

锕系核集体运动的负宇称态

石宗仁 万淑颖

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1994-01-15 收稿

摘 要

从锕系区 40 多个核的正负宇称态的实验数据,如激发能、 J^π 、电偶极跃迁等,得到一系列与核结构有关的物理量,如宇称劈裂能级差 δE_I , 正负宇称带的第一和第二类转动惯量 $J^{(1)}$ 和 $J^{(2)}$ 及第一负宇称态的电偶极跃迁强度比等,以及它们与角动量 I 或转动角频率 ω 的动力学和核子数 A 的系统行为,从而为研究锕系核负宇称态的产生机制及动力学特点提供了信息。

关键词 负宇称态, Simplex 对称性, 八极形变, 奇偶效应。

1 引 言

长期以来,人们只考虑四极形变,理论普遍认为八极形变不存在,1980年以后,理论上计算形变势能的宏观-微观方法有了显著的改进,从而在理论上预言了八极形变的存在, Nazarewicz^[1] 从理论上计算出八极相互作用最强的中子和质子数,称为八极驱动数,它们是 34, 56, 88, 134。八极形变的存在也为许多实验事实所证明:如考虑八极形变后,质量计算值与理论值符合得相当好^[2];对于 ²²²Th, 理论计算的角动量同转动频率的关系与实验曲线符合^[3]等等,通过对八极驱动数的不同组合,可以预言缺中子锕系区、缺中子和丰中子 Ba 和 Se 区的核具有较稳定的八极形变,八十年代后从重离子核反应产生的丰质子核及重核裂变产生的丰中子核中寻找一些较稳定的八极形变核,如^{223, 225}Th^[4, 5]。

本文的目的在于从锕系区 Rn、Fr、Ra、Ac、Th、U、Pu ($A = 216-242$) 等四十多个核的正负宇称态的激发能、电偶极跃迁,得到宇称劈裂能级差 δE_I 、转动惯量 J 、第一负宇称态电偶极跃迁分支比、以及它们同角动量 I 或转动角频率 ω 和质量数 A 的关系,从而为研究锕系核集体运动负宇称态的八极形变的动态性质提供了信息,本工作得到的电偶极矩同角动量的关系和基态电偶极矩已在文献[6]中报道了。

2 集体运动负宇称态的物理机制

产生集体运动负宇称态的物理图象有好几种:八极形变、八极振动、分子偶极集团模型、电偶极巨共振、含 s、p、d 和 f 玻色子的 IBM 等。由于锕系核具有明显的八极形变

性质,所以着重叙述八极形变理论.

对于稳定的含奇多极形变核,如类似于梨形的八极形变核,体固定坐标反演变换算符 P 及绕主轴转动 π 角的变换算符 R 都是不对称的,但二者之积是对称的,这种对称性被称为 Simplex 对称性^[4,7],用算符表示为:

$$S_i = P \cdot R_i; i = x, y, z. \quad (2.1)$$

它的几何意义是相对于含主轴平面的镜象对称性,不一定是轴对称的核,但是轴对称奇多极形变核一定是 Simplex 对称性,对于偶偶核和奇偶核, Simplex 算符本征值分别为 $S = \pm 1$ 和 $S = \pm i$. 由于 Simplex 对称性的约束,集体转动角动量 I 和宇称 π 有下述对应关系:

$$\text{偶偶核, } S = \pm 1 \quad I^\pi = 0^\pm, 1^\mp, 2^\pm, 3^\mp, \dots, \quad (2.2)$$

$$\text{奇偶核, } S = \pm i \quad I^\pi = 1/2^\pm, 3/2^\mp, 5/2^\pm, \dots. \quad (2.3)$$

由此可见,具有 Simplex 对称性的核,转动带可按量子数 S 和 π 分类: 当 S 一定时,它是宇称交替、能级顺序为 $\Delta I = 1$ 的带;进一步可按 π 分为正负宇称带. 下面称偶偶核 $S = +1$ 中的 1^- 、奇偶核 $S = +i$ 中的 $(3/2)^-$ 和 $S = -i$ 中的 $(1/2)^-$ 为第一负宇称态. 由于偶偶核基态转动带的 $K = 0$, S 只取 $+1$, 转动带的角动量和宇称顺序为

$$I^\pi = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-, \dots. \quad (2.4)$$

