

铀系变形核转动惯量及奇偶差随角频率变化的微观机制*

余雷^{1,3} 刘树新^{1,2} 曾谨言^{1,2;1)}

1 (北京大学物理学院 北京 100871)

2 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论研究中心 兰州 730000)

3 (贵州师范大学物理系 贵阳 550001)

摘要 用处理对力的粒子数守恒方法分析了铀系变形核转动惯量及其奇偶差随角频率 ω 变化的微观机制. 建立在高 j 闯入轨道上的奇 A 核转动带, 如 $^{235}\text{U}(\nu[743]7/2)$ 带的转动惯量, 比相邻偶偶核基态带大得多, 而且, 随 ω 变化的规律也呈现明显的奇偶差. 这些规律在粒子数守恒计算中得到很好地重现. 计算中无自由参数, 单极和四极有效对力强度由结合能和带首转动惯量奇偶差实验值确定.

关键词 铀系变形核 转动惯量奇偶差 堵塞效应

稀土区和铀系区正常变形核的转动带^[1], 实验上已积累了极丰富的数据^[2]. 对于稀土区正常变形核转动带的转动惯量及其奇偶差随角频率 ω 的变化规律, 已经有很多理论分析^[3-5], 而对于铀系区变形核转动带及其奇偶差的变化规律的微观机制, 尚未见系统的理论分析. 本文将几个典型的铀系区偶偶核和相邻奇 A 核为例, 进行仔细分析.

图 1 中给出偶偶核 $^{234,236}\text{U}$ 和 ^{240}Pu 的基态带 (gsb) 以及相邻奇 A 核的基态带 $^{233}\text{U}(\nu[633]5/2)$, $^{235}\text{U}(\nu[743]7/2)$ 及 $^{239}\text{Pu}(\nu[631]1/2)$ 带的转动惯量的实验数据的唯象分析. 这些转动带的角动量已被实验测定, 所以根据带内相邻能级间的 γ 跃迁能量, 可相当精确地定出其运动学转动惯量 $J^{(1)}$. 对于轴对称变形核^[1],

$$J^{(1)}(I-1) = \frac{2I-1}{E_\gamma(I \rightarrow I-2)},$$

$$\omega(I-1) = \frac{E_\gamma(I \rightarrow I-2)}{I_x(I) - I_x(I-2)}, \quad (1)$$

这里 $I_x(I) = \sqrt{I(I+1) - K^2}$. 对于奇 A 核, 不同旋称 ($\alpha = \pm 1/2$) 的能级应分开来计算. 对于 $K = 1/2$

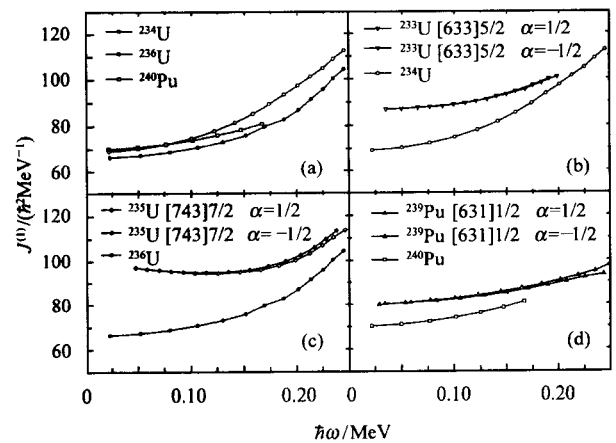


图 1 铀系区正常变形核的运动学转动惯量 $J^{(1)}$ 实验值随角频率的变化

- (a) 偶偶核基态带 $^{234}_{92}\text{U}_{142}$, $^{236}_{92}\text{U}_{144}$, $^{240}_{94}\text{Pu}_{146}$ 的比较;
- (b) 奇 A 核 $^{233}_{92}\text{U}_{141}(\nu[633]5/2, \alpha = -1/2)$, $^{233}_{92}\text{U}_{141}(\nu[633]5/2, \alpha = +1/2)$ 带与偶偶核 $^{234}_{92}\text{U}_{142}$ 基态带的比较;
- (c) 奇 A 核 $^{235}_{92}\text{U}_{143}(\nu[743]7/2, \alpha = -1/2)$, $^{235}_{92}\text{U}_{143}(\nu[743]7/2, \alpha = +1/2)$ 与偶偶核 $^{236}_{92}\text{U}_{144}$ 基态带的比较;
- (d) 奇 A 核 $^{239}_{94}\text{Pu}_{145}(\nu[631]1/2, \alpha = -1/2)$, $^{239}_{94}\text{Pu}_{145}(\nu[631]1/2, \alpha = +1/2)$ 与偶偶核 $^{240}_{94}\text{Pu}_{146}$ 基态带的比较.

