

转动位场中的准粒子谱和 原子核的“回弯”现象

张锡珍 陈永寿

(中国科学院原子能研究所)

摘 要

本文用转动位场中的准粒子谱研究了稀土区原子核的“回弯”现象发生的机制。对 ^{158}Er 的第一“回弯”和第二“回弯”给以了解释。

一、引 言

在理论和实验上对原子核高自旋态下“回弯”现象(back bending)的研究是当前感兴趣的问题之一。目前实验上大量的数据表明,许多稀土区原子核有“回弯”现象^[1],原子核 ^{158}Er 的实验数据表明存在有第二“回弯”(Second back bending)^[2]。在理论上对“回弯”现象通常有两种解释,一种解释是科里奥利力抵消对力(Coriolis antipairing)^[3],另一种解释认为由于二准粒子激发带与基带的交叉^[4]。目前看来愈来愈多的实验事实支持第二种机制(对某些过渡区原子核则可能是由于核的变形而引起“回弯”)。对于二准粒子激发带与基带的交叉,通常用二准粒子与转子(rotor)耦合的模型来讨论^[4-5],在这种模型中,必需将基带与二准粒子激发带的转动惯量作为可调参数。A. Bohr 和 B. Mottelson 在[6]中提出了将实验室系中观测的实验数据转换到转动坐标系中去,则运用转动位场中的准粒子谱的性质可以直接与实验比较二准粒子激发带相对于基带的改变量,而无需将转动惯量作参数处理,给出了清楚的物理图象。对于典型稀土区原子核, Bengtsson^[7]等人用单*i*($i=13/2$)模型下转动场中的准粒子谱随费米表面能的变化进行了讨论,得出了原子核的“回弯”的强弱随中子数有周期性变化的规律。本文的目的有两个,一是用[7]中的方法,但不用单*i*模型而用 Nilsson 单粒子谱作基,计算转动场中的中子和质子的准粒子谱随费米表面能的变化,看[7]中的结论有无本质的改变,并对稀土区原子核的“回弯”是由哪些轨道的二准粒子激发带与基带的交叉所引起(以下有时简称哪些轨道的准粒子激发引起“回弯”)进行讨论,二是用 ^{158}Er 在转动场中的准粒子谱对其第一“回弯”和第二“回弯”给以理论解释。

二、转动坐标系中 ^{158}Er 的实验数据分析

按照 [6] 中的方法, 定义 $\omega(I) = \frac{\partial E(I)}{\partial I}$. 在一级近似下 $\omega(I) \approx \frac{1}{2}(E(I+1) - E(I-1))$. 对于原子核的每一个转动带, 由实验数据可直接得到总角动量 I 与 ω 的关系 $I(\omega)$. 对原子核 ^{158}Er 的转晕带, $I(\omega)$ 随 ω 的变化关系在图 1 给出. 可以看出, $I(\omega)$ 由三段不连续的函数 ($I_0(\omega), I_1(\omega), I_2(\omega)$) 组成. 在带交叉的图象之下, 这相应于 ^{158}Er 的转晕带由三个性质不同的带组成. 对于第一次突变 ($230 \text{ keV} < \omega < 300 \text{ keV}$) 可以定义 $i(\omega) = I_1(\omega) - I_0(\omega)$, 这相应于激发带相对于基带的角动量改变, 在转动系统中, 这个激发带相对于基带的能量改变为 $\varepsilon'(\omega) = \varepsilon(\omega) - i(\omega)\omega$, 其中 $\varepsilon(\omega) = E_1(\omega) - E_0(\omega)$, $\varepsilon'(\omega)$ 随 ω 的变化关系见图 2.