带内有 $\Delta I = 1$ 的电偶极跃迁和 $\Delta I = 2$ 的电四极跃迁,电偶极的约化跃迁几率为

$$B(E1: I_i \rightarrow I_i - 1) = (3/4\pi)e^2 D^2 \langle I_i K 1 0 | I_i - 1 K \rangle^2, \quad (2.5)$$

电偶极跃迁分支比为

$$\begin{aligned} B(E1: I_i \rightarrow I_i) / B(E1: I_i \rightarrow I_i) &= C, \\ C &= \langle I_i K 1 0 | I_i K \rangle^2 / \langle I_i K 1 0 | I_i K \rangle^2. \end{aligned} \quad (2.6)$$

这就是众所周知的 Alaga 规律. 通常用 $R = [B(E1: I_i \rightarrow I_i) / B(E1: I_i \rightarrow I_i)] / C$ 是否为 1 表示偏离 Alaga 规律的程度.

对于稳定轴对称的含奇多极形变,即 Simplex 对称性的核,宇称劈裂的能级差 $\delta E_I = 0$, 正负宇称带的转动惯量 $J(+)=J(-)$ 及第一负宇称态的电偶极跃迁分支比满足 Alaga 规律. 在后面的分析中,都是比较从实验数据得到的 δE_I 等物理量与稳定八极形变的结果,从而研究铜系核负宇称态的性质.

3 宇称劈裂的能级差 δE_I

3.1 物理意义及公式

宇称劈裂的能级差 δE_I 定义为同一带中负宇称态与内插而得到的有相同 I 的正宇称态的激发能之差,内插是用 $I(I+1)$ 规律由相邻正宇称态激发能求得,公式如下

$$\begin{aligned} \delta E_I &= E_I^- - E_I^+(i), \\ E_I^+(i) &= [(I+1)E_{I-1}^+ + IE_{I+1}^+] / (2I+1), \end{aligned} \quad (3.1)$$

上式中, E_{I-1}^+ , E_{I+1}^+ 分别是自旋为 $(I-1)$ 、 $(I+1)$ 正宇称态的激发能, $E_I^+(i)$ 表示内插值. 越接近八极形变, δE_I 越小,稳定的八极形变出现时, $\delta E_I = 0$, δE_I 随 I 的变化反映出八极形变的动态关系.

3.2 δE_I 随 I 的变化规律

根据 δE_I 随 I 及后面的 $J^{(1)}$ 和 $J^{(2)}$ 随 ω 的变化规律, 可以将铀系核分为三类, 从图 1 部分核的 δE_I 随 I 的变化可以看出:

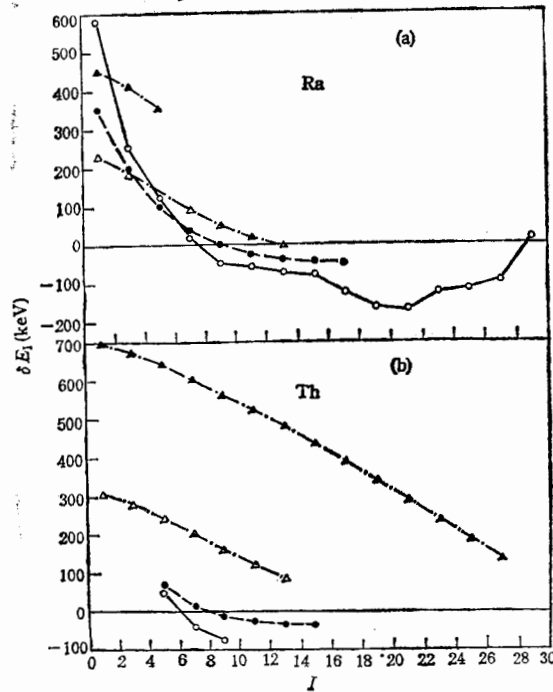


图 1 δE_I 随 I 的变化

(a) \circ ^{218}Ra ; \bullet ^{220}Ra ; \triangle ^{226}Ra \blacktriangle ^{228}Ra . (b) \circ ^{220}Th ; \bullet ^{222}Th ; \triangle ^{228}Th ; \blacktriangle ^{232}Th .

