] K. Dieckmann 等，费什巴赫共振附近超冷费米锂气体的衰变，《物理评论快报》89，203201 2002( )。[14] K. O'Hara 等，测量费米 ^{6}Li中费什巴赫共振的零交叉，Physical Review A 66，041401（2002）。[15] T. Bourdel 等，测量 ^{6}Li费米气体中费什巴赫共振附近的相互作用能，《物理评论快报》91，020402（2003）。[16] C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn, D. S. Jin，从原子费米气体制备超冷分子，《自然》424，47–50（2003）。[17] S. Jochim 等，从费米原子制备光学俘获分子的纯气体，《物理评论快报》91，240402（2003）。[18] M. Randeria, W. Zwerger, M. Zwierlein，《BCS-BEC 交叉与幺正费米气体》（Springer，2012），第1–32页。[19] A. Modawi, A. Leggett，自旋极化 ^{6}Li中自旋-1费米超流体的一些性质，《低温物理学杂志》109，625–639（1997）。[20] T. Paananen, J.-P. Martikainen, P. T¨orm¨a，三分量费米气体中的配对，Physical Review A 73，053606（2006）。[21] T. Sch¨afer，原子液体能教会我们什么关于夸克液体的知识，《理论物理进展增刊》168，303–311（2007）。

[22]K. O'Hara，用超冷碱金属原子实现色超导类似物，New Journal of Physics 13，065011（2011）。[23] A. Adams, L. D. Carr, T. Sch¨afer, P. Steinberg, J. E. Thomas，强关联量子流体：超冷量子气体、量子色动力学等离子体与全息对偶，New Journal of Physics 14，115009（2012）。[24] D. M. Kurkcuoglu, C. S. de Melo，存在色翻转场和色轨道场时中性超冷费米子的色超流，Physical Review A 97，023632（2018）。[25] H. Tajima, P. Naidon，具有 Efimov 三聚体和库珀对的类量子色动力学（QCD）相图：共振相互作用的 SU(3) 费米气体，New Journal of Physics 21，073051（2019）。[26] T. B. Ottenstein, T. Lompe, M. Kohnen, A. Wenz, S. Jochim，三组分简并费米气体的碰撞稳定性，《物理评论快报》101，203202（2008）。[27] J. Huckans, J. Williams, E. Hazlett, R. Stites, K. O'Hara，具有广泛可调相互作用的三态费米气体中的三体复合，《物理评论快报》102，165302（2009）。[28] J. Williams 等，三分量费米气体中存在激发态 Efimov 三聚体的证据，《物理评论快报》103，130404 2009( )。[29] A. Wenz 等，三分量费米气体中的普适三聚体，Physical Review A 80，040702（2009）。[30] T. Lompe 等，Efimov 三聚体的射频缔合，Science 330，940–944（2010）。[31] R. Bause 等，超冷分子在明、暗光学偶极阱中的碰撞，Physical Review Research 3，033013（2021）。[32] Y. Ji 等，具有接触相互作用的排斥性费米气体的稳定性，《物理评论快报》129，203402（2022）。[33] N. Navon, R. P. Smith, Z. Hadzibabic，光学盒中的量子气体，Nature Physics 17，1334–1341（2021）。[34] G. Z¨urn 等，利用阱边带分辨射频光谱学精确表征 ^{6}Li费什巴赫共振中的弱束缚分子，《物理评论快报》110，135301（2013）。[35] 参见补充材料。[36] 对于 $B \geq 690$ G，各自旋态之间磁矩的相对差异小于 $h \times 10$ kHz/G（h 为普朗克常数）。假设 $|1\rangle$ 在磁场中悬浮以抵消重力（$|\mathrm{d}B/\mathrm{d}y| \approx 1$ G/cm），作用于 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 的残余力小于重力的1%，在我们的盒子大小范围内对应的能量小于 $k_\mathrm{B} \times 5$ nK；与 E_F 和 T相比，这一能量很小。[37] 对于某些 B 值，且视成像程序而定，非极化样品可能会发生极化，例如形成的二聚体未被成像时发生双组分三体复合。 [26]N. P. Mehta, S. T. Rittenhouse, J. P. D'Incao, J. von Stecher, C. H. Greene，[38] 体复合的一般理论描述，《物理评论快报》103，153201（2009）。 ND. S. Petrov，短程粒子间相互作用费米气体中的三体问题，Physical Review A 67，010703（2003）。[39] S. Nakajima, M. Horikoshi, T. Mukaiyama, P. Naidon, M. Ueda，[40] Li三组分混合物中的非普适 Efimov 原子-二聚体共振，《物理评论快报》105，023201 2010( )。 ^{6}T. Lompe 等，三分量费米气体中的原子-二聚体散射，《物理评论快报》105，103201（2010）。[41] E. Braaten, H.-W. Hammer, D. Kang, L. Platter，[42] Li原子中的 Efimov 物理，Physical Review A 81，013605（2010）。^{6}这与[43] 的记号一致，并且在假设 [27, 28] 的情况下也与 [26, 42] 一致。[44] 我们在 690高斯 测得的 L_3^0 与邻近磁场 [27], 下谐振阱中非极化气体的测量结果相似，但显著小于理论预测值 [42]。不过，有限温度效应导致的幺正饱和可能会抑制预测的共振增强。我们在 800高斯 以上对 L_3 的测量结果与文献 [28]报告的数值相似。[45] M. W. Zwierlein, A. Schirotzek, C. H. Schunck, W. Ketterle，《不平衡自旋组分中的费米超流》，《科学》311，492–496（2006）。[46] G. B. Partridge, W. Li, R. I. Kamar, Y.-a. Liao, R. G. Hulet，《极化费米气体中的配对与相分离》，Science 311，503–505（2006）。[47] S. Nascimbene 等，《不平衡费米气体的集体振荡：轴向压缩模和极化子有效质量》，《物理评论快报》103，170402（2009）。[48] Y. Castin 和 F. Werner，私人通信。[49] J. Schuster 等，《玻色–爱因斯坦凝聚体中的雪崩》，《物理评论快报》87，170404（2001）。[50] M. Zaccanti 等，《原子系统中Efimov谱的观测》，Nature Physics 5，586–591（2009）。[51] C. Langmack、D. H. Smith、E. Braaten，《超冷原子损失增强的雪崩机制》，Physical Review A 87，023620（2013）。[52] O. Machtey、D. A. Kessler、L. Khaykovich，《碰撞不透明介质中的普适二聚体：实验可观测量与Efimov共振》，《物理评论快报》108，130403（2012）。[53] M.-G. Hu、R. S. Bloom、D. S. Jin、J. M. Goldwin，《原子–分子Efimov共振处的雪崩机制损失》，Physical Review A 90，013619（2014）。[54] A. Zenesini 等，《铯中的共振原子–二聚体碰撞：检验正散射长度下的普适性》，Physical Review A 90，022704（2014）。[55] M. M. Parish、D. A. Huse，《幺正区受限费米气体中的蒸发去极化与自旋输运》，Physical Review A 80，063605（2009）。[56] C.-H. Huang、Y. Takasu、Y. Takahashi、M. A. Cazalilla，《多组分费米气体量子猝灭后的预热化抑制与调控》，Physical Review A 101，053620（2020）。

