0_2^+ 带中 ^{92}锆的集体性涌现

E. J. Williams, [1], * P. E. Garrett, [2,3] A. A. Avaa, [1] A. B. Garnsworthy, [1] G. Hackman, [1] L. Mantle, [1] S. Murillo Morales, [1] J. R. Murias, [1] C. E. Svensson, [1,2] R. Umashankar, [1,4] 和 Y. Zhu[1]*TRIUMF，4004 Wesbrook Mall*，温哥华，不列颠哥伦比亚省，加拿大 *V6T 2A3*[2]圭尔夫大学，*50 Stone Rd E*，圭尔夫，安大略省，加拿大 *N1G 2W1*[3]西开普大学物理系，*P/B X17*，贝尔维尔，*ZA-7535*，南非 [4]不列颠哥伦比亚大学物理与天文学系，温哥华，不列颠哥伦比亚省，加拿大 *V6T 1Z*（日期：2026年11月24日）

$2_2^+ \to 0_2^+$ Zr中的 ^{92}跃迁首次在对10天半衰期的同核异能态 ^{92m}Nb进行的高统计量衰变研究中被观测到。其 $E2$ 跃迁强度为8.9(7)韦斯科普夫单位，比基态带增强了40%，这为基于 0_2^+ 能态形成的集体结构提供了证据；该结构类似于 ^{94}Zr中的形变共存构型。

arXiv:2611.30940v1 [nucl-ex] 23 Nov 2026

锆同位素链展现出丰富多样的现象，因此一直是核结构研究中最引人入胜的对象之一。从 ^{90}Zr中的壳模型约化结构（例如[1]），到较重锆同位素 ^{94,96}Zr[2, 3], 中的形状共存结构，以及基态形状在球形 $N = 58$ 与强形变的 $N = 60$ [4–6], 之间发生的量子相变，锆同位素是研究微观自由度与集体自由度相互作用演化的理想对象。实验尚未完全解答的一个关键问题是：较重锆同位素中的集体结构（在 ^{94}Zr中已清晰可见）如何从 ^{90}Zr中观测到的壳模型构型演变而来。要回答这一问题，需要对中间核 ^{92}Zr进行详细研究。

$N = 50$ 核 ^{90}锆的能级结构具有双闭壳层核的特征，其2_1^+ 能量非常高，达到2186千电子伏，是少数具有 $J^\pi = 0^+$ 第一激发态的核之一。基态被认为具有几乎相等的$p_{1/2}$ 和$g_{9/2}$ 质子轨道贡献，其波函数为0.8($p_{1/2}$)$^2 + 0.6(g_{9/2})^2$, , 而 0_2^+能态则涉及正交组合 [7]。两种构型的强混合反映在近似相等的 $B(E2;2_1^+ \to 0_1^+$,2)值[8, 9] 上。在 $N = 52$核 ^{92}锆中，0_1^+,2能态也被认为主要由相同的质子轨道构成，但具有等幅混合（振幅为 ≈ 0.7） [10–12]。另一方面， 2_1^+ 能态的能量远低于 ^{90}锆中的相应能态，主要是涉及$d_{5/2}$ 轨道 [13], 的中子激发， 4_1^+ 能态也是如此。当研究$N = 54$ 核 ^{94}锆时，我们预计0_1^+、2_1^+和4_1^+能态的性质将与 ^{92}锆中的相应能态非常相似，因为它们同样应由相同的质子和中子构型主导。 2_1^+ 和 4_1^+ 激发能确实几乎相同。然而，与 ^{92}锆相比， ^{94}锆中的 $B(E2; 4_1^+ \to 2_1^+)$值显著降低 [14]。

^{94}锆中的 0_2^+ 能态由Chakraborty等人 [2] 根据观察到显著增强的 $B(E2; 2_2^+ \to 0_2^+)$和 $B(E2; 4_2^+ \to 2_2^+)$值——分别为19(2)和 34^{+10}_{-17} 韦斯科普夫单位（近期重新测得为18.8(9)和45(3)韦斯科普夫单位 [15]）——被指定为形变共存构型的能带带头。形变能带的这一指定与大规模壳模型计算 [13]在定性上相符；该计算预测了从$p_{1/2}$ 和 $p_{3/2}$ 轨道到$g_{9/2}$ 轨道的质子的二粒子二空穴激发。随后的一项库仑激发实验确定，0_2^+能态对应于形变三轴扁球形[15]。基于推导出的$B(E2; 2_2^+ \to 0_2^+)$值为36(11)韦斯科普夫单位 [3], ^{96}锆中的 0_2^+能态也被认为具有形变形状共存结构。近期重新测量了 ^{96}锆中的 2_2^+能态，得到 $B(E2; 2_2^+ \to 0_2^+) = 38.9(57)$韦斯科普夫单位 [16]。与^{94}锆相比，这一更高精度的测量揭示了 0_2^+能带四极集体性的显著增强，尽管 $E(2_2^+) - E(0_2^+)$能级间距有所增加（ ^{94}锆和 ^{96}锆分别为371千电子伏和644千电子伏）。结合转移反应的观测结果，有人提出 ^{94,96}锆可能具有三重形状共存情景，这一情景同时得到了蒙特卡罗壳模型 [6] 和复杂激发态Vampir计算 [17]的预测。

鉴于这些观测，自然会提出这样一个问题： ^{92}锆中是否也存在形变组态。Sheline等人 [18]假设锆同位素中普遍存在形变结构，并特别提出了 ^{92}锆中的序列 0_2^+、2_2^+和 4_2^+。在对 ^{92}锆高自旋态的研究中，Sugawara等人 [19] 使用转动表达式外推了这些能态的能量