第一类是较稳定的八极形变核, 如 Ra、Ac、Th ($A = 220-228$) 的同位素, 随着 I 增大, δE_I 逐渐减小; 当 $I = I_a$ 与零线相交, 满足 Simplex 对称性, I 继续增大, δE_I 成为负值; 然后 δE_I 的变化趋于平缓; 对 $^{218,219}\text{Ra}$ 、 ^{220}Ac 及 $^{221,223}\text{Th}$ 等具有更高角动量的正负宇称态的核, 还可以发现, 随着 I 进一步增大, δE_I 上升, 当 $I = I_d$ 时, 再次与零线相交, 变为正值, Simplex 对称性又会消失, Nazarewicz^[3] 曾对此作过理论预言. 表 1 列出了第一和第二 $\delta E_I = 0$ 的角动量 I_a 、 I_d 及相应的激发能 E_a 、 E_d 和转动角频率 ω_a^E 、 ω_d^E .

从表 1 和图 2 可以看出, Ra 的 E_a 和 Th 的 E_a 以及 ω_a^E 表现出明显的奇偶效应, 偶偶核的 E_a 和 ω_a^E 高于奇偶核的, 即奇偶核的八极效应比偶偶核的强; 奇偶核中 $S = +i$ 的 I_a 和 E_a 低于 $S = -i$ 的, 说明相互作用力与 Simplex 量子数有关, 它们之间存在一个位垒.

第二类是八极振动核, 如 U、Pu ($A \geq 230$) 的同位素, 与第一类相似, 随 I 增大, δE_I 减小, 但即使到高角动量, δE_I 与零线仍然相隔较远, I 的增大并未导致八极形变的出现, 但八极效应增强了.

表 1 角动量 I_e 和 I_d , 激发能 E_e 和 E_d 和转动角频率 ω_e^E , ω_d^E 和 ω_e^J

	$\delta E = 0$			$J^{(1)}(+)=J^{(1)}(-)$				
	I_e	E_e	ω_e^E	I_d	E_d	ω_d^E	$J_e^{(1)}$	ω_e^J
^{218}Ra	7.5	1420	191	28.5	5903	250	90	217
^{219}Ra	9.5	885	168	20.5	3256	250	66	211
^{220}Ra	9.0	1162	131				77	214
^{221}Ra	7.5	441	121				73	162
	8.5	566	127				73	162
^{224}Ra	9.5	970	156				65	200
^{226}Ra	13.0	1446	174					
^{219}Ac	9.5	1025	174				68	206
	11.0	1210	178					
^{220}Ac	8.0	914	175	16.5	2910	250	57	220
	6.5	700	156	17	2916	250	55	208
^{227}Ac	3.5	73	37					
	5.0	162	59					
^{220}Th	6.0	1166	189				46	207
^{221}Th	7.5	747	152				63	210
^{222}Th	8.0	1094	172				72	214
^{223}Th	6.5	310	92	14.5	657	190	73	160
	7.5	420	111				70	154
^{224}Th	9.5	1100	172				64	196
^{225}Th	10.5	805	146				70	205
	12.5	1072	166				80	198
^{226}Th	18.0	2635	214				77	230

E_e 和 ω_e^E 的单位分别是 KeV 和 KeV/ \hbar , 奇偶核两个 I_e 、 E_e 分别对应 $S = +i$ 和 $S = -i$, 奇奇核可能对应 $S = +1$ 和 $S = -1$.