补充材料：极化三组分费米气体反常衰减的观测

I. 光学盒的表征

我们通过拟合正文图 1 光学盒的原位 密度分布 $\int \mathrm{d}z\, n_j(x,\ y,\ z)$（其中 z 为成像视线，见图 S1A），确定其体积。拟合采用半径为 R_1 和 R_2、长度为 L的圆锥模型，并与标准差为 σ_x 和 σ_y 的高斯函数卷积（这些参数反映成像和盒体投影系统有限分辨率造成的缺陷）。我们得到 $R_1 = 75(1)\ \mu$米，$R_2 = 73(1)\ \mu$米，$L = 120(2)\ \mu$米。$\sigma_x = 2.4\ \mu$米和 $\sigma_y = 3.8\ \mu$米的数值反映了盒的“端盖”和“管体”投影质量略有不同。在图 S1B 中，我们展示了图 1C 所示盒沿 x 轴和 y 轴投影的密度分布截面，以及相应的拟合结果（紫色虚线）。

如果这些不完美完全是由盒投影系统造成的——这是一个保守的假设——我们估计，盒中有 $\approx 90\%$ 的原子处于平均密度的 10% 范围内。此外，我们观察到，在典型的衰变过程中，当原子数减少至原来的 ≈ 5 分之一时，体积会减少 $\approx 10\%$；将这一微小影响作为体积的不确定度考虑在内后，我们估计 γ 的不确定度为 10%，L_3 的不确定度为 20%。这也导致 x_j，y_j 的相对不确定度分别为 $\approx 1\%$ 和 $\approx 5\%$（这反映了拟合 N 和 N 而非 n 和 $\dot{n}$ 之间的差异）。最终，我们发现这一影响造成的 η 不确定度为 $\approx 5\%$。

在图 S1C 中，我们通过缩放 $|3\rangle$ 的密度分布并将其从其他密度分布中扣除，比较了三个自旋态的密度分布。可以看出，经过缩放后，这些密度分布基本完全相同。

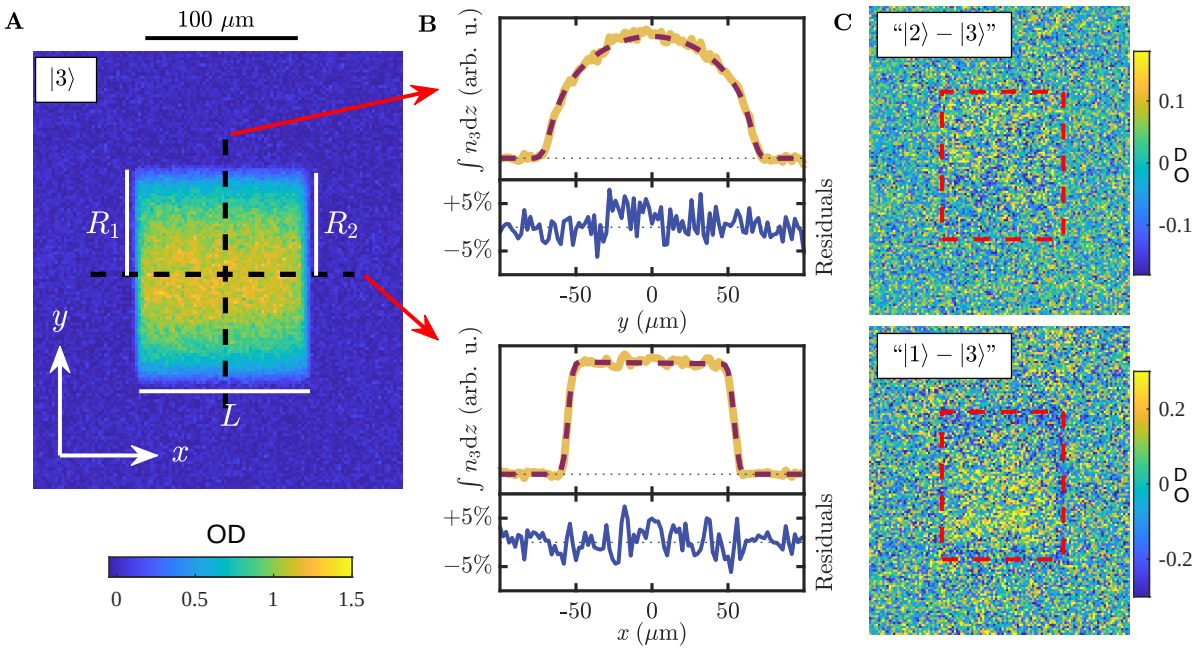

图 S1. 光学盒中极化三组分混合物的均匀性。**(A)** 自旋 $|3\rangle$ 的原位光学密度图像示例（与图 1C 使用相同数据，其中 $x_1 = 0.16$、$x_2 = 0.35$ 和 $x_3 = 0.49$）。**(B)** 上方：沿 y（上方）和 x（下方）轴的密度分布截面（黄色实线）及拟合结果（紫色虚线）（**A**中的黑色虚线）。光学密度图像的拟合采用平滑圆锥（见正文）。下方显示残差（按各截面上拟合密度峰值归一化）。**(C)** 上方：从 $|2\rangle$ 中减去测得的 $|3\rangle$ 原位密度（缩放 $|2\rangle$，使其平均密度与 $|3\rangle$相同）。光学密度标度与**A** 相同，红色虚线矩形标示盒的区域。下方：同样，从 $|1\rangle$中减去自旋 $|3\rangle$。

