

^{90}Mo 电磁跃迁几率的测量

李广生 吴晓光 彭朝华 温书贤 韩广兵 李成波
卢绍军 武绍勇 袁观俊 杨春祥 竺礼华

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

摘要 利用束流能量为 116MeV 的 $^{59}\text{Co}(^{35}\text{Cl}, 2\text{p}2\text{n})^{90}\text{Mo}$ 反应布居 ^{90}Mo 的高自旋态. 用 10 台反康普顿 HPGe 探测器组成的探测阵列进行 γ - γ 符合测量. 通过多普勒展宽峰的形状分析测定 ^{90}Mo 高自旋态的寿命. 在正宇称衰变系观察到增强的 M1 跃迁, 推断 $I = 13$ 以上是扁椭圆形变. 负宇称高自旋态具有大的 $B(E2)$ 值, 并随自旋增大而起伏变化. 正、负宇称态之间的跃迁显示增大的 E1 跃迁, 似有八极关联的可能. 但是, ^{90}Mo 并不处在理论预言的存在八极形变的核区内.

关键词 寿命测量 峰形分析 电磁跃迁几率

1 引言

质量数 $A \approx 80$ 区的过渡核引起人们很大的兴趣, 这是因为这些核中的质子数和中子数相差不是很多, 任一核子数的改变都会引起核性质的剧烈变化, 蕴含着丰富的核结构信息. 对于 $Z \approx N$ 的 Zr 区核, 它们具有很大的基态形变^[1-4]. 随着中子数 N 的增加集体性降低, 直到接近 $N = 50$ 的闭壳时, 核形状趋于近球形.

在与 Zr 相邻的 Mo 同位素中, 从基态形变 $\beta_2 = 0.30$ 的 $N = Z$ 核^[5] ^{84}Mo 到壳模型核^[6] ^{87}Mo 似乎是由变形到球形的过渡核, 这是基于 2MeV 以上的激发态出现集体性增强^[6]. Pragma Singh 等^[7], Arnell 等^[8] 和 Kabadiyski 等^[9] 在对 ^{90}Mo 高自旋态的研究中, 用壳模型进行了理论计算, 对低激发态得到很好的描述. 可是, 在高自旋时, 壳模型计算和实验谱之间的分歧增大.

本工作的目的是通过测量高自旋态的寿命, 提取电磁跃迁几率, 进而研究核形状随角动量的变化.

2 实验方法

用入射能量为 116MeV 的 $^{59}\text{Co}(^{35}\text{Cl}, 2\text{p}2\text{n})^{90}\text{Mo}$

反应布居 ^{90}Mo 的高自旋态. ^{35}Cl 束是由中国原子能科学研究院 HI-13 串列加速器提供. 靶为 $1080\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的 ^{59}Co 箔, 衬底材料是厚度为 $33\text{mg}/\text{cm}^2$ 的金属钽. 用 10 台反康普顿 HPGe 探测器组成的探测阵列进行 γ - γ 符合测量. 4 台探测器放在对束流方向成 90° 的位置上, 3 台在 45° , 另外 3 台在 135° . 探测器距靶 25cm, 所张立体角是很小的, 从而减小了角度对多普勒加宽效应的影响. 用标准源 ^{60}Co 和 ^{152}Eu 对探测器进行相对效率和能量刻度. 本实验总共收集了大约 8×10^7 个符合事件.

3 数据处理和结果

将记录的符合事件离线进行分类, 建立一个角度相关的二维矩阵. 该矩阵贮存这样的事件: 一条 γ 射线是由 135° 探测器测量的, 而另一条 γ 射线则是由其余角度探测器测量的. 通过矩阵的投影得到 135° 总符合谱, 再在 ^{90}Mo γ 跃迁的有关光电峰上设门得到的符合谱中, 用多普勒移动衰减 (DSA) 方法测定能级寿命. 在文献 [7-9] 的基础上, 根据本工作确立的 ^{90}Mo 能级纲图表示在图 1 中.