2003-05-14 收稿

* 国家自然科学基金(10047001)资助

1) E-mail: jyzeng@pku.edu.cn

的带, 还需考虑脱耦合常数项. 从图 1 的分析可以看出:

(1) 几条奇 A 核基态带的 $J^{(1)}$ 系统大于相邻偶核的 $J^{(1)}$, 特别是带首 ($\omega = 0$) 的转动惯量 J_0 , 例如, $J_0(^{235}\text{U}(\nu[743]7/2))/J_0(^{236}\text{U}(\text{gsb})) \approx 1.50$, $J_0(^{233}\text{U}(\nu[633]5/2))/J_0(^{234}\text{U}(\text{gsb})) \approx 1.26$, $J_0(^{239}\text{Pu}(\nu[631]1/2))/J_0(^{240}\text{Pu}(\text{gsb})) \approx 1.14$.

(2) 奇 A 核基态带的 $J^{(1)}$ 随 ω 的变化比偶核平缓, 即 $dJ^{(1)}/d\omega$ (奇 A 核) $< dJ^{(1)}/d\omega$ (偶核). 特别是在低频区 ($\hbar\omega < 0.15\text{MeV}$), 与偶核基态带相反, $^{235}\text{U}(\nu[743]7/2)$ 带的 $J^{(1)}$ 随 ω 增大而减小.

(3) 不同偶核基态带的 $J^{(1)}$ 的大小和变化快慢也存在一定差异, 例如 $J^{(1)}(^{234}\text{U}) > J^{(1)}(^{236}\text{U})$ 等. 以上这些变化规律的微观机制是什么? 文献中尚未见到系统可靠的分析.

分析表明, 原子核转动惯量随 ω 的变化灵敏地依赖于原子核 Fermi 面附近的单粒子能级的分布以及奇核子所堵塞的单粒子能级的性质^[3-5]. 图 2 中给出 ^{236}U 的 Fermi 面附近的推转 Nilsson 能级的分布. Nilsson 能级参数 (κ, μ) 以及四极和十六极形变参数 (ϵ_2, ϵ_4) 取自 Lund 系统学^[6,7]. 从图 2 可以看出, 中子推转 Nilsson 能级在 $N = 142$ 处有一个明显的能隙. 因此, 不需计算即可判定 $J^{(1)}(^{234}\text{U}) > J^{(1)}(^{236}\text{U})$ 是对关联和壳效应的反映. 但为了说明 $J^{(1)}$ 和 $dJ^{(1)}/d\omega$ 的奇偶差, 必须严格考虑奇核子的堵塞效应. 但正如 D.J.Rowe 强调那样^[8], 尽管对力的堵塞效应是直截了当的, 在 BCS 方法中却极难自洽处理它们, 因为不同的堵塞能级将导致不同的准粒子基. 因此, 本文将采用处理推转壳模型 (CSM) 的粒子数守恒 (PNC) 方法来进行分析. 在此方法中, 堵塞效应将自动得到严格处理. 关于 PNC 方法的细节可参阅文献^[3-5], 此处不再赘述.

轴对称变形核的 CSM 哈密顿量为 (取对称轴为 z 轴)

$$H_{\text{CSM}} = H_{\text{Nil}} - \omega J_x + H_p = H_0 + H_p, \quad (2)$$

H_{Nil} 是 Nilsson 哈密顿量, $-\omega J_x$ 是核子所受到的 Coriolis 作用 (原子核对称轴取为 z 轴, 转动轴方向与之垂直, 取为 x 轴), $H_0 = H_{\text{Nil}} - \omega J_x$ 是 H_{CSM} 中的单体部分, 对力作用 $H_p = H_p(0) + H_p(2)$ 包含单极对力 $H_p(0)$ 和四极对力 $H_p(2)$. 计算中无自由参数, 质子和中子的单极对力强度 (G_{0p}, G_{0n}) 和四极对力强度 (G_{2p}, G_{2n}) 由原子核结合能和带首转动惯量的奇偶差的实验值确定. 计算中, 质子和中子的推转多粒