高自旋态直至自旋为 0 的能态，发现其能量与 0_2^+和 2_2^+ 态相当吻合。他们还预测， $B(E2; 2_2^+ \to 0_2^+)$值应为 18 韦斯科普夫单位，类似于 ^{94}锆中的形变组态。最近，Gavrielov及其合作者[5]在相互作用玻色子模型组态混合（IBM-CM）框架内，将锆同位素链描述为经历交织量子相变。他们的研究考虑了两种组态：一种是正常组态，其中在 $Z = 40$ 闭合子壳层之上没有质子激发

* ewilliams@triumf.ca

，该组态在整个同位素链中近似呈球形；另一种是双粒子双空穴侵入组态，随着中子数增加，从^{92}锆开始经历由球形到形变的平滑转变。这两种组态发生交叉， 2_1^+ 态在 $N = 56$ 至 $N = 58$之间由正常组态转变为侵入组态，而 0_1^+ 态也在 $N = 58$ 至 $N = 60$之间经历相同的转变。他们假设 ^{92}锆中的侵入组态基于 0_2^+、 2_2^+、 4_2^+和 6_1^+ 态，并且为侵入组态哈密顿量选取的参数较好地再现了能量（见参考文献 [5]的图 4）。需要强调的是，Gavrielov等人 并未认为 ^{92}锆中的侵入组态是形变的，而是认为它具有球形特征，同时仍有别于基态组态。

在本研究中，我们利用 ^{92m}Nb的 β^+/EC衰变（ $t_{1/2} \approx 10$ 天）直接布居 ^{92}Zr中的低能 2^+ 态，并通过 γ射线能谱学确定 $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ 跃迁的分支比。测量结果显示，与基态带中的跃迁相比， $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ 跃迁率显著增强。这一结果为理解集体性如何从 ^{90}Zr中产生，并发展为较重锆同位素中的形变共存构型，迈出了重要一步。此外，我们还改进了 ^{92m}Nb衰变的半衰期和分支比测量。

用TRIUMF的TR13医用回旋加速器产生的13 MeV质子轰击从Fisher Scientific购买的天然铌箔（纯度99.8%），制备了两份 ^{92m}Nb源；照射时间为15分钟，束流强度为 5 μA[20, 21], 。每次照射后观测到的大部分放射性均来自 ^{93}Mo的6.85小时同核异能态，因此在每次测量前至少等待72小时，使其衰变。使用装有16个高纯锗四叶草探测器的GRIFFIN阵列[22] 采集数据。第一份源测量了21天，GRIFFIN四叶草探测器的正面距源110毫米；第二份源测量了17天，四叶草探测器距源145毫米，并将康普顿抑制屏蔽向前移，以排除四叶草探测器之间的康普顿散射。对位于 ≤ 100的晶体中所有时间符合（$\Delta t \leq 200$ 纳秒）击中事件均采用能量求和（加回处理）

mmapart，仅限于来自单个四叶草探测器的晶体，用于采用前置抑制屏蔽的数据。使用参考文献 [22] 中的 180° 符合程序进行了求和修正。使用 ^{56,60}Co 、 ^{133}Ba 和 ^{152}Eu 源进行能量和绝对效率刻度。

通过拟合扣除高能跃迁所产生的康普顿连续谱本底后的 934.45(6) keV 光电峰衰变曲线，确定了 ^{92m}Nb 的半衰期。衰变曲线拟合结果如图 1 所示。为检验系统不确定度，采用了各种修正后的拟合条件：改变用于本底扣除的能量窗口，将

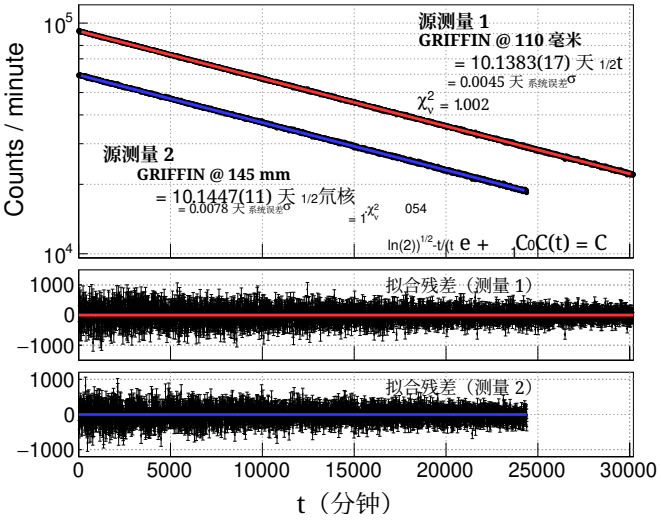

图 1. ^{92m}Nb 的衰变曲线，基于扣除康普顿本底后的 934.45(6) keV 光电峰数据。

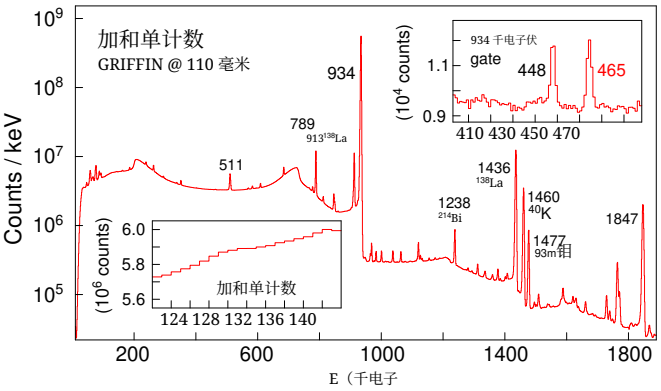

图 2. 使用 GRIFFIN 获得的能谱，插图展示了 ^{92}Nb 中未观测到的 135.5 keV 基态跃迁区域，以及 ^{92}Zr 中的 $2_2^+ \rightarrow 0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ 级联。新观测到了 464.61(9) keV 跃迁。