只用后角谱进行峰形分析, 这是因为由中子诱

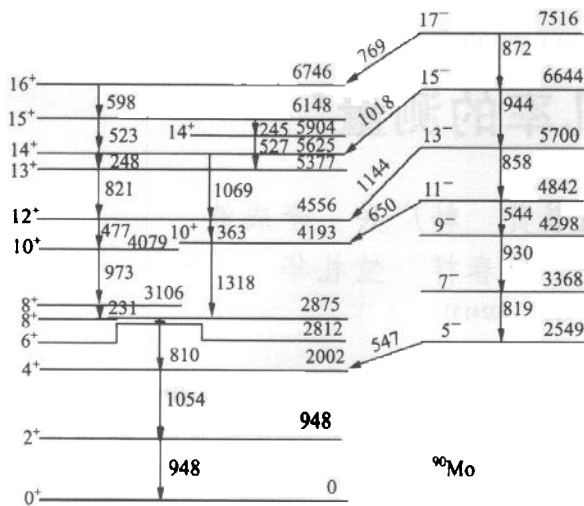


图 1 ⁹⁰Mo 能级纲图

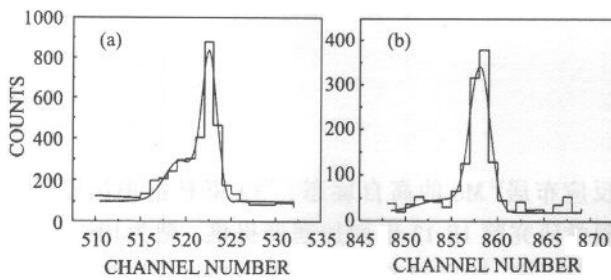


图 2 在 135° 观测的 (a) 523keV 15⁺ → 14⁺ 跃迁和 (b) 858keV 13⁻ → 11⁻ 跃迁的多普勒展宽峰光滑曲线为拟合峰形.

表 1 ⁹⁰Mo 正宇称态的 γ 跃迁分支比、能级寿命和 $B(M1)$ 值

E_i /keV	I^π	E_γ /keV	B_γ (%)	τ /ps	$B(M1)/\mu_N^2$
5377	13 ⁺	821	100	2.80(19)	0.04(1)
5625	14 ⁻	248	39	1.10(10)	1.32(12)
5904	14 ⁺	527	100	2.01(41)	0.19(4)
6148	15 ⁺	523	71	1.04(7)	0.27(2)
		245	29		1.08(7)
6746	16 ⁺	598	100	2.75(20)	0.10(1)

表 2 ⁹⁰Mo 负宇称态的寿命、 $B(E1)$ 和 $B(E2)$ 值

E_i /keV	I^π	E_γ /keV	τ /ps	$B(E2)$ / $e^2\text{fm}^4$	$B(E1)$ / $10^{-4}e^2\text{fm}^2$	$B(E1)/B(E2)$ / 10^{-6}fm^{-2}
4298	9 ⁻	930	2.41(78)	489(158)		
4842	11 ⁻	650	2.34(93)	3089(1227)	5.68(225)	0.18
5700	13 ⁻	1144	1.13(22)	811(158)	1.78(35)	0.22
		858				
6644	15 ⁻	1018	0.48(10)		5.59(116)	0.45
		944		1253(261)		
7516	17 ⁻	769	< 4.34		> 0.83	0.30
		872		> 277		

发事件造成前角谱的污染单靠时间谱开门的方法不能完全去除,使得可用于 DSA 分析的前角谱是很少的。在数据处理过程中,采取如文献[10]所述的步骤,对一些必要的修正进行了考虑。作为例子,图 2 给出 523keV 15⁺ → 14⁺ 和 858keV 13⁻ → 11⁻ 跃迁的观测和拟合峰形。测得的正、负宇称态寿命分别列在表 1 和表 2 中。

4 讨论

根据寿命数据和 γ 分支比可以算得约化跃迁几率,得到的 $B(M1)$ 值列在表 1 最后一栏中,可以看到,13⁺ 态以上的 M1 跃迁几率处在 0.1 和 1.3 μ_N^2 之间,远大于在该质量区实验测得的平均值约 0.05 μ_N^2 。应当指出的是,8⁺ 和 12⁺ 态之间不存在 M1 跃迁。另一方面,14⁺ → 12⁺ 的 E2 跃迁强度明显降低,而 14⁺ 态以上不存在 E2 跃迁。换句话说,在 13⁺ 态以上, $B(M1)/B(E2)$ 比值增大。预期 13⁺ 态以下的 $B(M1)$ 值是很小的,因为这些态的 g 因子是较小的。例如,8⁺ 同质异能态的 g 因子为 $g = -0.174$ [12]。这表明,对于这些态来说,主要是 $g_{9/2}$ 中子(2qp)排列组态。而在 10⁺ 和 12⁺ 态出现中子和质子组态的强烈混合 [7,13]。另一方面,13⁺ 态以上,增大的 M1 跃迁强度可以用 Döna u 和 Frauendorf [14] 提出的半经典模型解释为因一对 $g_{9/2}$ 质子占居 [413]7/2 和 [404]9/2 高 Ω 轨道所产生的。如果原子核是扁椭圆形变,这种情况就完全可能发生。而长椭圆形变将导致占居低 Ω 轨道,并预示一个较小的 $B(M1)$ 值。一般来说,扁椭圆形变的 $B(M1)/B(E2)$ 比值要比长椭圆形变的 $B(M1)/B(E2)$ 大一个量级。所以,本实验结果似乎表明 13⁺ 态以上具有扁椭形状。