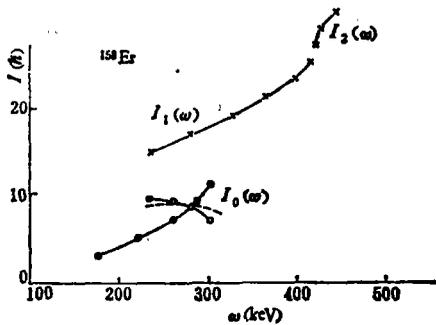


图 1 原子核 ^{158}Er 的 $I(\omega)$ 随 ω 的变化关系
 ○——○ 表示 $i(\omega) = I_1(\omega) - I_0(\omega)$ 的实验值
 —— 表示 $i(\omega)$ 的理论值

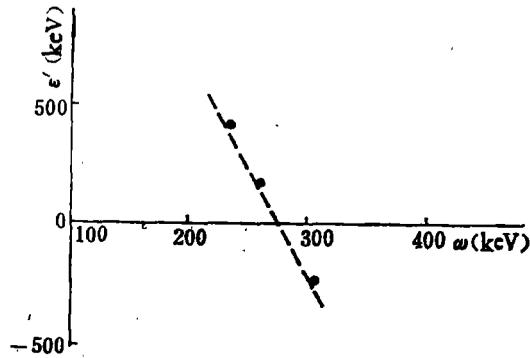


图 2 原子核 ^{158}Er $\varepsilon'(\omega)$ 随 ω 的变化关系
 ○ 实验值
 —— 理论计算曲线

三、HFBC 形式

用 HFBC 形式讨论原子核在高自旋态下的性质已有许多工作^[7-11], 本文所用的模型哈密顿量与 [7, 11] 一样, 即

$$H^{\text{HFBC}} = \sum_{\alpha} (\varepsilon_{\alpha} - \lambda) a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} + \frac{1}{2} \Delta \sum_{\alpha\beta} \delta(\alpha, \bar{\beta}) (a_{\alpha}^{\dagger} a_{\bar{\beta}}^{\dagger} + a_{\beta} a_{\alpha}) - \omega \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | j_x | \beta \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}$$

式中 α, β 是 Nilsson 轨道的标号, $|\bar{\alpha}\rangle$ 是 $|\alpha\rangle$ 的时间反演态, $a_{\alpha}^{\dagger} (a_{\alpha})$ 是粒子的产生(消灭)算符, ω 是位场的转动频率, λ 是费米能量, Δ 是能隙.

用 Bogoliubov 变换可以得到转动位场中准粒子态所满足的方程式, 这在 [11] 中已经给出.

因 H^{HFBC} 与宇称算符和 $e^{i\pi j_x}$ 可对易, 所以准粒子态的宇称 P 和 $e^{i\pi j_x}$ 的本征值 $r (r = \pm i)$ 是好量子数.

在准粒子谱的计算中, 转动频率 ω 和准粒子能量都取 $\hbar\omega_0 = 41/A^{1/2} (\text{MeV})$ 为单位(见图 3、4、5 和 6).