扣除的本底按 ±10% 缩放，排除前 10% 或后 10% 的数据，和/或添加对应于短寿命（$t_{1/2} \leq 9$ 天）和长寿命（$t_{1/2} \geq 11$ 天）污染物的额外拟合项。我们发现，尤其是 2nd 源测量的拟合结果对本底扣除和数据排除流程较为敏感，这可能是由于测量期间附近同时进行的实验产生了间歇性的室内本底。 1st 源测量和 2nd 源测量中，最佳拟合得到的 ^{92m}Nb 半衰期分别为 $10.1383 \pm 0.0017_{stat.} \pm 0.0045_{sys.}$ 天和 $10.1447 \pm 0.0011_{stat.} \pm 0.0078_{sys.}$ 天。由于系统误差占主导，我们采用非加权平均值 10.142(5) 天，并将不确定度扩大至与 1st 测量的系统误差相符。

图 2 显示了 γ 射线能谱。数据中存在来自 ^{40}K（1460 千电子伏）、 ^{138}La（789、1436 千电子伏，

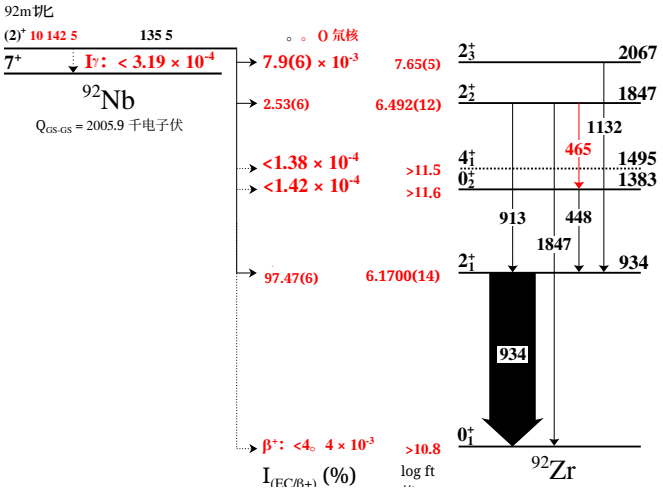

图 3. ^{92m}铌的衰变纲图：红色数值来自本研究，其余数值均引自文献 [24]。限值以 95%（2σ）置信度报告。

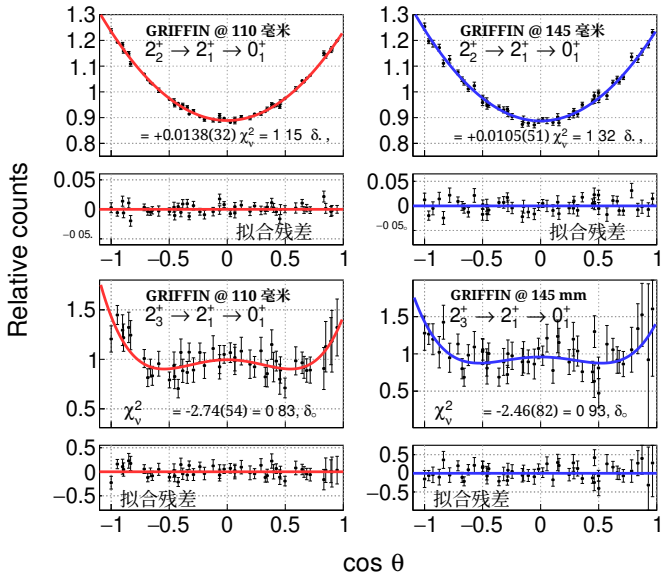

图 4. $2^+ \to 2^+ \to 0^+$ 级联在^{92}锆中的角关联，与理论函数进行比较；理论函数使用每个 $2^+ \to 2^+$ 跃迁的最佳拟合 δ 值。

这些射线来自本次测量未使用的附近 $LaBr_3$ 闪烁体）以及钍/铀衰变链（例如 ^{214}Bi、^{228}Ac）的天然本底线。表 I 列出了 ^{92m}Nb 衰变后跃迁的相对强度，并使用 BrIcc代码 [23] 得到的系数对内转换进行了校正。对于未观测到的跃迁，光电峰计数的 1σ 上限取为 $\sqrt{2B}$，其中 B 是以预期峰能量为中心的窗口内的本底计数，窗口宽度为根据校准数据确定的预期峰半高全宽的两倍。图 3 展示了推导出的整体衰变纲图，其中的衰变强度和 log ft 值根据表 I 中的数据得出。