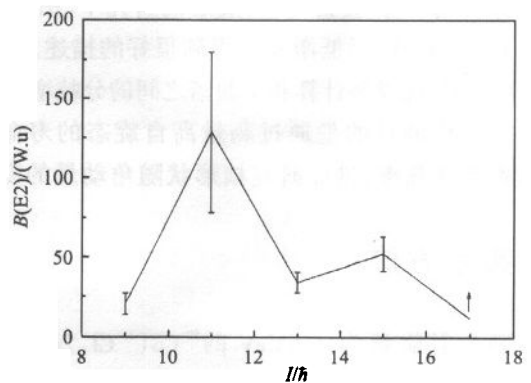


图 3 负宇称态 $B(E2)$ 值与自旋 I 的变化关系

负宇称态的 E2 跃迁几率 $B(E2)$ 列在表 2 中。

综观显示, $I \geq 9$ 的 $B(E2)$ 值相对于低自旋态有很大增加, 这意味着具有集体性结构. 然而, $E2$ 跃迁的模式无论与简单的转动行为还是与简单的振动行为都不一致, 因为 $B(E2)$ 值呈现无规律的变化. 从图 3 可以清楚看到, $E2$ 跃迁几率随角动量增大出现高值和低值的涨落, 并在 $I = 11$ 处陡然升高. $B(E2)$ 强度的高值和低值相差 10 倍左右, 这种大 $B(E2)$ 值的 $E2$ 跃迁率的剧烈起伏很难用通常的理论得到解释.

正、负宇称态之间 $E1$ 跃迁的 $B(E1)$ 值也在表 2 给出, 并同时列出相应的 $B(E1)/B(E2)$. 可以看出, $B(E1)$ 的幅度基本上是 $10^{-4} e^2 \text{fm}^2$ 量级, 这类似于在 ^{114, 117, 118, 120, 121}Xe 同位素中观察到的 $E1$ 跃迁的 $B(E1)$ 值^[15-18]. 这增强的 $E1$ 跃迁率正是这些核中存在八极关联的最主要特征. 从表 2 还可看到, $B(E1)/B(E2)$ 的大小大约在 10^{-6}fm^{-2} 量级, 这与 ¹¹⁷Xe, ^{143, 145}Ba, ¹⁴⁸Ce 等八极关联核的 $B(E1)/B(E2)$ 相当^[16, 19, 20]. 这些相似性似乎显示 ⁹⁰Mo 存在八极关联的可能. 但是, 理论计算表明, 只有在 Z 或 N 为 56, 88, 136 附近的原子核中存在八极形变^[21-23]. $Z = 42$ 和 $N = 48$ 的 ⁹⁰Mo 为近球形核, 实验观测的负宇

称态的单粒子性很强, 正、负宇称态之间的跃迁很可能是单粒子组态之间的跃迁. 一般讲来, 在该质量区一定程度的形变核中, 八极形变驱动核子数为 Z , $N = 56$. 本工作测得 ⁹⁰Mo 具有强的 $B(E1)/B(E2)$ 和大的 $B(E2)$ 值, 推测可能是中子跨壳激发到 $2d_{5/2}$ 与 $1h_{11/2}$ 轨道附近所引起的. 这一对 $\Delta N = 1, \Delta l = 3$ 和 $\Delta j = 3$ 的单粒子轨道靠得很近, 会有很强的八极相互作用. 完满的解释有待于进一步的探讨.

5 小结

利用 DSA 方法测量了 ⁹⁰Mo 高自旋态的寿命, 观察到正宇称态 $B(M1)$ 的增大和负宇称态大 $B(E2)$ 值的起伏变化. 连接正、负宇称态的 $E1$ 跃迁显示增强的 $B(E1)$. 推测 $I > 13$ 为扁椭圆形变. 随着自旋增大, 可能出现八极关联, 对此还需作深入研究, 因为 ⁹⁰Mo 不是理论预言存在八极形变的候选核.

