

关于某些偶偶核的回弯现象的机理

张敬业* 李君清 高元义

(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

本文利用一种带交叉的双带图象, 计算了某些偶偶核高自旋态的能谱、 $B(E2)$ 值和迴磁比因子 g 。据此对它们的回弯现象的机理进行了分析, 并讨论了区分形状相变、转动排列和对崩溃效应的可能的判据。

(一)

由于重离子实验技术的发展, 目前已可能产生高达 100 (令 $\hbar = 1$, 下同) 以上的超高自旋态^[1], 这样的超高自旋态退激发时, 辐射出核子(甚至 α 粒子等)以及 γ 射线。这种 γ 射线谱在自旋 I 大于 22—24 的区域是连续谱(从中提取分立谱, 目前只有个别实验结果^[22]), 研究得还比较少。而在 I 为 22—24 以下是分立谱, 这个区域目前吸引了大量的理论和实验工作者^[1-3], 人们从中获得了关于原子核结构的许多有意义的知识。

高自旋态的实验研究, 从一开始^[2] 比较大量的是集中在所谓转晕(Yrast)**带的能谱方面, 发现在转动惯量和转动频率平方 ($J - \omega^2$) 关系图上出现回弯(backbending)(图 1), 有的还有下弯(图 2), 对于这个突变现象, 许多作者^[1,3] 从带交叉的图象出发作了解释, 他们认为回弯的出现是两个带交叉的结果(图 3)。但是如果认为图 3 中的 g 带是基态带的话, 那么 s 带究竟是什么? 是由于在科氏力作用下的对崩溃(Pairing Collapse, 亦即 CAP^[4]) 效应所造成的正常相带呢, 还是转动排列(Rotation alignment)^[3,5] 效应所造成的准粒子带呢, 抑或是由于形状相变^[6] 所造成的具有不同形变的带呢? 这个问题, 仅从能谱的研究看来是不容易完全得到解答的, 因为这三种效应, 原则上都可以造成回弯的出现。



图 1

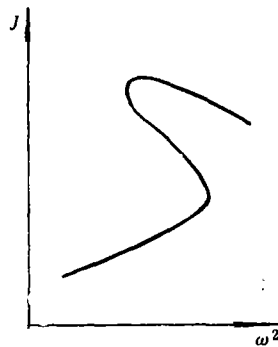


图 2

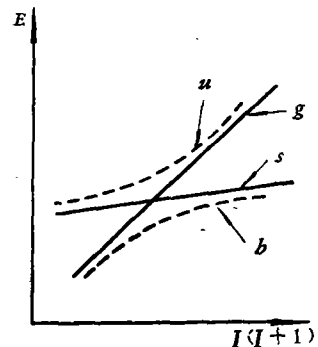


图 3

本文 1977 年 8 月 14 日收到。

* 兰州大学。

** 给定自旋的最低能量态称为转晕态, 由其组成的带称为转晕带。

因此近年来,有许多人已开始注意高自旋态的电四极跃迁^[6-9]等其它物理特征. 因为电四极跃迁是和核的内部状态紧密相关的. 截止目前为止, 已对不少偶偶核的回弯区能级的约化电四极跃迁几率 $B(E2)$ 值作了测量, 测定了比较完整(而不是少数能级的)实验值的核, 据我们已看到的有如下四个: ^{158}Er ^[6], $^{164,166}\text{Yb}$ ^[8], ^{134}Ce ^[9]. 如果定义比值:

$$R(E2, I \rightarrow I-2) \equiv B(E2, I \rightarrow I-2)/B_{\text{rot}}(E2, I \rightarrow I-2), \quad (1)$$

其中 $B_{\text{rot}}(E2)$ 是理想(刚性)转子的约化电四极跃迁几率, 则这些核的 $R(E2)$ 值, 尽管误差还比较大, 但大致存在如下两个特征: 其一是在回弯区出现一个极小值, R 值有所下降, 即所谓减速(Retardation)效应; 其二是下降值的大小分为两类, 一类约为 20—30%, 如 ^{158}Er , $^{164,166}\text{Yb}$ 等核, 另一类较大, 甚至可达 90% 以上, 如 ^{134}Ce , 和第一类有明显的差别.