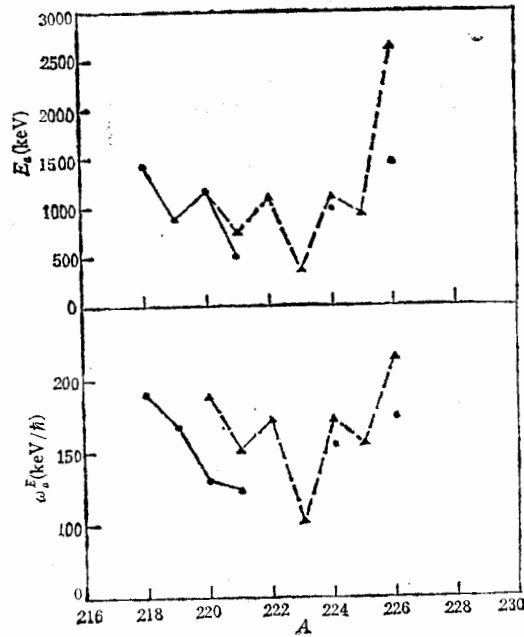


图 2 Ra 的 E_e 和 Th 的 E_e , ω_e^E 的奇偶效应

● Ra; ▲ Th.

第三类是近满壳 $A \leq 218$ 的从球形到八极的过渡核^[8], δE_I 随 I 的变化起伏较大, 特别是从后面的 $J^{(1)}$ 和 $J^{(2)}$ 可以看出, 这类核表现出一定的非集体性。

4 正负宇称带的转动惯量

比较正负宇称带转动惯量 $J(+)$ 和 $J(-)$ 的大小及其随 ω 的变化, 也是研究负宇称态性质的一条重要途径。

4.1 计算公式

存在两类转动惯量, 第一类转动惯量和第二类转动惯量。第一类转动惯量又叫运动学 (kinematic) 转动惯量, 定义为:

$$J^{(1)} = I_x / \omega, \quad (4.1)$$

$$I_x(I) = \sqrt{(I + 1/2)^2 - K^2},$$

$$\omega(I) = [E_{x(I+1)} - E_{x(I-1)}] / [I_{x(I+1)} - I_{x(I-1)}],$$

下标表示角动量为 $(I + 1)$ 和 $(I - 1)$ 的 I_x 值和激发能 E_x , 第二类转动惯量又叫动力学 (dynamic) 转动惯量, 定义为:

$$J^{(2)} = dI_x / d\omega. \quad (4.2)$$

本文用 $J^{(1)}(+)$, $J^{(2)}(+)$ 和 $J^{(1)}(-)$, $J^{(2)}(-)$ 分别表示正负宇称带的第一和第二类转

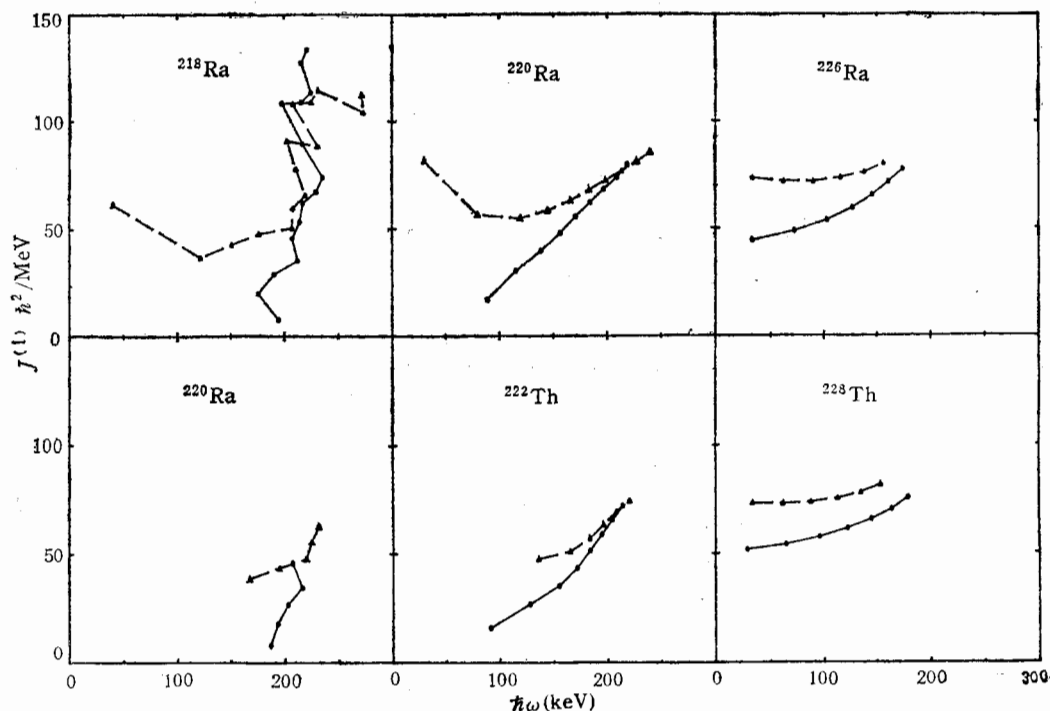


图3 第一类转动惯量 $J^{(1)}$ 同转动频率 ω 的关系

● $P = +$; ▲ $P = -$

动惯量.

4.2 第一类转动惯量 $J^{(1)}$

从图 3 部分核的正负宇称带第一类转动惯量 $J^{(1)}$ 同转动角频率 ω 的关系可以看出:

第一类核, 在低 ω 时, $J^{(1)}(+)$ < $J^{(1)}(-)$, 随着 ω 增大, 二者同时上升, 但 $J^{(1)}(+)$ 上升得快, 当达到转动频率 ω_1^+ 时, $J^{(1)}(+)$ = $J^{(1)}(-)$ = $J_0^{(1)}$, 正负宇称态可视为同一个带, $J_0^{(1)}$ 和 ω_1^+ 也列入表 1 中. 可以看出, 除有相同奇中子数的 ^{211}Ra 和 ^{223}Th 具有相同和较低的 ω_1^+ 外, 其它的 $\omega_1^+ = 0.21 \pm 0.02 \text{ MeV}/\hbar$, 与 A 无关, 可以将 ω_0^E 和 ω_1^+ 分别看作从激发能和转动惯量出现八极形变的特征频率.

第二类核, $J^{(1)}(+)$ 和 $J^{(1)}(-)$ 都随 ω 增大而上升, 但二者并不相交, 总是 $J^{(1)}(+)$ < $J^{(1)}(-)$. 在迄今能达到的高角动量范围内, 正负宇称带始终互相独立.

第三类核, $J^{(1)}$ 随 ω 非光滑的改变, 如图 3 中的 ^{218}Ra .

4.3 第二类转动惯量 $J^{(2)}$

第二类转动惯量 $J^{(2)}$ 更容易表现出核的内部结构同 ω 的变化, 对于集体特性的 $J^{(2)}$ 将随 ω 光滑地变化, 非光滑变化将反映出非集体性, 图 4 表示出部分核的 $J^{(2)}$ 随 ω 的变化. 从图可以看出, 当 ω 等于前面的 ω_0^E 、 ω_1^+ 和 ω_1^E 时, 一般第一类较稳定的八极形变核的 $J^{(2)}$ 有非光滑的突变, 特别是在 ω_1^+ . 第二类核的 $J^{(2)}$ 随 ω 的变化较光滑, 第三类核的 $J^{(2)}$ 随 ω 的变化很复杂.