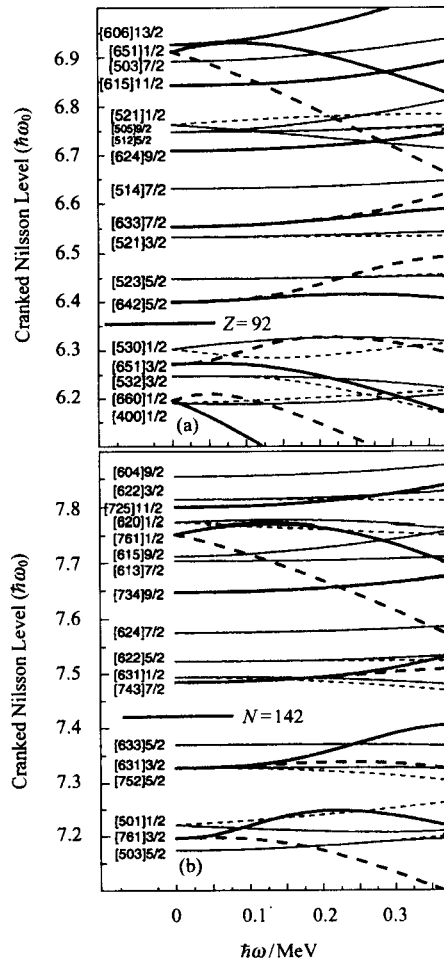


图 2 $^{236}_{92}\text{U}_{144}$ 的推转的 Nilsson 能级
Nilsson 能级参数 (κ, μ) 以及形变参数 (ϵ_2, ϵ_4) 取自 Lund 系统学^[6,7], 旋称 $\alpha = \pm 1/2$ 的能级分别用实线和虚线给出 (高 j 闯入态用粗线给出).

子组态 (CMPC) 空间维数约为 400. 计算表明, 在原子核的基态和低激发态中, 重要的 CMPC (权重 $> 1\%$) 的数目并不多 (一般 < 20), 而且组态能量较低, 所以 PNC 计算是比较精确的. 相应的有效对力强度 (MeV) 见表 1.

表 1 U 同位素的有效对力强度 (单位: MeV)

	G_{0p}	G_{0n}	G_{2p}	G_{2n}
^{234}U	0.60	0.34	0.08	0.008
^{235}U	0.60	0.34	0.08	0.008
^{236}U	0.60	0.37	0.08	0.037

$^{234,236}\text{U}(\text{gsb})$ 和 $^{235}\text{U}(\nu[743]7/2)$ ($\alpha = \pm 1/2$) 的计算结果分别在图 3—6 中给出. 图 3 给出它们的 $J^{(1)}$ 随 ω 变化的计算值和实验值的比较, 同时还给出它们的质子和中子分别对 $J^{(1)}$ 的贡献的计算值 $J_p^{(1)}$ 和 $J_n^{(1)}$. 可以看出, 中子的贡献要比质子大得多. 宏观

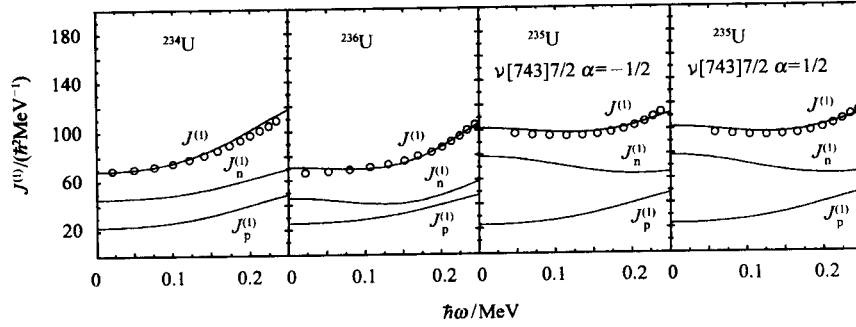


图 3 偶偶核基态带 ${}^{234}_{92}\text{U}_{142}$ 与 ${}^{236}_{92}\text{U}_{144}$ 和奇 A 核 ${}^{235}_{92}\text{U}_{143}(\nu[743]7/2, \alpha = \mp 1/2)$

带的转动惯量计算值和实验值的比较

○实验值, —计算值. $J_p^{(1)}$ 和 $J_n^{(1)}$ 分别表示质子和中子对 $J^{(1)}$ 的贡献.