感谢许国基同志为我们提供了优质实验用靶, 朱胜江教授对实验结果提出了宝贵见解.

参考文献 (References)

- Lister G L, Varley B J, Price H G et al. Phys. Rev. Lett., 1982, **49**: 308
- Lister C J, Gelletly W, Varley B J et al. Proceeding of the International Conference on Nuclear Phys with Heavy Ions, Stony Brook, New York, 1983, edited by P. Braun-Munzinger, Nuclear Science Research Conference Series Vol. 6. New York: Harwood Academic, 1984
- Nazarewicz W, Dudek J, Bengtsson R et al. Nucl. Phys., 1985, **A435**: 397
- Eberth J, Meyer R A, Sistemich K. Nuclear Structure in the Zirconium Region. Berlin: Springer, 1988
- Gelletly W, Bentley M A, Price H G et al. Phys. Lett., 1991, **B253**: 287
- Winter Ch, Blumenthal D J, Chowdhury P et al. Phys. Lett., 1991, **B258**: 289
- Pragya Singh, Pillay R G, Sheikh J A et al. Phys. Rev., 1992, **C45**: 2161
- Arnell S E, Foltescu D, Roth H A et al. Phys. Scr., 1992, **46**: 389
- Kabadiyski M K, Cristancho F, Gross C J et al. Z. Phys., 1992, **A343**: 165
- LI G S, DAI Z Y, Wen S X et al. Z. Phys., 1996, **A356**: 119
- Endl P M. At. Data and Nucl. Data Tables, 1979, **23**: 547
- Häusser O, Faestermann T, Townner L S et al. Hyp. Int., 1978, **4**: 196
- de Boer F W N, Fields C A, Samuelsson L E. Nucl. Phys., 1982, **A338**: 303
- Dönau F, Frauendorf S. Proceeding of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak Ridge, Tennessee, 1982, edited by Johnson N R. New York: Harwood Academic, 1983. 143
- Paul E S, Andrems H R, Drakes T F et al. Phys. Rev., **C50**: R534
- LIU Zhong, SUN Xian-Fu, ZHOU Xiao-Hong et al. Chin. Phys. Lett., 1996, **13**: 805
- Tormanen S, Juntunen S, Julin R et al. Nucl. Phys., 1994, **A572**: 417
- Timax J, Simpson J, Paul E S et al. J. Phys., 1995, **G21**: 783
- ZHU S J, Hamilton J H, Ramayya A V et al. Phys. Rev., 1999, **C60**: 51304
- Sakhaee M. Thesis for Ph. D, Tsinghua University, 2000
- Möller P, Nix J R. Nucl. Phys., 1981, **A361**: 117
- Leander G A, Sheline R K, Möller P et al. Nucl. Phys., 1982, **A388**: 452
- Nazarewicz W, Olanders P, Ragnarsson I et al. Nucl. Phys., 1984, **A429**: 269

Measurements of Electromagnetic Transition Probabilities in ^{90}Mo *

LI Guang-Sheng WU Xiao-Guang PENG Zhao-Hua WEN Shu-Xian
HAN Guang-Bing LI Cheng-Bo LU Shao-Jun WU Shao-Yong
YUAN Guan-Jun YANG Chun-Xiang ZHU Li-Hua

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

Abstract High spin states of ^{90}Mo have been populated by the reaction $^{59}\text{Co}(^{35}\text{Cl}, 2p2n)^{90}\text{Mo}$ at beam energy of 116 MeV. A detector array consisting of 10 anti-Compton HPGe detectors was used for γ - γ coincidence measurements. Lifetimes of high spin states in ^{90}Mo are determined by analysing the Doppler-broadened line shapes. Enhanced M1 transitions are observed in the positive-parity decay sequence and oblate deformation is suggested above 13^+ state. A appreciable staggering of E2 transition rates associated with large $B(E2)$ values is found in the high spin states with negative-parity. Transitions between positive- and negative-parity states exhibit enhanced $B(E1)$ values, looking like existence of octupole correlation. However, ^{90}Mo does not lie in the mass regions of nuclei possessing octupole deformation predicted by theories.

Key words lifetime measurement, analysis of line shape, electromagnetic transition probability

Received 12 April 2002

* Supported by National Natural Science Foundation of China (19675067, 19975070), and Major State Basic Research Development Program (G2000077405)