我们通过计数正电子湮没事件（180° 符合的 511 千电子伏 γ 射线），试图寻找直接布居 ^{92}锆基态的证据，但在扣除由靶箔中少量（$\leq 0.2\%$）杂质（^{48}V、 ^{52}Mn、^{56}Co、^{89}Zr、 ^{90}铌）参与反应产生的其他正电子发射体所造成的本底后，未发现这一衰变支。通往基态的 β^+ 衰变支上限为 $< 4.4 \times 10^{-3}$ %（2σ 置信度），对应的对数ft 下限为 10.8，与该跃迁预期的 2nd 禁戒性质相符。未观测到的通往 ^{92}锆中0^+_2和4^+_1能级的衰变支，也与 2nd 禁戒跃迁相符（对数$ft > 11.5$）。这些观测支持将 ^{92m}铌母核的自旋宇称指认为 2^+。结合我们与先前的 ^{93}铌（d, t）和 ^{93}铌（p, d）数据， [25, 26], 唯一其他可能的自旋宇称为 3^+；然而，这很可能会导致通往 ^{92}铌 7^+ 基态的衰变支较大，而我们并未观测到这一现象。根据我们对 γ 衰变支的上限（3.19×10^{-4}%），若将 ^{92m}铌指认为 3^+，则 B（$E4$; $3^+_1 \to 7^+_1$）为 $< 9.38 \times 10^{-5}$ 韦斯科普夫单位。与典型的 E4跃迁强度相比，这将受到显著抑制

在这一质量区间（0.1–10 韦斯科普夫单位）中，因此 IT 衰变似乎更可能通过一种迄今尚未观测到的 $2^+ \to 7^+M5$ 跃迁进行。

$E2/M1$ 跃迁的多极混合比通过 $\gamma-\gamma$ 角关联确定；利用$2^+_2 \to 2^+_1 \to 0^+_1$ 级联确定了 912.68(9) 千电子伏 $2^+_2 \to 2^+_1$ 跃迁的混合比，并利用$2^+_3 \to 2^+_1 \to 0^+_1$ 级联确定了 1132.20(7) 千电子伏 $2^+_3 \to 2^+_1$ 跃迁的混合比。角关联数据采用参考文献[27], 所述的事件混合技术进行归一化，并与理论分布进行比较；理论分布依据参考文献 [27]所述的能量相关 β 和 γ 参数化方法进行了探测器有限尺寸效应修正。通过 χ^2 最小化求得最佳拟合混合比 δ，并使用 $\chi^2_{min}+1$ 界限确定统计不确定度。针对 $2^+_2 \to 0^+_1$ 1847.34(6) 千电子伏γ 射线的康普顿散射所产生的显著本底，对 $2^+_2 \to 2^+_1 \to 0^+_1$角关联分析进行了修正：减去采用能量偏移、且能量和为 1847 千电子伏的 γ射线所得到的角关联。角关联拟合见图 4。对于 $2^+_2 \to 2^+_1$跃迁，各数据集得到的混合比分别为 $\delta = +0.0138(32)$ $+0.0105(51)$（采用 Krane-Steffen约定 [28]），加权平均值为 $+0.013(3)$。对于$2^+_3 \to 2^+_1$ 跃迁，得到的混合比分别为 $\delta = -2.74(54)$ $-2.46(82)$，加权平均值为 $-2.7(5)$。这些混合比与参考文献 [24]中的采用值一致。此前，由于参考文献 [29, 30]中的测量结果存在显著分歧， $2^+_2 \to 2^+_1$ 混合比的符号尚不明确。我们的数据有力支持其为正值，并得出非零的 $B(E2; 2^+_2 \to 2^+_1)$，为 0.05(2) 韦斯科普夫单位（在 3σ 置信度下为$0.050^{+0.080}_{-0.042}$ 韦斯科普夫单位）。

表 I. ^{92m}铌衰变后的跃迁及其相对强度和 $E2/M1$ 混合比 δ，由各源测量确定。跃迁强度 $B(\lambda L; J_i^\pi \to J_f^\pi)$根据参考文献 [31] 中的寿命（如有）或参考文献 [24] 中的寿命推导。此前未测量的数值以粗体标出。上限以 95%（2σ）置信度报告。

E_γ（千电子伏）	J_i^π	J_f^π	相对强度（%） GRIFFIN @ 110 毫米	GRIFFIN @ 145 毫米	加权平均值	δ	λL	$B(\lambda L; J_i^\pi \to J_f^\pi)$（韦斯科普夫单位） 本研究	IBM-CM 计算值 [5]
(135.5)[a]	$(2)^+$	7^+	$< \mathbf{4.58 \times 10^{-4}}$ [b]	$< \mathbf{4.44 \times 10^{-4}}$ [b]	$< \mathbf{3.19 \times 10^{-4}}$ [b]		$(M5)$	$< \mathbf{7.49 \times 10^4}$	
(351.8)	2_2^+	4_1^+	$< \mathbf{1.55 \times 10^{-4}}$	$< \mathbf{2.33 \times 10^{-4}}$	$< \mathbf{1.29 \times 10^{-4}}$		$E2$	$< \mathbf{2.77}$ [c]	
448.19(9)	0_2^+	2_1^+	$\mathbf{1.75(14) \times 10^{-3}}$	$\mathbf{1.84(15) \times 10^{-3}}$	$\mathbf{1.79(10) \times 10^{-3}}$		$E2$	**14.4(5)** [d]	1.8
464.61(9)	2_2^+	0_2^+	$\mathbf{1.84(14) \times 10^{-3}}$	$\mathbf{1.78(15) \times 10^{-3}}$	$\mathbf{1.81(10) \times 10^{-3}}$		$E2$	**8.9(7)** [c]	17
(560.9)	4_1^+	2_1^+	$< 1.60 \times 10^{-4}$	$< 2.96 \times 10^{-4}$	$< 1.41 \times 10^{-4}$		$E2$	4.05(12) [d]	
(571.3)	2_3^+	4_1^+	$< 1.64 \times 10^{-4}$	$< 3.00 \times 10^{-4}$	$< 1.44 \times 10^{-4}$		$E2$	4^{+3}_{-2} [e]	
(683.8)	2_3^+	0_2^+	$< \mathbf{2.93 \times 10^{-4}}$	$< \mathbf{4.78 \times 10^{-4}}$	$< \mathbf{2.50 \times 10^{-4}}$		$E2$	$< \mathbf{14.56}$ [c]	
912.68(9)	2_2^+	2_1^+	1.78(10)	1.776(61)	1.78(5)	+0.013(3)	$M1$	0.239(13) [c]	
							$E2$	0.05(2) [c]	0.095
934.45(6)	2_1^+	0_1^+	100.0(23)	100.0(14)	100.0(12)		$E2$	$6.4^{+0.6}_{-0.5}$ [d]	1.1
1132.20(7)	2_3^+	2_1^+	$7.93(58) \times 10^{-3}$	$7.48(73) \times 10^{-3}$	$7.8(5) \times 10^{-3}$	-2.7(5)	$M1$	$0.003^{+0.002}_{-0.001}$ [e]	
							$E2$	19^{+9}_{-5} [e]	0.87
1847.34(6)	2_2^+	0_1^+	0.779(29)	0.720(62)	0.77(3)		$E2$	3.8(2) [c]	0.50
(2066.7)	2_3^+	0_1^+	$< 9.46 \times 10^{-5}$	$< 1.74 \times 10^{-4}$	$< 8.31 \times 10^{-5}$		$E2$	$6^{+3}_{-2} \times 10^{-3}$ [e]	4×10^{-5}