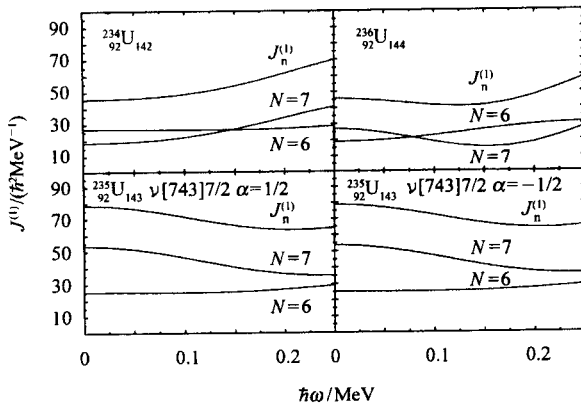


图 4 $N=6, 7$ 壳中子对 ${}^{234, 236}\text{U}(\text{gsb})$ 和 ${}^{235}\text{U}(\nu[743]7/2)$
($\alpha = \pm 1/2$)带转动惯量的贡献

来看,这似乎与它们的中子数远大于质子数有关.从微观理论计算来看,满壳和空壳核子对转动惯量没有贡献,转动惯量的差异主要由未壳层中的中子数和质子数以及奇核子所堵塞的单粒子能级的性质所决定.这里讨论的几个铀同位素核(质子数相同),质子对 $J^{(1)}$ 的贡献差别很小(从图 3 可以看出),它们的 $J^{(1)}$ 的差异主要来自中子的贡献 $J_n^{(1)}$. 由于中子 $N \leq 4$ 壳是满壳, $N=5$ 是几乎满壳,对 $J^{(1)}$ 贡献极小. 对 $J_n^{(1)}$ 的主要贡献来自未壳 $N=6, 7$. 它们对 $J^{(1)}$ 的贡献分别在图 4 中给出. 可以看出,这几条转动带的转动惯量的差异主要来自高 N ($N=7$) 壳的贡献. 还可以看出, ${}^{234}\text{U}(\text{gsb})$ 的 $J^{(1)}$ 的值及其随 ω 的变化的陡度略大于 ${}^{236}\text{U}$, 是来自它们 $N=7$ 壳中子的贡献(比较图 4 左和右). 微观上讲, ${}^{236}\text{U}_{144}$ 比 ${}^{234}\text{U}_{142}$ 多出的一对中子,有较大几率处于 $\nu[743]7/2$ 能级(它正处于中子大壳 $N=142$ 之上)所致(见图 5). ${}^{235}\text{U}(\nu[743]7/2)$ 带与 ${}^{234}\text{U}(\text{gsb})$ 的 $J^{(1)}$ 有很大差异

(图 1(c)),是来自中子的贡献(图 3). 例如在带首 ($\omega=0$),中子的贡献,对 ${}^{234}\text{U}$ 和 ${}^{235}\text{U}(\nu[743]7/2)$ 带,分别为 46 和 $78\hbar^2\text{MeV}^{-1}$. 其中 $N=7$ 壳中子对 $J^{(1)}$ 贡献的差异尤为明显. 特别是对于 ${}^{234}\text{U}(\text{gsb})$, $J_n^{(1)}$ ($N=7$) 随 ω 增高而增大(图 4 左),对于 ${}^{235}\text{U}(\nu[743]7/2)$, $J_n^{(1)}$ ($N=7$) 随 ω 增高而减小,这是 ${}^{234}\text{U}(\text{gsb})$ 和 ${}^{235}\text{U}(\nu[743]7/2)$ 带的 $J^{(1)}$ 值和 $dJ^{(1)}/d\omega$ 有很大差异的主要原因. 在这里,高 N 闯入态 $\nu[743]7/2$ 的堵塞效应和 Coriolis 反配对作用起了关键作用,在流行的 BCS 处理中对此完全无法说明.

