

^{236m}Pu(45 ps) 裂变同质异能态的电四极矩

郑里平 程玉麟 陈文彪

(中国科学院上海原子核研究所)

关键词 分支比, 侧边增殖 (side-Feeding)。

在六十年代 Strutnsky 在理论上证明了裂变同质异能态具有大变形的核亚稳态, 在核的位能与形变参数关系的曲线中, 裂变同质异能态位于第二极小^[1]。1977 年 Habs 等用电荷柱塞技术测量了 ^{239m}Pu(8 μs) 的电四极矩 $Q_0 = 34 \sim 33 \text{ b}^{[2]}$, 是第一次裂变同质异能态的电四极矩测量。以后, 又有一些测量工作, 但至今实验结果较少。

基于文献[2], 我们知道 ^{236m}Pu(45 ps) 处于 $K = 0^+$ 转动带, 并具有 $I = 0^+, 2^+, 4^+ \dots, 10^+$ 等转动能级。当入射粒子具有较大轨道角动量时, 复合核反应生成的裂变同质异能态的核自旋趋向垂直于束轴方向。已知 I^+ 态衰变的裂变碎块有其特征角分布^[4]。最低 0^+ 态是各向同性的; 其他态, 随 I 增大, 各向异性越明显。就其整个转动带来说, 研究平均裂变碎块角分布, 不仅要考虑每个转动态的特征角分布, 而且要考虑每个转动态上的 E 2 跃迁与自发裂变的分支比。因为分支比中的 E 2 跃迁半衰期与电四极矩平方成反比, 所以整个转动带的平均裂变碎块角分布, 既是各向异性的, 又是与电四极矩有关的。这样, 测量 ^{236m}Pu(45 ps) 的裂变碎块角分布能够确定它的电四极矩^[6]。实验装置、方法和结果, 我们前一工作^[6]已叙述, 本文不再介绍。

图 1 给出理论计算的基本框架。如果某个 I^+ 态的侧边增殖几率已知, 那么根据侧边增殖几率 S^I , E 2 跃迁几率 $S^{\gamma, I+2}$ 及 E 2 跃迁与自发裂变的分支比, 就能计算某个 I^+ 态的自发裂变几率 $S^{f, I}$;

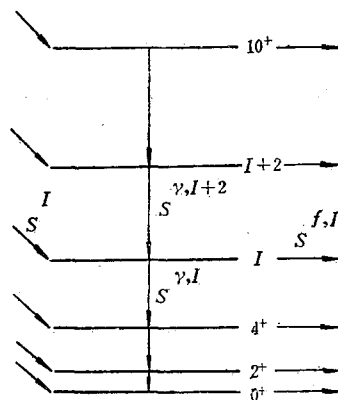


图 1 计算 I^+ 态的自发裂变几率 $S^{f, I}$ 的框架图。

$$S^{f, I} = (S^I + S^{\gamma, I+2}) \frac{T_{1/2}^{\gamma, I}}{T_{1/2}^{f, I} + T_{1/2}^{\gamma, I}}$$

其中, $T_{1/2}^{\gamma, I}$ 为 I^+ 态的 E 2 跃迁半衰期, $T_{1/2}^{f, I}$ 为 I^+ 态的自发裂变半衰期。

就其整个转动带来说, 其平均缓发裂变碎块角分布为:

$$W(\theta)/W(90^\circ) = \sum_{I=0}^{10} S^{f, I} \cdot W_0^I(\theta)/W_0^I(90^\circ),$$

I^+ 态的特征角分布 $W_0^I(\theta)$ 是能计算的, 假定电四极矩 Q_0 是已知的, $T_{1/2}^{\gamma, I}$ 是能计算的, 再假定一个简单的抛物线位垒, $T_{1/2}^{f, I}$ 也是能计算的, 因此整个转动带的平均裂变碎块角分布理论上是能计算的。这样, 假定不同 Q_0 值, 就能计算不同平均裂变碎块理论角分布, 与实验所得到的角分布相比较, 从而确定 ^{236m}Pu(45 ps) 电四极矩的大小。