[a]跃迁发生于 ^{92}铌，所有其他跃迁均发生于 ^{92}锆。 [b]未进行内转换修正。 [c]寿命数据引自参考文献 [31]。 [d]寿命数据和分支数据引自参考文献 [24]。 [e]寿命数据引自参考文献 [31]，分支数据引自参考文献 [24]。

此前未观测到的一条 464.61(9) 千电子伏谱线，被指认为 ^{92}锆中的 $2_2^+ \to 0_2^+$ 跃迁，依据是它与 448.19(9) 千电子伏和 934.45(6) 千电子伏跃迁存在时间符合。采用 Peters 等人 [31] 测得的 2_2^+ 能级寿命，以及本研究确定的 7.1(4) $\times 10^{-2}$ % 分支比，得到 $B(E2; 2_2^+ \to 0_2^+)$值为 8.9(7) 韦斯科普夫单位。该值比 $2_1^+ \to 0_1^+$值$6.4^{+0.6}_{-0.5}$ 韦斯科普夫单位高约 40%，表明 0_2^+带的集体性略有增强。Gavrielov 等人[5] 提出，4_2^+能级也与基于 0_2^+态的组态有关。最近有报道指出存在 551 千电子伏的 $4_2^+ \to 2_2^+$跃迁 [32]。采用评估寿命 [24], 得到的$B(E2; 4_2^+ \to 2_2^+)$值为 23^{+8}_{-7} 韦斯科普夫单位，表明集体性增强，并有力地确认 4_2^+能级属于0_2^+带（参考文献 [31] 中的 4_2^+寿命显著较短，因此得到 44(14) 韦斯科普夫单位）。

图 5 比较了 ^{92}锆和 ^{94}锆低能态的能级图。聚焦于归属于 0_2^+组态的能态，可以发现许多共同特征。首先，对于这两种同位素，0_2^+态向 2_1^+态的跃迁增强，且 $0_2^+ \to 0_1^+$ 跃迁的 $\rho^2(E0)$ 值适中。后一观察结果表明，相关构型之间的均方电荷半径 $\langle r^2 \rangle$ 必然存在差异，且参与形成 0_1^+ 态和 0_2^+态的底层构型之间存在混合 [33]。 2_2^+态的 $B(E2; 2_2^+ \to 0_2^+)$ 值也有适度增强（^{92}锆和 ^{94}锆分别为 8.9(7) 和 18.8(9) 韦斯科普夫单位），同时向基态的跃迁呈弱集体性（分别为 3.8(2) 和 3.9(2) 韦斯科普夫单位）。向 2_1^+态的跃迁由 $M1$ 分量主导，$E2$ 强度极弱，且 $B(M1; 2_2^+ \to 2_1^+) = 0.239$分别为 13 韦斯科普夫单位和 0.153(12) 韦斯科普夫单位。测得的 2_2^+态的 g 因子分别为 $+0.76(50)$ 和 $+0.88(27)$，与 2_1^+态的符号相反，表明波函数中质子占主导地位 [34]。最后，两种同位素中的 4_2^+态均表现出其 $B(E2; 4_2^+ \to 2_1^+)$ 值适度增强，而其 $B(E2; 4_2^+ \to 2_2^+)$ 值的增强幅度显著更大，清楚地表明存在能带结构。

^{92}Zr和 ^{94}Zr均已通过多种核子转移反应进行了研究。在 ^{90}Zr(t, p)反应中，[35]，0_2^+能态的布居强度为基态的 5%；而在 ^{94}Zr中，相应数值为4%。然而，2_2^+能态的布居情况存在显著差异：相对于基态截面，^{92}Zr中的布居较弱（9%），而 ^{94}Zr中则较强（32%），[35] 这表明微观组成发生了显著变化。利用(p, t)反应，发现 0_2^+能态相对于基态的布居情况相近（ ^{92}Zr和^{94}Zr分别为3%和 5%）；但对于2_2^+能态，其规律与(t, p)反应的结果相反：^{92}Zr中的布居更高（相对于基态截面为18%），而 ^{94}Zr中为4% [36]。双质子转移反应 ^{94,96}Mo(^{6}Li,^{8}B)发现，^{92}Zr和^{94}Zr中 0_2^+能态的布居情况相近（分别为20%和 24%） [37]。后一结果表明，0_2^+能态中的质子对关联增强。最后，在钼同位素上进行的α粒子拾取反应使 ^{92}Zr中的 0_2^+能态布居强度约为基态的10%，而 ^{94}Zr中为8% [12, 38]。