II. 双组分混合物与三组分混合物的衰变

本节将说明，在本研究考察的 B 范围内，非极化三组分混合物的衰变速度远快于任何双组分混合物。图 S2A 展示了双组分混合物衰变的示例（除内禀复合过程外，可能还包括蒸发损失）。图 S2B 中，我们通过提取损失的（早期）有效时间尺度 $\tau_{\text{eff}} = n/|\dot{n}|$，对双组分和三组分混合物的衰变进行了定量比较。黑色叉号代表三组分混合物，其每个自旋态的密度在 $n_j \approx 1.5 - 4 \times 10^{11}\,\text{cm}^{-3}$范围内。绿色、蓝色和粉色曲线展示了双组分混合物的$\tau_{\text{eff}}$；对于每个磁场，其每个自旋态的密度最高可比相应的三组分数据大 4 倍，但从不更小。即使在这种情况下，τ_{eff} 也至少比相应的三组分混合物大一个数量级。

然而，对于极化程度极高的三组分气体，这一结论不再成立。在 $B = 690\,\text{G}$ 处，a_{12} 和 a_{23} 均为正，因此相应的双组分混合物已因三体复合（涉及两个相同费米子）而不稳定。此外，$|12\rangle$ 和 $|23\rangle$二聚体相应的束缚能使得所有复合产物都能逃出盒（见第 VII 节）。因此，自旋为 $|i\rangle - |j\rangle$ 的混合物将按照复合法则 $\dot{n}_j = -L_3^{ij}(2n_j^2 n_i + n_i^2 n_j)/3$ [32, 39] 衰变。我们注意到，在低于 720 G 的磁场下（图 S2B 中的红色虚线），双组分复合速率与 [39] 的普适预言一致（图 S2B 中的实线）。在更高磁场下，形成$|12\rangle$ 和 $|23\rangle$ 二聚体并不会直接导致损失，因为它们的束缚能小于 $6U_{\text{box}}$ [32]。

为估算双组分损失对正文分析的影响，我们计算了三组分复合造成的总损失（$\dot{n}_{\text{three}} \equiv -3L_3 n_1 n_2 n_3$）与双组分复合造成的总损失（$\dot{n}_{\text{two}} \equiv -L_3^{12}(n_1^2 n_2 + n_2^2 n_1) - L_3^{23}(n_2^2 n_3 + n_3^2 n_2)$）之比：

$$\frac{\dot{n}_{\text{two}}}{\dot{n}_{\text{three}}} = \frac{L_3^{12}}{3L_3}(1/x_3 - 1) + \frac{L_3^{23}}{3L_3}(1/x_1 - 1) \tag{S1}$$

从图 S2A 中提取 L_3^{12}和 L_3^{23}，我们得到比值 $L_3^{12}/(3L_3) < 0.003$ 和 $L_3^{23}/(3L_3) < 0.001$。将限值设为$\dot{n}_{\text{two}}/\dot{n}_{\text{three}} < 10\%$，我们得到图 S2C 所示的极化度极限。对于极化程度低于此极限的混合物，三组分损失占主导地位，因此我们忽略由双组分过程引起的损失。