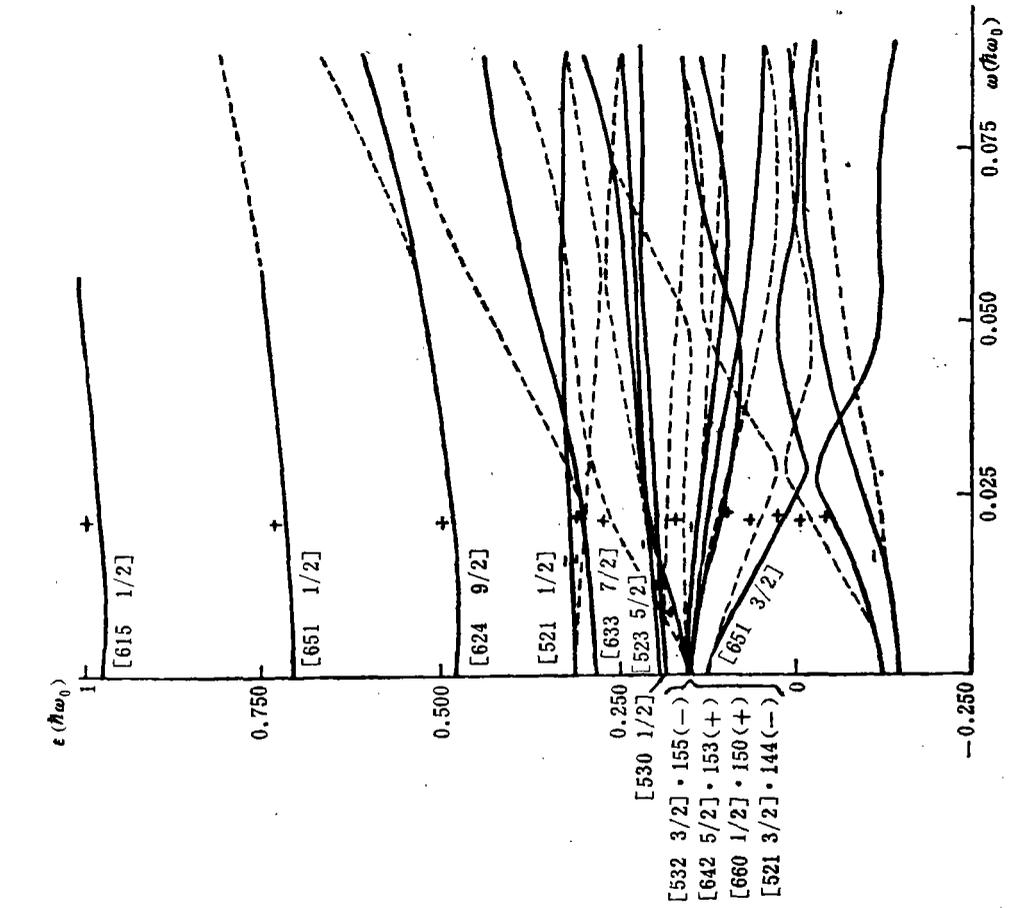


图3 ^{151}Er 的中子 ($N = 90$) 在转动场中的准粒子谱 (图中的正负号表示准粒子轨道的字称, 实线和虚线分别表示 $r = \pm 1/2$ 的轨道)

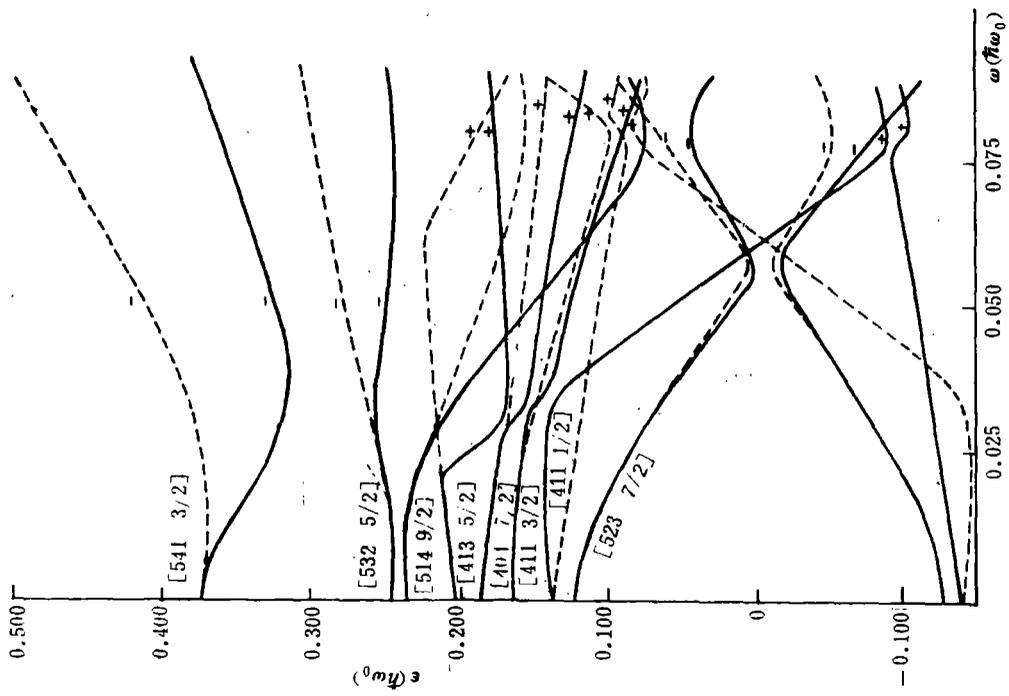


图4 ^{151}Er 的质子 ($Z = 68$) 在转动场中的准粒子谱 (图中的正负号表示准粒子轨道的字称, 实线和虚线分别表示 $r = \pm 1/2$ 的轨道)