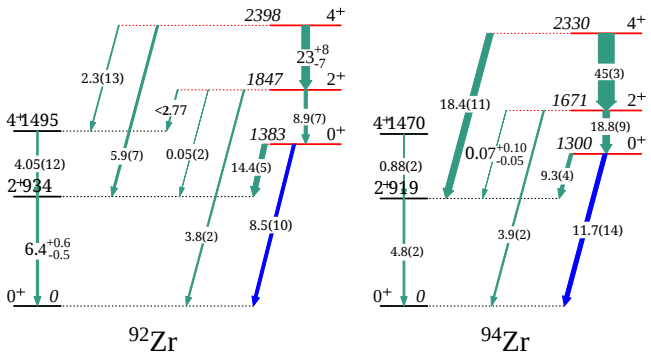

图 5. ^{92}锆和 ^{94}锆的部分能级图：跃迁标注了以韦斯科普夫单位表示的 $B(E2)$值（绿色箭头）或$10^3 \times \rho^2(E0)$值（蓝色箭头）。粗体数值来自本研究，其他数值均引自参考文献 [14, 15, 24, 32, 39]。

基于这些观察，我们认为 ^{92}Zr中的 0_2^+能态在结构上与^{94}Zr中的 0_2^+能态高度相似。这与Gavrielov等人 [5], 的IBM-CM计算结果一致；该计算预测 $B(E2; 2_2^+ \to 0_2^+)$值为17韦斯科普夫单位，而我们的结果为8.9(7)韦斯科普夫单位。由于这些计算并未针对任何单个同位素进行精细调参，而是旨在反映整个同位素链的总体趋势，因此我们认为结果与理论预测相差一倍并不构成显著分歧。IBM-CM计算预测 $B(E2; 4_2^+ \to 2_2^+)$值为21韦斯科普夫单位，与实验数据高度吻合；但其预测到 2_1^+ 能态的跃迁较弱（0.97韦斯科普夫单位），与实验结果（5.9(7)韦斯科普夫单位）相比偏低，这表明构型之间的混合程度比.....在计算中予以考虑。Togashi等 [6], 的 MCSM计算以及文献 [40], 图 52 所示的 T图，也表明 ^{92}锆与 ^{94}锆中的0_2^+构型在结构上相似，尽管 ^{92}锆中球形构型与扁球形构型的混合更强。

总之，作为对 ^{92m}铌进行详细衰变研究的一部分，我们首次观测到 ^{92}锆中的 $2_2^+ \to 0_2^+$ 跃迁。由此提取的分支比对应的 $B(E2; 2_2^+ \to 0_2^+)$值为 8.9(7) 韦斯科普夫单位，表明存在集体增强。这一结果使我们得以可靠地将2_2^+ 能态指定为以 0_2^+ 能级为基础构建的集体结构成员。基于衰变模式和转移布居的高度相似性，我们认为，^{92}锆中 0_2^+ 能态的底层构型与 ^{94}锆中 0_2^+能态的底层构型相同；后者最近被证实具有三轴扁球形。为确立这一图景，应开展详细的库仑激发研究，以模型无关的方式提取四极矩和四极不变量，并据此推断本征形状。

致谢

我们感谢 TR13 操作人员进行质子辐照，并感谢 S. Georges 设计和制作源支架。本研究得到加拿大自然科学与工程研究委员会、加拿大创新基金会和不列颠哥伦比亚知识发展基金的支持。TRIUMF 通过与加拿大国家研究委员会签订的拨款协议获得联邦资助。