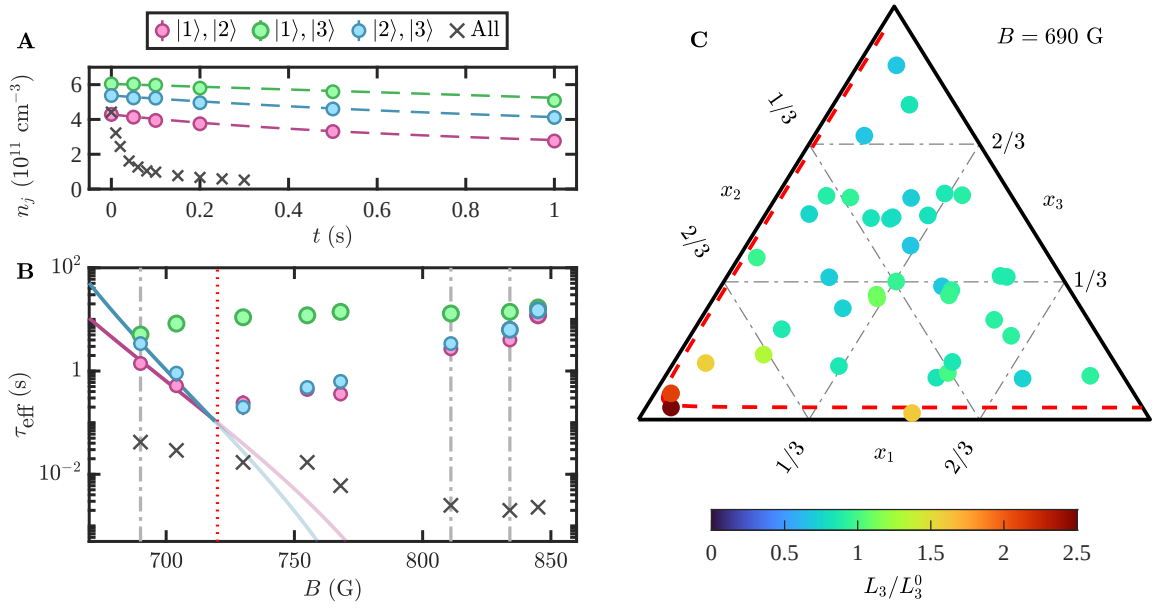

图 S2. 双组分与三组分混合物的稳定性。**(A)** 690高斯下非极化双组分气体的衰变；黑色叉号表示作为参照的三组分气体衰变。**(B)** 不同磁场下的有效时间尺度。竖直点划线表示费什巴赫共振。在图示的每个磁场下，双组分气体的密度（每个自旋态）均等于或高于对应三组分气体的密度。粉色和蓝色实线表示普适复合生成费什巴赫二聚体的预测 [32, 39]。当 B 大于红色点线所示值时，$|12\rangle$ 和 $|23\rangle$ 费什巴赫二聚体可被困在阱中。**(C)** L_3 随极化的变化，磁场为690高斯（按正文所述以 L_3^0 归一化），其中还包括总密度较低时的额外数据（$n \sim 5 \times 10^{10}\,\text{cm}^{-3}$），这些数据未在正文中展示。红色虚线表示极化的界限；超出该界限时，预计双组分过程造成的总损失占比至少为 10%。

III. 早期衰减

在正文中，我们在分析 $B = 690$ G 处的衰变时排除了早期时刻。这里我们更详细地说明，该磁场下的早期时刻行为与后期行为不同。

在图 S3A 中，我们展示了 690高斯下非极化样品的衰变。可以看到，在 $t \lesssim 10$ ms 时，衰变速度比后期更慢（见图 S3 中的红色实线）。对于 $\dot{n}$ 与 n 的比较（图 S3A 插图），这一效应更加明显。只有在后期，数据才符合 a $\gamma \approx 3$ 定律。这一效应在极化气体测量中也存在，但在 $t \gtrsim 15$ ms 时，对于我们所有的极化度，数据都能用单一的 $\gamma \approx 3$ 很好地描述。相比之下，在 $B \gtrsim 845$ G 下损失更快（见图 S3B），即使从最早的测量时刻起，数据也符合简单的 $\gamma \approx 3$ 定律（图 S3B 插图）。

我们推测，这种行为是通过自旋整体旋转来制备三组分混合物的方案所致。事实上，对于 $B = 690$ G 下较慢的损失，早期时刻的自旋相干性会影响弹性和非弹性碰撞截面。研究相干射频制备、非弹性损失以及该系统中可能存在的泽诺效应之间的相互作用，将会很有意思。

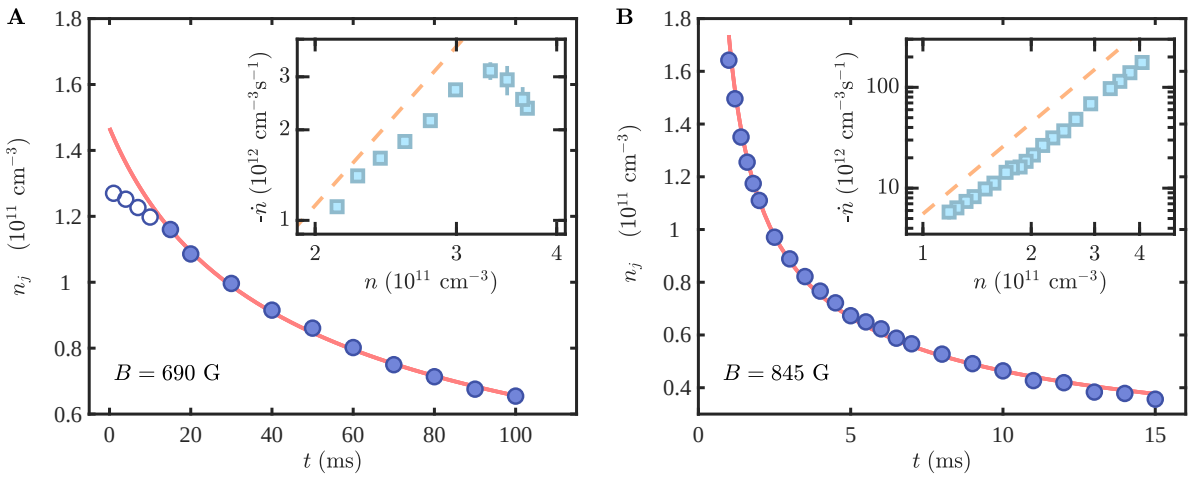

图 S3. $B = 690$ G **(A)** 和 $B = 845$ G **(B)**下非极化三组分气体的早期衰减。蓝色点表示三个组分的平均值，实红线分别是在 **A** 和**B** 中针对 $t \geq 15$ ms 及整个时间范围进行的三体拟合。插图： $\dot{n}$ 与 n的关系。虚线是在双对数坐标中显示 n^3 标度关系的视线引导线。

IV. 自旋分数动力学

这里我们展示，在正文中的有效衰变方程（3）作用下，三元图图4C中极化的两个不同区域在时间演化下是封闭的，即时间动力学不允许从阴影区域跨越到非阴影区域（反之亦然）。事实上，方程（3）意味着

$$\dot{\mathbf{x}} = (1-\eta)\frac{3L_3 n_1 n_2 n_3}{n_1+n_2+n_3}(\mathbf{x}-\mathbf{c}), \tag{S2}$$

其中 $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$，而$\mathbf{c} = \frac{1}{3}(1,1,1)$。自旋分数流是一条从非极化态$\mathbf{c}$出发的射线，如图 S4A 所示。

在图 S4B 中，我们展示了自旋分数随时间的变化，并给出了式 (S2) 的预测结果（实线）。值得注意的是，对于较大的 η，该流动的“速度”大小$|\dot{\mathbf{x}}|$会受到抑制。事实上，在 $B = 690$ G（上图）时，自旋分数几乎不变；而在$B = 845$G（下图）时，它们则明显变化。