对于 $^{235}\text{U}(\alpha, 3n)^{236\text{m}}\text{Pu}$ 反应, 复合核 $^{239}\text{Pu}^*$ 发射 3 个中子和 γ 射线衰变到基态转动带 $^{236\text{m}}\text{Pu}$ 。侧边增殖包括发射中子跃迁和不同转动带之间的 γ 跃迁两部分, 由高激发态到低态 $^{236\text{m}}\text{Pu}$ 的侧边增殖几率具有统计性我们用泊松分布来描述侧边增殖几率分布。

K 转动带上, I^+ 态的自发裂变变角分布可以写成^[4]:

$$W_K^I(\theta) = \sum_{\lambda} A_{\lambda} G_{\lambda} P_{\lambda}(\cos\theta), \quad \lambda = 0, 2, \dots, 2I$$

其中, $A_{\lambda} = \frac{2I+1}{2} \sum_M (-1)^{K-M} f(M) C_{-MM0}^{II\lambda} C_{-KK0}^{II\lambda}$ 。

因为是薄靶, 认为核外场微扰引起的时间积分衰减因子 $G_{\lambda} \approx 1$ 。磁 M 次量子态占有数的分布函数 $f(M)$ 可用高斯函数描述。根据文献[8], 自旋排列因子 σ_i 能写成 $\sigma_i = a + bI_i$ 。

表 1 给出 0^+ 带上不同 I^+ 态的特征裂变碎块角分布。表 1 说明, I 越大, θ 越小, 各向异性越大。

假定核的转动是绝热的, 那么同一转动带内, 两个不同转动态之间的 E2 跃迁半衰期的计算公式是:

$$T_{1/2}^{\gamma}(I_1, I_2, K) (\text{s}) = \frac{\ln 2}{1.21 \times 10^{-8} \Delta E^5 Q_0^2 \langle I_1 K 20 | I_2 K \rangle^2 (1 + \alpha)}$$

其中, ΔE 为 I_1^+ 态与 I_2^+ 态的能级间距 (keV), $\langle I_1 K 20 | I_2 K \rangle$ 为 CG 系数, Q_0 为静电四极矩 (b), α 为总内转换系数。 $^{236\text{m}}\text{Pu}$ 第二位阱转动常数取 3.33 keV^[2]。

对于简单的抛物线位垒, I^+ 态的自发裂变半衰期为:

$$T_{1/2}^I = T_{1/2}^{I^+} \exp[-2\pi(\Delta S)I/\hbar\omega_{\beta}],$$

其中, 位垒曲率能 $\hbar\omega_{\beta}$ 取 500 keV~600 keV^[10], 核自旋相关的位垒衰减因子 $(\Delta S)_I$ 等于 I^+ 态与 0^+ 态的能级之差, 第二鞍点的转动常数取 2.5 keV^[11]。

图 2 给出用三个不同电四极矩值计算的 $^{236\text{m}}\text{Pu}(45 \text{ ps})$ 基态转动带的平均缓发裂变碎块角分布。图中的实验点是归一的角分布, 每个实验点的相对统计误差 $\sim \pm 15\%$ 。把理论计算的角分布与实验角分布比较确定 $^{236\text{m}}\text{Pu}(45 \text{ ps})$ 的电四极矩 $Q_0 = 40^{+13}_{-9} \text{ b}$ 。如果用椭圆旋转体来描述, 则其长短轴之比为 2.1 ± 0.4 。与 ^{236}Pu 第一位阱的基态核的电四极矩 $1.27 \pm 0.15 \text{ b}$ ^[12] 相比较, $^{236\text{m}}\text{Pu}(45 \text{ ps})$ 的拉长参数大约 3 倍。本工作的这些结果与文献[5]的结果基本相符。