[1] P. Dey, D. Negi, R. Palit, P. C. Srivastava, M. S. R. Laskar, B. Das, F. S. Babra, S. Bhattacharya, B. Das, K. R. Devi, R. Gala, U. Garg, S. S. Ghugre, E. Ideguchi, S. Kumar, A. Kundu, G. Mukherjee, S. Muralithar, S. Nag, S. Nandi, Neelam, M. K. Raja, R. Raut, R. Santra, A. Sharma, S. Sihotra, A. K. Singh, R. P. Singh, 和 T. Trivedi, 锆 ^{90}的高自旋态实验研究, 《物理评论C》**105**, 044307（2022）。[2] A. Chakraborty, E. E. Peters, B. P. Crider, C. An-dreoiu, P. C. Bender, D. S. Cross, G. A. Demand, A. B. Garnsworthy, P. E. Garrett, G. Hackman, B. Hadinia, S. Ketelhut, A. Kumar, K. G. Leach, M. T. McEllistrem, J. Pore, F. M. Prados-Estévez, E. T. Rand, B. Singh, E. R. Tardiff, Z.-M. Wang, J. L. Wood, 和 S. W. Yates, 锆 ^{94}的集体结构与形状共存中的亚壳层效应, 《物理评论快报》**110**, 022504（2013）。[3] C. Kremer, S. Aslanidou, S. Bassauer, M. Hilcker, A. Krugmann, P. von Neumann-Cosel, T. Otsuka, N. Pietralla, V. Y. Ponomarev, N. Shimizu, M. Singer, G. Steinhilber, T. Togashi, Y. Tsunoda, V. Werner, 和 M. Zweidinger, 基于II型壳演化对共存形状集体性的首次测量：以.....为例的 ^{96}锆, 《物理评论快报》**117**, 172503（2016）。[4] J. E. García-Ramos 和 K. Heyde, 形状共存与量子相变之间的微妙联系：锆的案例, 《物理评论C》**102**, 054333（2020）。[5] N. Gavrielov、A. Leviatan 和 F. Iachello, 作为交织量子相变区域的锆同位素, 《物理评论C》**105**, 014305（2022）。[6] T. Togashi、Y. Tsunoda、T. Otsuka 和 N. Shimizu, 锆同位素形状中的量子相变, 《物理评论快报》**117**, 172502（2016）。[7] J. B. Ball 和 C. B. Fulmer, 利用对 ^{90}锆、 ^{91}锆和^{92}锆的 (p, d) 反应研究 Z=40原子核的中子空穴态, 《物理评论》**172**, 1199（1968）。[8] S. K. Basu 和 E. A. McCuthchan, $A = 90$ 的《核数据表》, 《核数据表》**165**, 1（2020）。[9] P. E. Garrett、W. Younes、J. A. Becker、L. A. Bernstein、E. M. Baum、D. P. DiPrete、R. A. Gatenby、E. L. John- son、C. A. McGrath、S. W. Yates、M. Devlin、N. Fotiades、R. O. Nelson 和 B. A. Brown, 利用 $(n, n'\gamma)$ 反应研究 ^{90}锆闭合亚壳层原子核的核结构, 《物理评论C》**68**, 024312（2003）。[10] B. M. Preedom、E. Newman 和 J. C. Hiebert, 对偶锆同位素的 $(d,^3$氦$)$ 反应, 《物理评论》**166**,