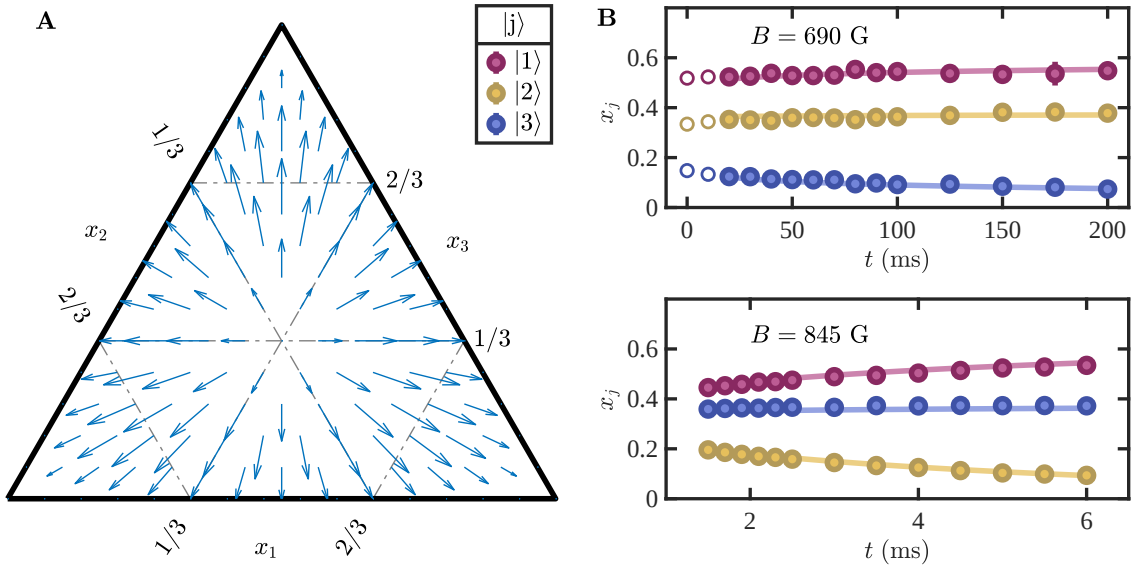

图 S4. 非对称三体衰变下的自旋分数动力学。**(A)** 极化流图。**(B)** $B = 690\,\mathrm{G}$（上）和 $B = 845\,\mathrm{G}$（下）下的极化动力学示例。由于早期时间效应，未纳入空心数据点。实线为式（S2）的解。

这幅极化图带来了一个有趣的推论。如果 η 较大，含有少量第三态杂质的双组分气体将通过大量损失粒子而净化为双组分混合物。事实上，考虑少量杂质$x_2 \ll x_1 = x_3$时，损失速率方程可简化为 $(\dot{n}_1 + \dot{n}_3)/\dot{n}_2 \approx (2+\eta)/(1-\eta)$。例如，对于 $\eta = 0.8$，我们有$\dot{n}_1 + \dot{n}_3 \approx 14\dot{n}_2$；这是一种清除杂质态的低效方法。

V. 射频制备方案

这里，我们进一步介绍三组分混合物的射频制备细节。为了全面覆盖极化空间，我们采用了若干种射频方案，如图 S5 所示。图 S5 中的三元图数据包含图 4C 的数据，符号表示所用的方案。可以看到，在不同方案的重叠区域，它们得到的数值一致。根据所用的自旋态，双组分混合物的初始蒸发在不同的磁场下进行 B_0，如图 S5 所示。

VI. 晶格上的简单损失模型

在本节中，我们将说明一个一般模型无法解释损失不对称性。我们考虑一个位于三维晶格上的气体模型，其晶格间距为 b。

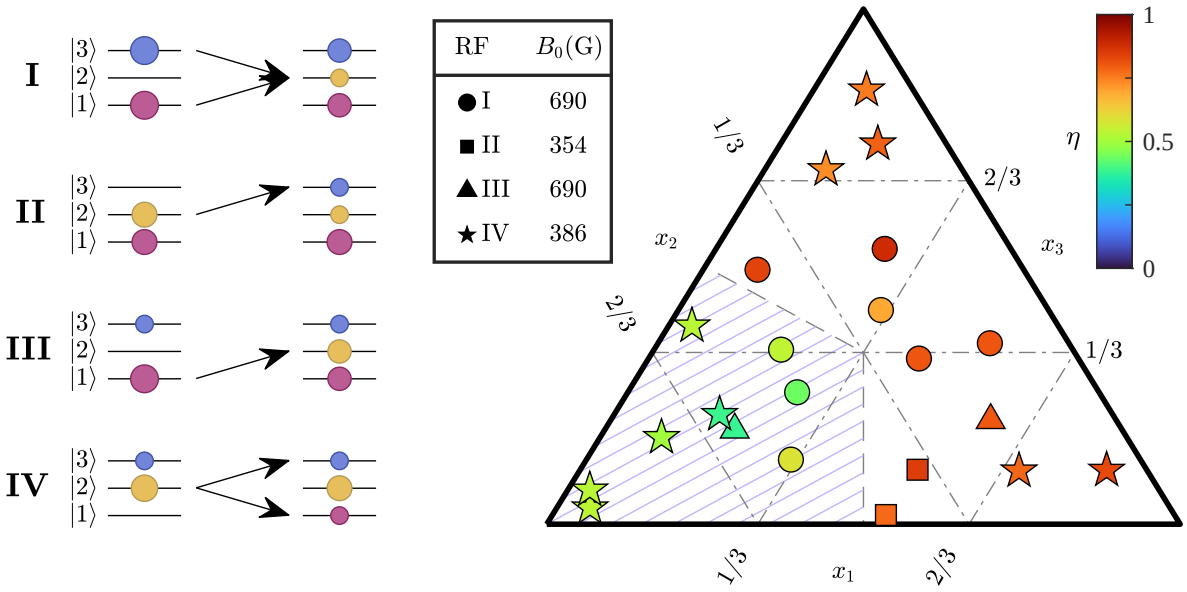

图 S5. η 对射频制备方案的稳健性。三元图中的符号对应图例所示的方案。彩色圆圈表示初始和最终的自旋布居，箭头表示射频脉冲。 B_0 是双组分气体蒸发时的磁场（射频脉冲之前）。