为更细致地展现其微观机制,图 6 中给出了中子 $N=7$ 壳各推转 Nilsson 能级 μ 对 $J^{(1)}$ 的贡献,其中包括直接项 $j^{(1)}(\mu)$ 和干涉项 $j^{(1)}(\mu\nu)$ (见文献[4]式(6)). 特别是涉及 $\mu=[743]7/2$ 能级的干涉项, $(\mu\nu) = ([743]7/2[752]5/2)$ 和 $([743]7/2[734]9/2)$ 的贡献(见图 6(a), 6(c)). 对 $J^{(1)}$ 贡献的这种差异,可以从 $N=7$ 壳各推转 Nilsson 能级 μ 的填布 n_μ (见图 5) 的差别来理解. 在 ${}^{234}\text{U}$ 中,由于对力的影响, Fermi 面上的 $[743]7/2$ 能级(见图 2)有一定几率被粒子对填布,而 Fermi 面下的 $[752]5/2$ 能级则部分空着. 而在 ${}^{235}\text{U}$ 中, $[743]7/2$ 能级基本上被单粒子占据. 在 ${}^{236}\text{U}$ 中,当 ω 很小时, $[743]7/2$, $[752]5/2$ 和 $[734]9/2$ 能级 n_μ 有较大变化,是由于它们与紧邻的 $N=6$ 壳能级(图 2,例如 $[743]7/2$ 与 $[631]1/2$ 紧邻)之间较强的对关联所致(表现在 Fermi 面附近的 $N=6, 7$ 壳能级填布几率都有较大变化,见图 5). 当 $\omega > 0.03\hbar^{-1}\text{MeV}$ 之后,这些能级上的填布几率随 ω 的变化就变得比较平滑,这反映 Coriolis 反配对效应的缓慢变化.

概括起来说,实验观测到的铀系变形核的转动带的转动惯量及其奇偶差随角频率的变化规律可以

在推转壳模型的粒子数守恒理论计算中得到较满意的说明. 在这里, 严格处理堵塞效应起了关键作用.

转动惯量及其奇偶差灵敏地依赖于奇核子所堵塞的单粒子能级位置及其对 Coriolis 力的响应程度.

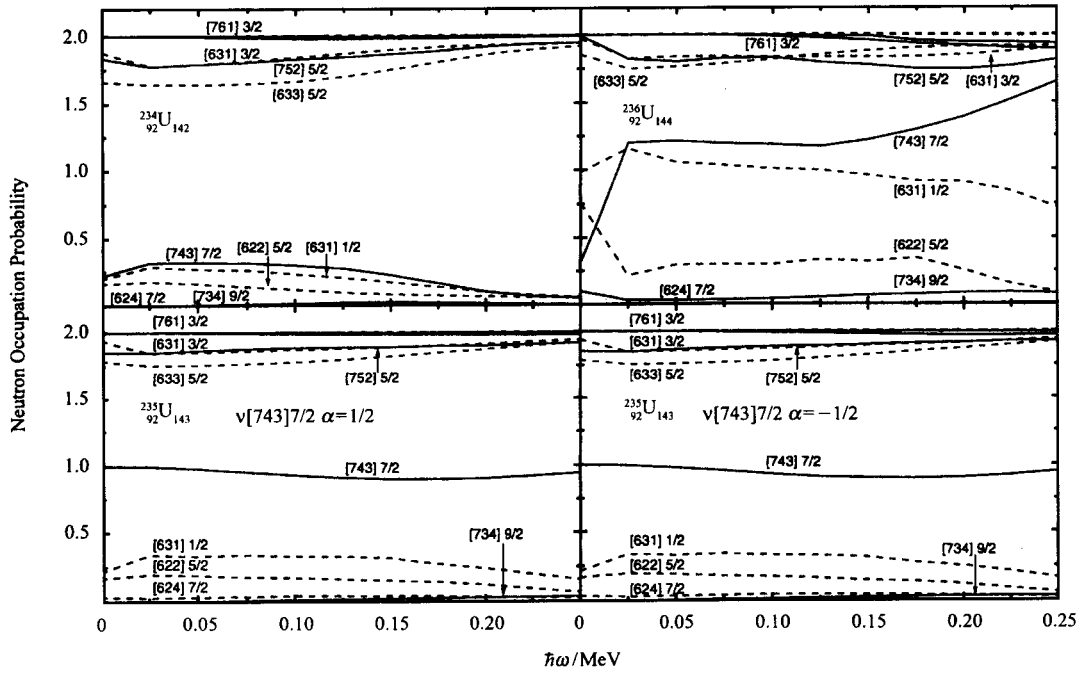


图 5 Fermi 面附近推转 Nilsson 能级 (包括 $\alpha = \pm 1/2$) 的填布几率

——高 $N(N=7)$ 闯入态, - - - 其他能级. 奇 A 核 ${}^{235}_{92}\text{U}_{143}(\nu[743]7/2, \alpha = \pm 1/2)$ 带的被堵塞的单粒子能级 $[743]7/2$ 的 $\alpha = -1/2$ 与 $\alpha = 1/2$ 的填布几率则分开给出.