1156（1968）。[11] M. R. Cates、J. B. Ball 和 E. Newman，利用（^{3}氦，d）反应研究 ^{91,92,93,95,97}铌和 ^{94}钼的核结构，《物理评论》187，1682（1969）。[12] A. Saha、G. D. Jones、L. W. Put 和 R. H. Siemssen，在 ^{100}钼（d，^{6}锂）^{96}锆反应中对1.59 MeV 0^{+} 能态的异常强激发，《物理快报B辑》82，208（1979）。[13] K. Sieja、F. Nowacki、K. Langanke 和 G. Martínez- Pinedo，锆同位素的壳模型描述，《物理评论C》79，064310（2009）。[14] H. Mach、E. K. Warburton、W. Krips、R. L. Gill 和 M. Moszyński，^{92,94}锆低能态中$0f_{5/2}$,$1p_{3/2}$ 质子激发贡献的证据，《物理评论C》42，568（1990）。[15] N. Marchini、M. Rocchini、M. Zielińska、A. Nannini、D. T. Doherty、N. Gavrielov、P. E. Garrett、K. Hadyńska- Kle k、A. Goasduff、D. Testov、S. D. Bakes、D. Bazzacco、G. Benzoni、T. Berry、D. Brugnara、F. Camera、W. N. Catford、M. Chiari、F. Galtarossa、N. Gelli、A. Got- tardo、A. Gozzelino、A. Illana、J. Keatings、D. Mengoni、L. Morrison、D. R. Napoli、M. Ottanelli、P. Ottanelli、G. Pasqualato、F. Recchia、S. Riccetto、M. Scheck、M. Si- ciliano、J. J. Valiente Dóbon 和 I. Zanon，利用模型无关分析研究 ^{94}锆中的形状共存，《物理快报B辑》879，140668（2026）。[16] M. Zielińska、P. E. Garrett、M. Rocchini、S. Pannu、A. Bergmaier、V. Bildstein、A. B. Calder、S. R. Dworatzek、V. Vedia、Z. T. Ahmed、C. Andreoiu、D. W. Annen、H. Asch、S. Buck、R. J. Coleman、A. Diaz Varela、D. T. Doherty、A. A. Avaa、G. C. Ball、J. T. H. Dowie、T. Faestermann、A. B. Garnsworthy、E. D. Geerlof、B. Greaves、A. L. Grimes、G. Hackman、R. Hertenberger、S. F. Hicks、D. Kalaydjieva、V. Karayonchev、T. La Marca、S. Lange、B. Lenardo、L. Maqungo、N. Marchini、B. Marlow、M. S. Martin、K. R. Mashtakov、E. Mc- Court、J. R. Murias、S. Murillo-Morales、A. Nannini、E. E. Peters、C. M. Petrache、C. Porzio、G. Richardson、M. Scheck、P. Spagnoletti、K. Stoychev、C. E. Svensson、E. Taddei、G. Tocabens、S. Triambak、M. Vandebrouck、R. Umashankar、S. Valbuena、K. Wrzosek-Lipska、F. Wu 和 T. Zidar，通过互补的库仑激发和 β-衰变测量研究^{96}锆形变结构的集体性，《物理快报B辑》877，140481（2026）。[17] A. Petrovici 和 A. S. Mare，^{96}Y 衰变至 ^{96}锆中的三重形状共存，《物理评论C》101，024307（2020）。[18] R. K. Sheline、I. Ragnarsson 和 S. G. Nilsson，形变核形状的壳结构，《物理快报B辑》41，115 1972( )。[19] M. Sugawara、Y. Toh、M. Koizumi、M. Oshima、A. Kimura、T. Kin、Y. Hatsukawa 和 H. Kusakari，^{92}锆的中间自旋态及 10_1^+ 态与 8_1^+ 态之间较大的 B(E2)值，《物理评论C》96，024314（2017）。[20] K. R. Buckley、J. M. Huser、S. Jivan、K. S. Chun 和 T. J. Ruth，小体积高压气体靶中的 ^{11}C-甲烷制备，《放射化学学报》88，201（2000）。[21] S. Zeisler、B. Clarke、J. Kumlin、B. Hook、S. Varah 和 C. Höhr，TRIUMF TR13 3、16 2019 回旋加速器用紧凑型快速释放固体靶系统，《仪器》( )。[22]A. B. Garnsworthy 等，《TRIUMF-ISAC 的 GRIFFIN 衰变谱学研究设施》，《核仪器与方法物理研究A辑》918，9（2019）。[23] T. Kibédi、T. Burrows、M. Trzhaskovskaya、P. Davidson 和 J. C. W. Nestor，《使用 BrIcc 评估理论转换系数》，《核仪器与方法物理研究A辑》589，202（2008）。[24] C. M. Baglin，《A = 92的核数据表》，《核数据表》113，2187（2012）。[25] T. S. Bhatia、W. W. Daehnick 和 T. R. Canada，《通过（氘核，t）和（氘核，tγ）反应对 ^{92}Nb进行的高分辨率研究》，《物理评论C》3，1361（1971）。[26] M. A. Rumore、S. A. Dickey、C. A. Fields 和 J. J. Kraushaar，《26.3 MeV下的 ^{93}Nb(p, d)^{92}Nb反应》，《核物理A》423，350（1984）。[27] J. K. Smith、A. D. MacLean、W. Ashfield、A. Chester、A. B. Garnsworthy 和 C. E. Svensson，《使用 GRIFFIN 谱仪的伽马-伽马角关联分析技术》，《核仪器与方法物理研究A辑：加速器、谱仪、探测器及相关设备》922，47（2019）。[28] K. S. Krane 和 R. M. Steffen，《确定 Cd^{110}, 中伽马跃迁的 E2/M1 多极混合比》，《物理评论C》2，724（1970）。[29] M. E. Bunker、B. J. Dropesky、J. D. Knight 和 J. W. Starner，《Y^{92} 和 Nb^{92}, 的衰变》，《物理评论》127，844（1962）。[30] C. Fransen、V. Werner、D. Bandyopadhyay、N. Boukharouba、S. R. Lesher、M. T. McEllistrem、J. Jolie、N. Pietralla、P. v. Brentano 和 S. W. Yates，《利用（n, $n'\gamma$）反应研究 ^{92}Zr中的低自旋态》，《物理评论C》71，054304（2005）。[31] E. E. Peters、A. Chakraborty、B. P. Crider、B. H. Davis、M. K. Gnanamani、M. T. McEllistrem、F. M. Prados-Estévez、J. R. Vanhoy 和 S. W. Yates，《稳定锆原子核中的能级寿命：化学性质对多普勒移位测量的影响》，《物理评论C》88，024317（2013）。[32] W. Urban、A. Abramuk、T. Rza ca-Urban、M. Jentschel、P. Mutti、U. Köster、G. de France 和 C. A. Ur，《含 $52 \leq N \leq 58$ 个中子的偶偶锆同位素结构》。（2026），arXiv:2607.11409 [nucl-ex]。[33] J. L. Wood、E. F. Zganjar、C. De Coster 和 K. Heyde，《原子核低能激发中的电单极跃迁》，《核物理A》651，323（1999）。[34] V. Werner、N. Benczer-Koller、G. Kumbartzki、J. D. Holt、P. Boutachkov、E. Stefanova、M. Perry、N. Pietralla、H. Ai、K. Aleksandrova、G. Anderson、R. B. Cakirli、R. J. Casperson、R. F. Casten、M. Chamberlain、C. Copos、B. Darakchieva、S. Eckel、M. Evtimova、C. R. Fitzpatrick、A. B. Garnsworthy、G. Gürdal、A. Heinz、D. Kovacheva、C. Lambie-Hanson、X. Liang、P. Manchev、E. A. McCutchan、D. A. Meyer、J. Qian、A. Schmidt、N. J. Thompson、E. Williams 和 R. Winkler，《磁矩测量为混合对称性态的微观形成提供证据》，《物理评论C》78，031301 2008(R)（）。[35] E. R. Flynn、J. G. Beery 和 A. G. Blair，《锆同位素低位能级的（t,p）反应》，《核物理A》218，285（1974）。[36] J. B. Ball、R. L. Auble 和 P. G. Roos，《利用（p，t）反应研究锆同位素》，《物理评论C》

4，196（1971）。[37] R. S. Tickle、W. S. Gray 和 R. D. Bent，《利用（^{6}Li，^{8}B）反应在锆区进行的双质子拾取》，《核物理A》**376**，309（1982）。[38] A. M. Van Den Berg、A. Saha、G. D. Jones、L. W. Put 和 R. H. Siemssen，《利用（d，^{6}Li）反应研究偶质量数锆和锶同位素》，《核物理A》**429**，1（1984）。

[39] T. Kibédi、A. B. Garnsworthy 和 J. L. Wood，《原子核中的电单极跃迁》，《粒子与核物理进展》**123**，103930（2022）。[40] S. Leoni、B. Fornal、A. Bracco、Y. Tsunoda 和 T. Ot- suka，《原子核形状共存现象的多面性》，《粒子与核物理进展》**139**，104119（2024）。