将气体视为开放量子系统，我们使用林德布拉德方程 [3, 4]计算原子数的变化率 $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\langle N_j\rangle = \mathrm{tr}\left(\dot{\rho}N_j\right)$:

$$\dot{\rho} = \frac{1}{i\hbar}\left[H_{\mathrm{sys}}, \rho\right] + \sum_{\alpha}\left(L_\alpha \rho L_\alpha^\dagger - 1/2\left\{L_\alpha^\dagger L_\alpha, \rho\right\}\right), \tag{S3}$$

其中， ρ 是系统的密度矩阵， H_{sys} 是系统的（保守）哈密顿量，包含动能、势能和弹性交互能。自旋态为 $|j\rangle$ 的原子数算符定义为 $N_j = \sum_\alpha b^3 a_{j,\alpha}^\dagger a_{j,\alpha}$ [5]，其中算符$a_{j,\alpha}$ 和 $a_{j,\alpha}^\dagger$ 分别湮灭和产生位于晶格位点 α、自旋为 $|j\rangle$ 的粒子。这些算符满足反对易关系： $\{a_{i,\alpha}, a_{j,\beta}\} = 0$ 和 $\{a_{i,\alpha}, a_{j,\beta}^\dagger\} = \delta_{i,j}\delta_{\alpha,\beta}/b^3$。 $L_\alpha = \sqrt{\kappa} a_{1,\alpha} a_{2,\alpha} a_{3,\alpha}$ 是表示非弹性物理过程的非厄米跳跃算符：三个自旋态不同的粒子在同一晶格位点 α时，以概率 $\propto \kappa$ 发生非弹性散射，导致它们逃离阱。这会产生

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\langle N_j\rangle = \sum_{\alpha,\beta}\langle L_\alpha^\dagger (b^3 a_{j,\beta}^\dagger a_{j,\beta}) L_\alpha - 1/2\{L_\alpha^\dagger L_\alpha, b^3 a_{j,\beta}^\dagger a_{j,\beta}\}\rangle, \tag{S4}$$

由于我们在任何双组分混合物中都未观察到自旋改变碰撞，因此我们假设 H_{sys} 与所有 N_j对易。利用 $\langle L_\alpha^\dagger (b^3 a_{j,\beta}^\dagger a_{j,\beta}) L_\alpha\rangle = \langle L_\alpha^\dagger L_\alpha (b^3 a_{j,\beta}^\dagger a_{j,\beta})\rangle - \delta_{\alpha,\beta}\langle L_\alpha^\dagger L_\alpha\rangle$ 和 $\langle\{L_\alpha^\dagger L_\alpha, (b^3 a_{j,\beta}^\dagger a_{j,\beta})\}\rangle = 2\langle L_\alpha^\dagger L_\alpha (b^3 a_{j,\beta}^\dagger a_{j,\beta})\rangle$，我们将公式 (S4) 化简为

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\langle N_j\rangle = -\sum_\alpha \langle L_\alpha^\dagger L_\alpha\rangle = -\kappa\sum_\alpha \langle a_{3,\alpha}^\dagger a_{2,\alpha}^\dagger a_{1,\alpha}^\dagger a_{1,\alpha} a_{2,\alpha} a_{3,\alpha}\rangle \tag{S5}$$

因此，这与自旋标签 j无关，每个自旋分量均等地分担损失： $\eta = 0$。

VII. 雪崩损失

在雪崩过程中，复合事件之后发生的弹性散射会导致额外原子损失。本节将详细讨论雪崩过程是否可能是不对称损失的起因。我们将表明，雪崩过程会产生两种相当普遍的后果，而我们的实验中均未观察到这两种后果。

在雪崩过程中，预期损失的自旋 $|j\rangle$ 多余粒子数应与处于该自旋态的原子比例成正比，即等于 cx_j。为确保非极化气体在衰变过程中仍保持非极化，c 应与自旋态无关；此时，c 即为每次复合事件损失的多余粒子平均数。在这种情况下，我们预期 $\dot{n}_j = -K_3(1 + cx_j)n_1n_2n_3$，其中 K_3 是单位体积事件率。这个方程在定性上符合式（3）提出的非对称损失方程，其中 $\eta = c/(3 + c)$。对于我们测得的数值 $\eta \approx 0.8$，这意味着 $c \approx 12$。

另一方面，我们可以利用动力学模型 [50]估算 c。我们假设三体复合会产生一个束缚能为 ϵ_b 的二聚体和一个自由原子。如果三个入射粒子最初都静止，那么二聚体形成后将具有动能 $\epsilon_b/3$。在随后与一个静止自由原子发生弹性碰撞时，二聚体平均会保留碰撞前动能的 $5/9$。如果气体对二聚体而言是碰撞不透明的（尽管这种情况不太可能，见第 VIII 节），这些碰撞会将自由原子踢出阱，直到二聚体的能量低于阱深。因此，二聚体大约能踢出 $\log^{5/9}(3U_{box}/\epsilon_b)$ 个粒子。