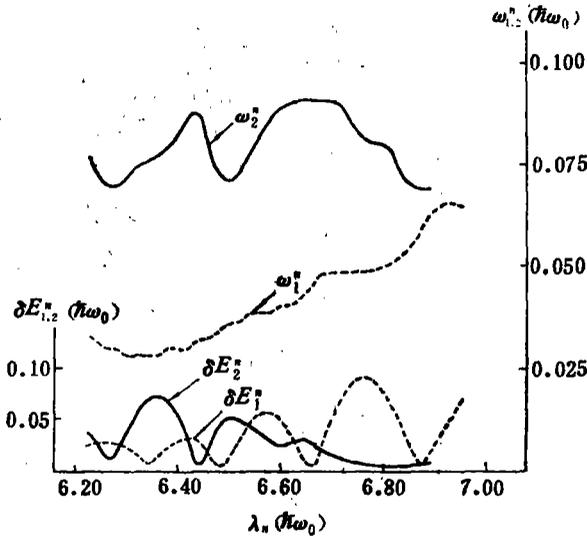


图5 中子的 δE_1^* , $\delta E_{1,2}^*$ 和 ω_1^* , ω_2^* 随费米表面能 λ_n 的变化关系

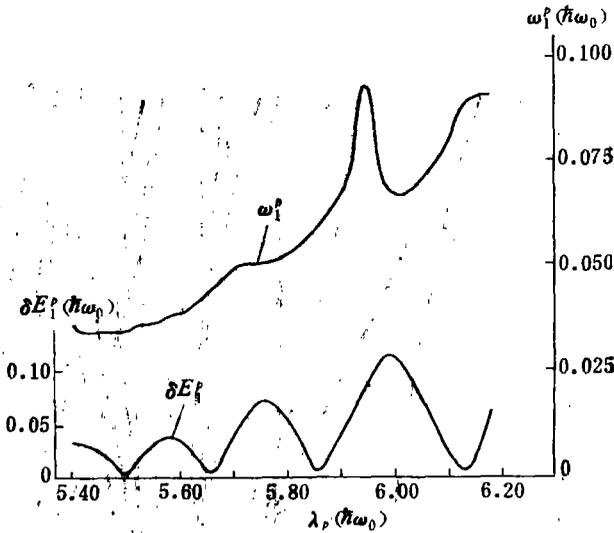


图6 质子的 δE_1^* 和 ω_1^* 随费米表面能 λ_p 的变化关系

四、计算结果

首先以原子核 ^{158}Er 为例 ($\delta = 0.26$, 中子和质子的能隙 $\Delta_n = \Delta_p = 0.12(\hbar\omega_0)$, 结果表明, 变形和能隙的稍许改变并不影响所得的主要结论, 所以这组参数也作为典型稀土区原子核的参数), 图3和图4分别给出 ^{158}Er 的中子和质子的转动位场中的准粒子谱, 每一条准粒子轨道的字称和相应的 $\omega = 0$ 时 Nilsson 轨道的标号都已在图中标出. 在计算准粒子谱时, 对于中子正宇称取了14条 Nilsson 能级 (相应于 $i13/2, g9/2, d3/2$), 对中子负宇称取了19条 (相应于 $f7/2, h9/2, p3/2, f5/2$, 和 $j15/2$ 中最低的5条). 对质子负宇称取了11条 (相应于 $h11/2, h9/2$), 对质子正宇称取了10条 (相应于 $g7/2, d5/2$,

$d3/2$ 和 $s1/2$). 我们曾作了检验, 基的数目的适当增加并不改变我们所感兴趣的结果(即不改变靠近费米表面的准粒子轨道的特性). 从图(3)可以看出, $N = 90$ 时最低的正宇称的轨道是 $[651\ 3/2]$, 在 $\omega = 0$ 时, $r = \pm i$ 的态是简并的, 当 ω 不等于零时, 简并度解除, 且两准粒子能量和随 ω 增加迅速下降, 在 $\omega = \omega_1^n$ 时达到极小值, 然后随 ω 上升. 在 $\omega = \omega_1^n$ 时两准粒子的能量 δE_1^n 越小, 相应的“回弯”现象越强^[7,11]. 对于中子负宇称的准粒子谱 ($N = 90$), 能量最低的轨道是 $[521\ 3/2]$ (相应于 $h9/2$ 轨道), 类似地在 $\omega = \omega_1^n$ 时使两准粒子的能量和达到极小值 (记为 δE_1^n).