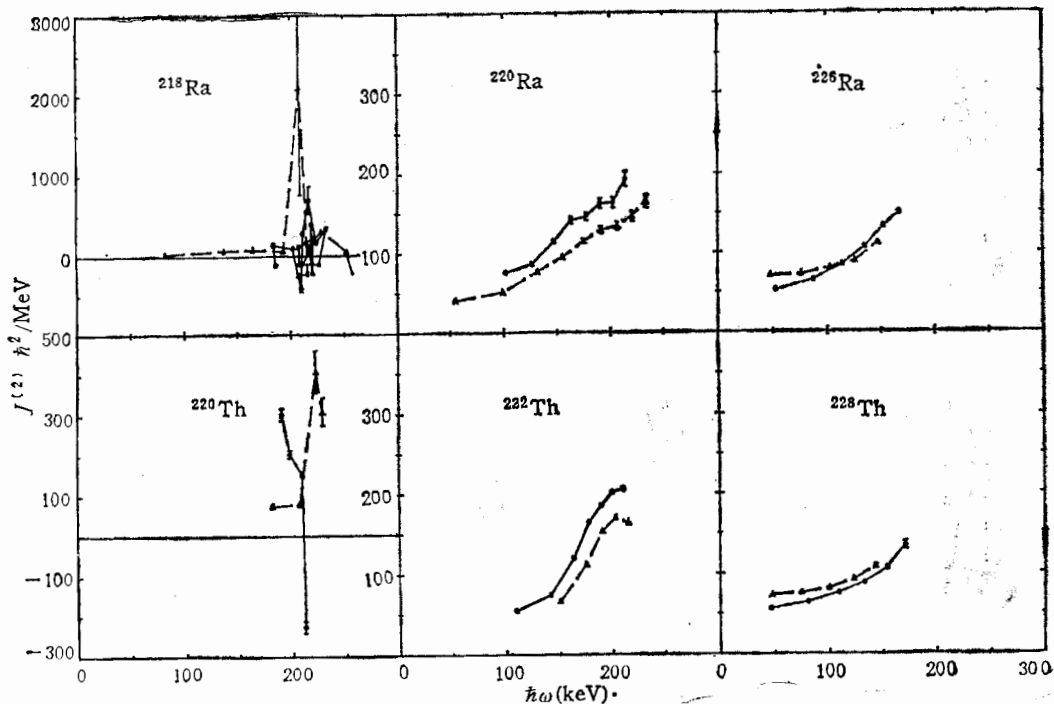


图 4 $J^{(2)}$ 随 ω 的变化

● $P = +$ ▲ $P = -$

5 第一负宇称态的 δE_1 和电偶极跃迁分支比

5.1 第一负宇称态的 δE_1

从表2的 δE_1 值可以看出,在 $A = 220-228$ 、 $N = 132-140$ 的区域, δE_1 小,而在此范围之外, δE_1 迅速变大,说明这个区域是较稳定的八极形变区,中心在 $A = 224$, $N = 136$, 与质子和中子的八极驱动数 88 和 134 及其组合数 222 稍微偏离,奇偶核的 $\delta E_1 < 100\text{KeV}$. 如 $^{223,225,227}\text{Ac}$ 及 $^{221,223,225,227}\text{Ra}$; 对 Ra, 奇偶核的 δE_1 明显小于相邻偶核,表现出奇偶效应,可能是单粒子与核心相互作用,引起核心八极极化,进一步加强了八极效应,对于 Th, δE_1 的奇偶效应并不明显,但正如前面谈到的随 I 的增加, E_0 和 ω_0^E 表现出奇偶效应,见表1和图2;奇质子 Ac 和奇中子 Ra 的 δE_1 相同,说明了奇核子与核心的八极作用是同位旋标量。

表2 第一负宇称态的 δE_1 和电偶极跃迁分支比

δE_1 keV R			δE_1 keV R		
^{220}Rn	565.1	0.835 246	^{223}Ac	80.7	
^{222}Rn	538.6	0.927 050		70.4	
^{216}Fr	23.0		^{229}Ac	32.6	
^{217}Fr	70.7		^{227}Ac	15.5	
^{219}Fr	154.2	3.239 628		12.2	
	190.6		^{220}Th	49.3*	
^{221}Fr	120.8	1.089 50	^{221}Th	87.7*	
^{223}Fr	137.8	0.323 30	^{222}Th	70.2*	
^{218}Ra	583.3		^{223}Th	31.9*	
^{219}Ra	124.5			56.8*	
^{220}Ra	353.1	1.338 1137	^{224}Th	213.3	1.060 370
^{221}Ra	98.8*		^{225}Th	42.5	
	25.2*			54.0	
^{222}Ra	205.1	1.013 72	^{226}Th	206.0	0.880 89
^{223}Ra	50.0	1.269 442	^{228}Th	308.7	1.028 64
	54.1	0.520 183	^{230}Th	490.4	1.223 134
^{224}Ra	187.8	1.089 78	^{232}Th	697.8	3.873 490
^{225}Ra	22.0		^{230}U	349.3	0.975 201
	48.9		^{232}U	547.3	0.973 70
^{226}Ra	231.2	0.926 82	^{234}U	771.8	0.982 62
^{227}Ra	75.2	1.959 536	^{236}U	672.5	2.246 41
^{228}Ra	452.9	0.633 122	^{238}U	665.1	0.829 48
^{229}Ra	48.4		^{238}Pu	590.5	0.883 53
^{219}Ac	89.0		^{240}Pu	583.1	1.008 115
^{220}Ac	69.9		^{242}Pu	756.6	1.125 60
	61.6				

* 从实验测到的最低角动量的 δE .