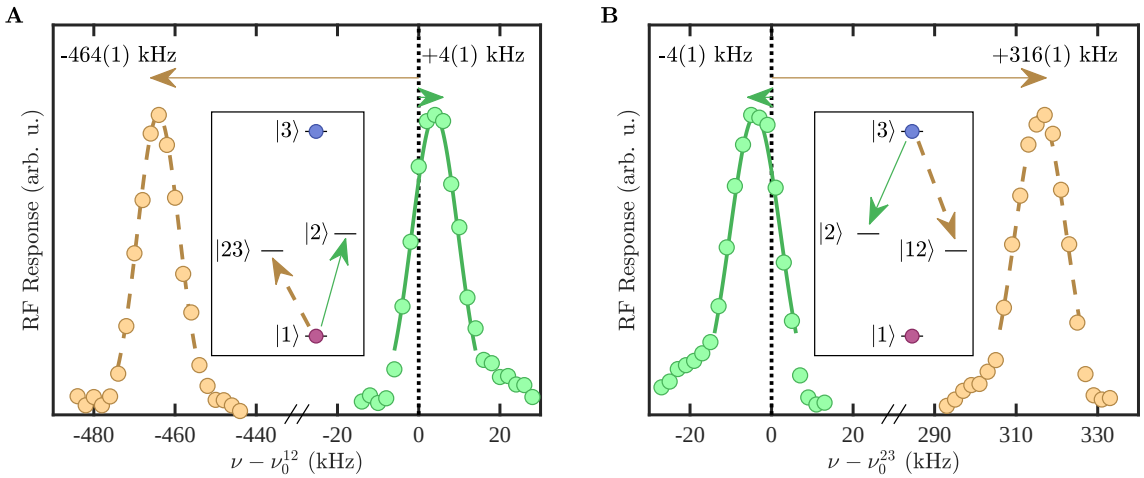

图 S6. 在 $B = 690$ G 磁场下，平衡的 $|1\rangle$-$|3\rangle$ 混合气体中费什巴赫二聚体束缚能的测量。**(A)** 跃迁 $|1\rangle \to |2\rangle$的光谱测量。**(B)** 跃迁 $|3\rangle \to |2\rangle$的光谱测量。两次测量的射频脉冲时间均为 80 μs；在“自由原子”峰（绿色数据）和“束缚”峰（橙色数据，经垂直缩放以便比较）上，转移比例分别为 $\approx 25\%$ 和 $\approx 10\%$。裸值 $\nu_0^{12} = 76.034$ MHz 和 $\nu_0^{23} = 82.707$ MHz（竖直虚线）是在（非相互作用的）完全极化样品上校准得到的。虚线和实线分别表示高斯拟合，据此提取峰频率。示意图为能级图，标出了所用的跃迁（未按比例绘制）。

为评估这一量，我们在 $B = 690$ G 下对两种费什巴赫二聚体进行了射频光谱学测量 $|12\rangle$ 和 $|23\rangle$，见图 S6。我们发现它们的束缚能分别为 $\epsilon_b/h \approx 320$ kHz 和 470 kHz [6]。使用束缚最深的二聚体，$\log^{5/9}(3U_{box}/\epsilon_b) + 1 \approx 4$（其中我们计入了最终非弹性原子-二聚体事件导致的额外损失）。

此外，该模型意味着总损失率会取决于不对称性。事实上，对于 $\dot{n} = -3L_3n_1n_2n_3$，在该模型下我们有 $3L_3 = K_3(3 + c) \propto \left(1 + \frac{\eta}{1-\eta}\right)$。采用图 4E 的数据分箱，我们在图 S7 中绘制了 L_3 与 η 的关系。数据没有显示 L_3 随 η发生系统变化。

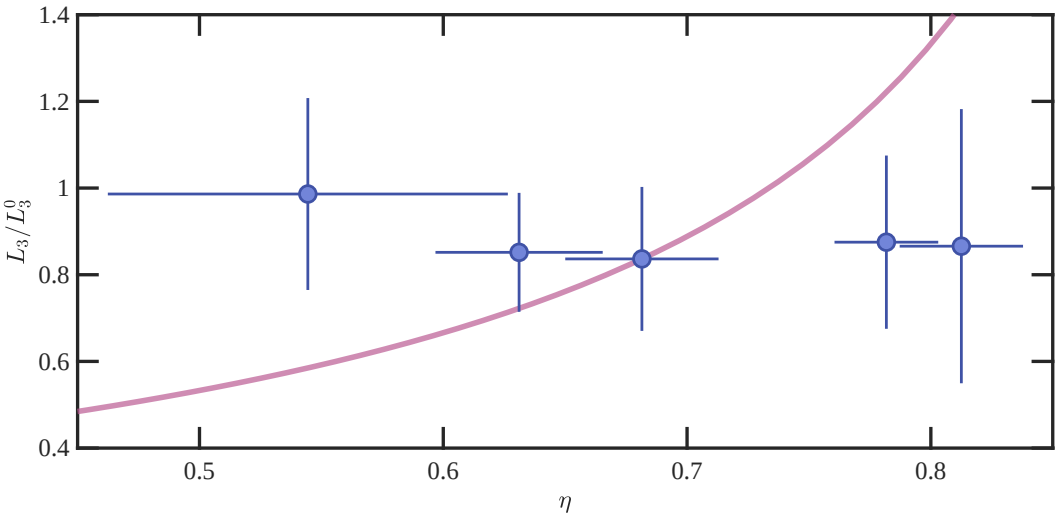

图 S7。损失系数 L_3 与 η的关系。数据区间与图 4E 相同。雪崩模型的预测以紫色实线表示（为与实验数据比较，采用了任意缩放因子）。误差棒表示各区间内的标准差。

VIII. 平均自由程

雪崩过程要求产物态在介质中具有较高的碰撞不透明度。然而，即使在密度较低、典型复合产物 ℓ 的平均自由程大于系统尺寸的情况下，我们仍测得显著的不对称性。

对于可区分粒子的s波散射，碰撞截面为 $\sigma = 4\pi/(k^2 + a^{-2})$，其中 a 是相关的散射长度，$k = \sqrt{2\mu E}/\hbar$ 是约化质量为 μ 、能量为 E时的相对波矢。对于复合后形成的典型二聚体 $|12\rangle$ 和自由原子 $|3\rangle$ ， $k \approx 1 \times 10^7\,\mathrm{m}^{-1}$。二聚体（会与所有自旋态发生散射）的平均自由程更短:

$$\ell \approx (n_1\sigma_1 + n_2\sigma_2 + n_3\sigma_3)^{-1} \sim 200\ \mu\mathrm{m} \tag{S6}$$