对于质子 ($Z = 68$), 最低的负宇称的准粒子轨道是 $[523\ 7/2]$, 在 $\omega = \omega_1^p$ 时两准粒子的能量和达到极小值 (记为 δE_1^p).

和 [7] 中一样在计算准粒子谱时不指定特定的原子核而取费米表面能 λ 为可变数 (相应于不同的原子核), 则我们得到 ω_1^n, ω_2^n 和 $\delta E_1^n, \delta E_2^n$ 随中子费米表面能 λ_n 的变化关系 (见图 5). 同样得到 $\omega_1^p, \delta E_1^p$ 随质子费米表面能 λ_p 的变化关系 (见图 6). 从图 5 可以看出, $\omega_1^n, \delta E_1^n$ 随 λ_n 的变化关系与单 i 模型没有本质的差别^[7], 由于中子负宇称的各种 Nilsson 轨道之间的相互耦合, 给出了 $\omega_2^n, \delta E_2^n$ 随 λ_n 的复杂变化关系, 因 ω_1^n 比 ω_2^n 小许多, 所以中子负宇称的准粒子激发不导致稀土区原子核的“回弯”(第一“回弯”). 从图 6 可以看出, $\omega_1^p, \delta E_1^p$ 随 λ_p 的变化关系与 $\omega_1^n, \delta E_1^n$ 随 λ_n 的变化关系差不多, 但在 $\lambda_p \approx 6.0(\hbar\omega_0)$ 附近, ω_1^p 突然下降, 这是由于质子的 $h9/2$ 轨道在此处起主要作用. 由图 5 和图 6 的结果相比较可以看出, 对于 $6.3(\hbar\omega_0) < \lambda_n < 6.7(\hbar\omega_0), 5.6(\hbar\omega_0) < \lambda_p < 5.9(\hbar\omega_0)$, 这相应于稀土区原子核的前半部, 总有 $\omega_1^n < \omega_1^p$, 即中子的 $i13/2$ 轨道的准粒子激发导致这个区域原子核的“回弯”, 这已为这一区域 A 核的实验数据所证实. 但对于 $\lambda_p \approx 6.0(\hbar\omega_0)$ 和 $\lambda_n \approx 6.8(\hbar\omega_0)$ 附近, 这相应于 $^{182}\text{Os} - ^{186}\text{Os}$ 区域的原子核, ω_1^p 在此处有突然下降, 使得 ω_1^p 和 ω_1^n 的差别大为减小. 但即使在这个地方 ω_1^p 比 ω_1^n 仍然略大, 且 δE_1^p 处于极大值附近, 所以仍可初步断定, 质子的 $h9/2$ 轨道的准粒子激发不是导致 $^{182}\text{Os} - ^{186}\text{Os}$ 附近原子核“回弯”发生的原因, 当然要作肯定的结论, 还需要更进一步的工作. 对于 $\lambda_p < 5.6(\hbar\omega_0)$, 我们所取的变形 ($\delta = 0.26$) 已不实际, 所以无法从图 5 和图 6 的结果对这一区域的原子核进行讨论.

回到原子核 ^{158}Er , $\lambda_n = 6.370(\hbar\omega_0), \lambda_p = 5.845(\hbar\omega_0)$ (由 $\omega = 0$ 时的能隙方程给出). 从图 5 和图 6 可以看出, 相应的 $\omega_1^n \approx 0.030(\hbar\omega_0), \omega_1^p \approx 0.057(\hbar\omega_0), \omega_2^n \approx 0.075(\hbar\omega_0)$, 且 δE_2^n 的值很大, 所以 ^{158}Er 的第一“回弯”可能是中子的 $[651\ 3/2]$ 轨道两准粒子激发带与基带的交叉引起的, 而第二“回弯”则可能是四准粒子激发带(中子的 $[651\ 3/2]$ 轨道和质子的 $[523\ 7/2]$ 轨道)与二准粒子激发带(中子的 $[651\ 3/2]$ 轨道)的交叉引起的. 我们计算了 $[651\ 3/2]$ 二中子准粒子轨道的角动量和能量之和随 ω 的变化关系, 这与实验给出的 $i(\omega), \epsilon'(\omega)$ 可直接比较, 结果表明(将 $\hbar\omega_0$ 换成 keV), 用 $[651\ 3/2]$ 的二中子准粒子激发带与基带的交叉可以较好地解释 ^{158}Er 的第一“回弯”(见图 1 和图 2). 对于 ^{158}Er 的第二“回弯”, 因实验数据还不足以准确地定出 $i(\omega)$ 和 $\epsilon'(\omega)$; 所以作定量的比较还有困难, 但从图 1 可以看出, $I(\omega)$ 第二次突变的位置在 $\omega \approx 420\text{ keV}$, 这几乎等于 ω_1^p ($\omega_1^p \approx 0.057(\hbar\omega_0) \approx 420\text{ keV}$), 且 $I(\omega)$ 第二次突变的大小远小于第一次突变的值, 这与两个 $[523\ 7/2]$ 轨道准粒子的角动量之和远小于两个中子的 $[651\ 3/2]$ 轨道准粒子所带有的角动量之和和定性符