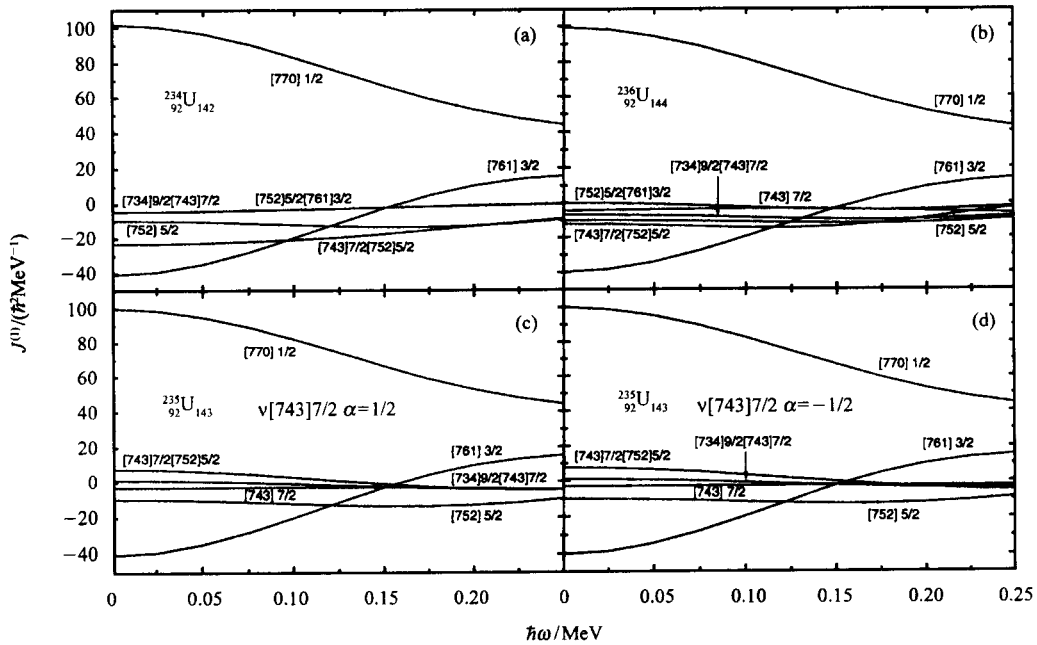


图 6 中子 $N=7$ 壳各推转的 Nilsson 能级对转动惯量 $J^{(1)}$ 的贡献

直接项 $j^{(1)}(\mu)$ 和干涉项 $j^{(1)}(\mu\nu)$ 在图中分别简记为 μ 和 $\mu\nu$.

参考文献 (References)

- 1 Bohr A, Mottelson B M. Nuclear Structure Vol. II, New York: Benjamin, 1975
- 2 Firestone F B et al. Table of Isotopes, 1996, CD-ROM
- 3 ZENG J Y, LEI Y A, JIN T H et al. Phys. Rev., 1994, C50:746
- 4 ZENG J Y, LIU S X, LEI Y A et al. Phys. Rev., 2001, C63:024305
- 5 ZENG J Y, LIU S X, GONG L X et al. Phys. Rev., 2002, C65:044307
- 6 Nilsson S G et al. Nucl. Phys., 1969, A131:1
- 7 Bengtsson R, Frauendorf S, May F R At. Data Nucl. Data Tables, 1986, 35:15
- 8 Rowe D J. Nuclear Collective Motion, London: Methuen, 1970

Microscopic Mechanism of Moments of Inertia and Odd-even Differences for Well-Deformed Actinide Nuclei*

YU Lei^{1,3} LIU Shu-Xin^{1,2} ZENG Jin-Yan^{1,2;1)}

1 (School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

2 (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

3 (Department of Physics, Guizhou Normal University, Guiyang 550001, China)

Abstract The microscopic mechanism of the variation with rotational frequency of moments of inertia and their odd-even differences for well-deformed actinide nuclei are analyzed by using the particle-number conserving (PNC) method for treating nuclear pairing interaction. The moments of inertia for bands building on high j intruder orbitals in odd- A nuclei, e. g., the ^{235}U ($\nu[743]7/2$) band, are found to be much larger than those of ground-state bands in neighboring even-even nuclei. Moreover, there exist large odd-even differences in the ω variation of moments of inertia. All these experimental odd-even differences are reproduced quite well in the PNC calculation, in which the effective monopole and quadrupole pairing interaction strengths are determined by the experimental odd-even differences in binding energies and bandhead moments of inertia, and no free parameter is involved in the PNC calculation.

Key words well-deformed actinide nuclei, odd-even difference in moments of inertia, blocking effect

Received 14 May 2003

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10047001)

1) E-mail: jyzeng@pku.edu.cn