其中我们使用了 $n_1 = n_2 = n_3 = 2 \times 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$ （对应于正文图 4E 中最低密度区间），而σ_j 是自由原子 $|j\rangle$ 与二聚体 $|12\rangle$之间的碰撞截面。因此，在这种密度下，即使在尺寸为 ~ 150 微米的盒中，发生一次次级散射的可能性也不大。然而，即使在这些条件下，我们仍观察到很大的 $\eta \gtrsim 0.5$。对于典型的 $|23\rangle$ 二聚体和原子复合产物，结果也类似。

我们在一个尺寸为 $\approx 30\ \mu$m 的较小、近似立方体的盒中重复了实验。在该盒中，随机粒子在到达盒边界前平均会行进 $14\ \mu$m（假设没有碰撞）。给定初始总密度$n \approx 7\times10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$，在整个衰变过程中为 $\ell > 21\ \mu$m。即使在这种情况下，我们仍发现 $\eta = 0.8(1)$，与正文中的测量结果一致。我们由此得出结论，雪崩过程不太可能是合理的解释。

IX. L_3 与盒深的关系

在此，我们检验阱深对损失的影响。我们测量非极化气体的衰变：在三组分混合物经射频制备后，立即将盒深从初始值 U_{box} 降至 U 。我们从图 S8 中看到，提取出的 L_3 在降至 $U_{\mathrm{box}}/2$的深度之前，对 U 没有明显依赖。这表明蒸发对异常损失行为基本不起作用。

假设非弹性损失会向气体沉积能量，这些能量可能由复合 [7] 或其他机制释放（例如 [8]）。这会导致蒸发增强，从而改变总损失率。对于极化气体，这些蒸发损失可能在各自旋态间分配不均 [55]，这或许能模拟我们观察到的不对称性。我们假设损失完全由蒸发造成，并且沉积能量的速率（ϵ_{b} 每次事件）与蒸发速率相平衡，据此计算损失速率，即 $E = \epsilon_{\mathrm{b}} K_3 V n_1 n_2 n_3 + \alpha U N = 0$，其中 U 为盒深， αU 为离开阱的粒子的平均能量（$\alpha \gtrsim 1$）。这意味着 $\dot{n} = -\frac{\epsilon_{\mathrm{b}} K_3}{\alpha U} n_1 n_2 n_3$，因此 $L_3 \propto 1/U$，但我们没有看到这种依赖关系的证据（见图 S8 中的红色虚线）。

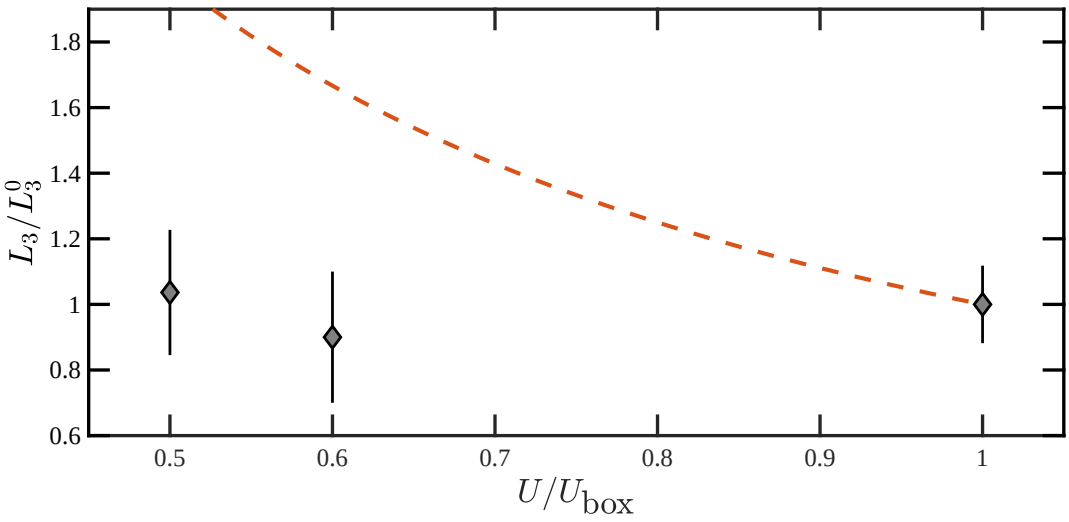

图 S8. L_3 随阱深 U的变化，其中 $U_{\mathrm{box}} = k_{\mathrm{B}} \times 1.6\ \mu$K。红色虚线表示蒸发主导损失所预期的 $1/U$ 依赖关系，并按任意因子缩放，以便与数据进行比较。

[1] C. H. Schunck、Y. Shin、A. Schirotzek、W. Ketterle，《共振相互作用超流体中费米子对尺寸的测定》，《自然》**454**，739–743（2008）。[2] B. Mukherjee，等，《幺正费米气体的谱响应与接触参数》，《物理评论快报》**122**，203402（2019）。[3] E. Braaten、H.-W. Hammer、G. P. Lepage，《超冷原子非弹性损失的林德布拉德方程》，*Physical Review A* **95**，012708（2017）。[4] D. Manzano，《林德布拉德主方程简明导论》，《*AIP*进展》**10**，025106（2020）。[5] 仅在本节中，N_j 定义为一个算符。在正文其余部分，它表示平均值。[6] 对于这两种二聚体，测得的束缚能与普适表达式 $\epsilon_{\mathrm{b}} = \hbar^2/(ma^2)$相差不超过 ~ 10 %，并且与在 691 G 谐和阱中的局域测量结果一致 [1]。此外，自由峰相对于裸频率的位移与 $T/T_{\mathrm{F}} \approx 0.25$的 [2] 测量结果一致。[7] T. Weber、J. Herbig、M. Mark、H.-C. N¨agerl、R. Grimm，《超冷原子气体中大散射长度下的三体复合》，《物理评论快报》**91**，123201（2003）。[8] I. Bouchoule、L. Dubois、L.-P. Barbier，《相互作用量子气体中的损失：紫外发散及其正则化》，*Physical Review A* **104**，L031304（2021）。