5.2 第一负宇称态的电偶极跃迁分支比

对偶偶核, $I_0 = 0$, $K = 0$, (2.6)式的 $C = 2$, 第一负宇称态电偶极跃迁分别是

$(I_0 + 1)^- \rightarrow (I_0 + 2)^+$ 和 $(I_0 + 1)^- \rightarrow I_0^+$ 。事实上, 约化跃迁几率 $B(E1)$ 的实验数据很少, 因此利用实验的相对跃迁强度 I_r 和跃迁能 E_r 计算分支比。从表 2 的 R 值看出, 第一类核的分支比在 1 的上下有较大的变化, 平均值与 1 接近, 但是第二类核的分支比更接近 1。

6 总 结

本文从 δE_I 、 δE_1 、 $J^{(\omega)}$ 、 $J^{(\omega)}$ 随 I 增大 Simplex 对称性出现和消失的动力学关系, 找出 $\delta E_I = 0$ 、 $J^{(\omega)(+)} = J^{(\omega)(-)}$ 对应的 I_o 、 E_o 、 ω_o^E 和 I_d 、 E_d 、 ω_d^E 及 ω_d^J 等特征量以及它们与核子数 A 的关系, 得出了几个新的现象和结论: 从 E_o 、 ω_o^E 及 δE_1 随 A 的变化可以看出八极效应的奇偶特性; $\omega_d^J = 0.21 \pm 0.02 \text{ MeV}/\hbar$, 与 A 无关; 从 $S = +i$ 和 $S = -i$ 带的 I_o 、 E_o 的差异, 说明八极相互作用力与 Simplex 量子数有关等; 它们为了解八极相互作用力和负宇称态的内禀结构提供了重要的信息, 也有待于从微观理论了解这些特点的起因。

根据上述物理量的特点, 可将铜系核分为三类: 第一类 $A = 220-228$ 是较稳定的八极形变核; 第二类 $A \geq 230$ 是八极振动核, 不存在 $\delta E_I = 0$ 和 $J^{(\omega)(+)} = J^{(\omega)(-)}$; 第三类 $A \leq 218$ 的核, 随 I 有显著的非集体性, 是从球形到八极形变的过渡核。

参 考 文 献

- [1] W. Nazarewicz et al., *Nucl. Phys.*, **A429**(1984)269.
- [2] P. Moller, *Nucl. Phys.*, **A536**(1992)61.
- [3] W. Nazarewicz et al., *Nucl. Phys.*, **A467**(1987)437.
- [4] M. Dahlinger E. Kankeleit, *Nucl. Phys.*, **A484**(1988)337.
- [5] J. R. Hughes et al., *Nucl. Phys.*, **A512**(1990)275.
- [6] 石宗仁、万淑颖, 高能物理与核物理, 19(1995)185.
- [7] A. Bohr B. R. Mottleson, *Nuclear Structure*, **2**(1975)60.
- [8] N. Schulz et al., *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989)2645.

Negative Parity States of Collective Motion in Actinide Nuclei

Shi Zongren Wan Shuying

(*Institute of Atomic Energy, Beijing 102413*)

Received 15 January 1994

Abstract

The physical quantities such as energy difference δE_l of the positive and negative parity states of the same spin, moment of inertia $J^{(1)}$ and $J^{(2)}$, electric dipole transition branching ratios of first negative parity states and the relations between them and angular momentum or rotational frequency ω and mass number A are obtained from the experimental data. So the intrinsic structure and dynamics of negative parity states can be deduced.

Key words negative parity state, Simplex symmetry, octupole deformation, odd-even effect.