表 1 说明高自旋的转动态在小角度方向裂变几率大, 表 3 说明高自旋的转动态的裂变半衰期短。因此, 在小角度方向可能测量到比大角度方向短的整个基态转动带的平均自发裂变半衰期。我们另一工作^[6]测得 $^{236\text{m}}\text{Pu}$ 半衰期, 在 30° 方向为 $36 \pm 4 \text{ ps}$, 在 90° 方向为 $44 \pm$

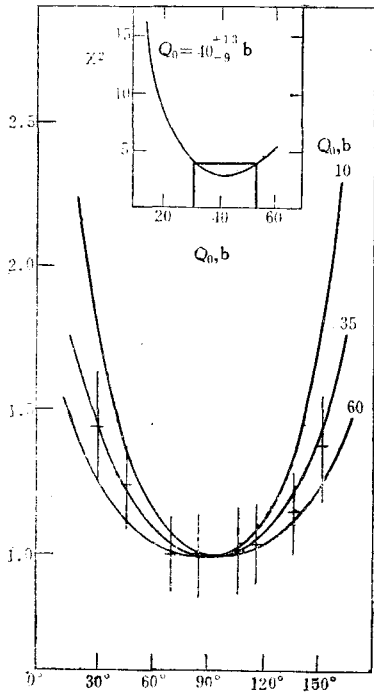


图 2 理论计算的 $^{236\text{m}}\text{Pu}(45 \text{ ps})$ 的角分布

4 ps。与实验值相比较,本工作理论计算结果是,在 30°和 90°方向的平均裂变半衰期分别为 27 ps和 33 ps,这与实验值测量趋势一致。

表 1 不同 I⁺ 态的特征裂变碎块角分布 $W_0^I(\theta)/W_0^I(90^\circ)$ 的理论计算数据
($\sigma_I=1.0+0.2I$)

$\theta \backslash I$	0	2	4	6	8	10
0°	1.00	1.95	2.81	3.43	3.66	3.89
30°	1.00	1.62	2.01	2.16	2.23	2.54
60°	1.00	1.16	1.18	1.19	1.20	1.21
75°	1.00	1.04	1.05	1.06	1.07	1.08

表 3 各 I⁺ 态的自发裂变半衰期的理论计算数据($\hbar^2/2J=2.5$ keV, $\hbar\omega_\beta=550$ keV)

I	0	2	4	6	8	10
$T_{1/2}^{I^+}$, ps	45	38	25	13	5	1

参 考 文 献

- [1] V. M. Strutnsky, *Nucl. Phys.*, A 95, 420(1967); A 122,1 (1968).
- [2] H. J. Specht et al., *Phys. Lett.*, 41 B, 43 (1972).
- [3] D. Habs et al., *Phys. Rev. Lett.*, 38, 387 (1977).
- [4] H. J. Specht et al., *Phys. Chem. Fission*, 1, 285 (1975).
- [5] V. Metag & G. Sletten, *Nucl. Phys.*, A 282, 77 (1977).
- [6] 程玉麟等, *核技术*, 1,45(1982).
- [7] V. Metag et al., *Nucl. Instrum. Methods*, 114, 445 (1974).
- [8] I. Hamamoto & W. Ogle, *Nucl. Phys.*, A 240, 54 (1975).
- [9] R. S. Hager et al., *Atomic and Data Reprints*, 1, 1 (1973).
- [10] B. B. Back et al., *Phys. Chem. Fission*, 1, 3(1973); 1, 25(1973).
- [11] A. Sobieszewski et al., *Nucl. Phys.*, A 202, 274(1973).
- [12] C. E. Bemis, *Phys. Rev.*, C 8, 1466 (1973).

(编辑部收到日期: 1983年8月7日)

用有限元方法求解非线性椭圆型偏微分方程

华 大 平

关键词 有限元方法, Gateaux 微分, Frechet 微分, 有势算子。

一、前 言

首先回顾一下用有限元方法解线性椭圆型偏微分方程的做法。作为典型的例子,取平面区域 Ω 上的二阶变系数椭圆型方程:

$$-\left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\beta \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\beta \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] = f(x, y), \quad (x, y) \in \Omega \quad (1.1)$$