合。所以将这种第二“回弯”理解为四准粒子激发带与二准粒子激发带的交叉是合理的。

五、结论和讨论

本文用 Nilsson 能级作基计算了中子的正负宇称和质子负宇称的准粒子谱随费米表面能 λ_n 和 λ_p 的变化关系。对于中子正宇称的准粒子谱,与 [7] 中单 i 模型没有本质差别。我们的计算表明,对稀土区原子核的前半部分,中子的 $i13/2$ 轨道的准粒子激发带与基带的交叉引起“回弯”,对稀土区原子核的后半部分,特别是 ^{182}Os — ^{184}Os 附近,由于质子的 $h9/2$ 轨道的作用,问题有些复杂,但初步看来,质子的 $h9/2$ 轨道的准粒子激发并不导致这一区域原子核的“回弯”的发生,很可能还是中子的 $i13/2$ 轨道的作用,但还需作更精确的计算。

计算结果表明,原子核 ^{158}Er 的第一“回弯”,是由中子的 $[651\ 3/2]$ 轨道两准粒子激发带与基带的交叉引起,而第二“回弯”则很像是由四准粒子激发带(二中子 $[651\ 3/2]$ 准粒子和二质子 $[523\ 7/2]$ 准粒子)与二中子 $[651\ 3/2]$ 准粒子激发带的交叉所引起。

应当说明,本文的计算中能隙 Δ 取为常数,但实际上 Δ 是 ω 的函数,另外我们只考虑了原子核的四极变形,但对稀土区的两端的原子核,十六极变形是重要的自由度。所以研究由于 Δ 随 ω 的变化和十六极变形对准粒子谱的影响将是重要的课题。

参 考 文 献

- [1] D. Ward, *Proceeding of the Intern. conf. on Reactions between Complex Nuclei* (Nashville, 1974).
- [2] I. Y. Lee et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 1458.
- [3] B. R. Mottelson and J. G. Valatin, *Phys. Rev. Lett.*, **5** (1960), 511.
- [4] F. S. Stephens and R. S. Simon, *Nucl. Phys.*, **A138** (1972), 257.
- [5] C. Flaum and D. Cline, *Phys. Rev.*, **C14** (1976), 1224.
- [6] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Invited talk at the Inter. Conf. on Nuclear Structure*, (Tokyo, 1977).
- [7] R. Bengtsson, I. Hamamoto and B. Mottelson, *Phys. Lett.*, **73B** (1978), 259.
- [8] A. L. Goodman, *Nucl. Phys.*, **A230** (1974), 466.
- [9] A. Feasslar et al., *Nucl. Phys.*, **A256** (1976), 106.
- [10] I. Hamamoto, *Nucl. Phys.*, **A271** (1976), 15.
- [11] I. Hamamoto, *Phys. Lett.*, **66B** (1977), 222.

QUASIPARTICLE SPECTRUM IN A ROTATING POTENTIAL AND THE BACK-BENDING PHENOMENA

ZHANG XI-ZHEN CHEN YONG-SHOU

(*Institute of Atomic Energy, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The condition for back-bending phenomena to occur in rare-earth region is investigated with quasiparticle spectrum in a rotating potential. The first and the second “back-bending” of nuclei ^{158}Er are explained.