另一个和原子核内禀态性质密切相关的量是迴磁比因子 g . 因为在一般粒子加转子的图象中核的磁矩 $\vec{\mu}$ 可表为:

$$\langle \Psi_I | \vec{\mathcal{M}} | \Psi_I \rangle = \vec{\mu}_I = g_I \vec{I} = g_R \vec{R} + g_P \vec{J}, \quad (2)$$

其中 $\vec{\mathcal{M}}$ 为磁矩算符, g_I 、 g_R 、 g_P 分别为总、转子和单粒子的迴磁比因子. 而^[20]

$$g_P = g_I \pm (g_s - g_l)/(2I + 1), \quad \text{当 } \vec{j} = I \pm \frac{1}{2}. \quad (3)$$

当单粒子角动量 \vec{J} 在 \vec{I} 轴上的投影为 P , 则立即可得

$$g_I = g_R + (g_P - g_R)P/I. \quad (4)$$

显然从理论上分析和计算 $B(E2)$ 值和 g 因子, 以探讨原子核内部结构随自旋的变化, 是有意义的.

由于原子核在转动中内部结构要发生改变, 因此不同内部结构所对应的转动带之间必定会出现混杂, 实验上所观察到的转动带是混杂后的转动带.

我们认为, 既然在实验上已经观察到转晕带(如图 3b 带所示, 我们以后称为下带), 如果带交叉图象正确的话, 那么还应该存在着与下带相对应的上带(如图 3a 带所示). 实验上确实已观察到上带中的部分能态^[10,11,12], 而且由于下带和上带来自同样两条 g 带和 s 带混杂的结果, 两者之间必然是有深刻的联系的. 原则上它们应可以用对应的表达式来描述. 不仅如此, 下带与上带和带间的电四极跃迁几率以及迴磁比因子 g 也应该可以通过混杂后的波函数求得. 这些跃迁几率之间以及不同带的 g 因子之间同样也应该存在着深刻的联系. 因为他们都是和 g 带及 s 带的波函数密切相关的.

(二)

我们用 Ψ_{gI} 和 E_{gI} 以及 Ψ_{sI} 和 E_{sI} 分别表示未混杂的 g 带以及 s 带的波函数和能谱, 用 H 表示哈密顿量, 显然 H 可表为:

$$H = H_0 + H_1, \quad (5)$$

其中 H_0 是不引起混杂的部分, 于是

$$\langle \Psi_{gI} | H_0 | \Psi_{gI} \rangle = E_{gI}, \quad (6)$$

$$\langle \Psi_{sI} | H_0 | \Psi_{sI} \rangle = E_{sI}. \quad (7)$$

而 H_1 是引起混杂的部分. 实验观察到的下带(用 Ψ_{bI} 表其波函数, E_{bI} 表其能谱)和上带

(Ψ_{ul}, E_{ul}) 应该是 H 的本征态组成的带. Ψ_{bl} 和 Ψ_{ul} 可由 Ψ_{gl} 和 Ψ_{sl} 通过如下变换得到:

$$\begin{aligned}\Psi_{bl} &= U_{11}\Psi_{gl} + U_{12}\Psi_{sl}, \\ \Psi_{ul} &= U_{21}\Psi_{gl} + U_{22}\Psi_{sl},\end{aligned}\quad (8)$$

其中 U 矩阵相当于函数空间的一个二维转动. 根据函数正交归一性易得

$$U = \begin{pmatrix} \cos \alpha_l & \sin \alpha_l \\ -\sin \alpha_l & \cos \alpha_l \end{pmatrix}, \quad (9)$$

α_l 是转动角, 是 I 的函数. 由于它反映了两个带的混杂情况, 故我们叫它为混杂角.

在经过 U 变换以后的新表象中, H 应该是对角化的. 即

$$\langle \Psi_{bl} | H | \Psi_{ul} \rangle = 0. \quad (10)$$

于是根据 (5)–(10) 诸式, 不难得到:

$$\alpha_l = (1/2) \operatorname{arctg} \left(\frac{-2\langle H_1 \rangle_l}{E_{sl} - E_{gl}} \right), \quad (11)$$

其中

$$\langle H_1 \rangle_l \equiv \langle \Psi_{gl} | H_1 | \Psi_{sl} \rangle. \quad (12)$$

而下带和上带的能谱为

$$E_{bl} = \langle \Psi_{bl} | H | \Psi_{bl} \rangle = \cos^2 \alpha_l \cdot E_{gl} + \sin^2 \alpha_l \cdot E_{sl} + \sin 2\alpha_l \cdot \langle H_1 \rangle_l, \quad (13)$$

$$E_{ul} = \langle \Psi_{ul} | H | \Psi_{ul} \rangle = \sin^2 \alpha_l \cdot E_{gl} + \cos^2 \alpha_l \cdot E_{sl} - \sin 2\alpha_l \cdot \langle H_1 \rangle_l. \quad (14)$$

由 (11)–(14) 诸式可见, 混杂角 α_l 是由反映混杂的哈密顿矩阵元 $\langle H_1 \rangle_l$ 及 s 带和 g 带之间的能级差决定的. 在 $E_{sl} = E_{gl}$ 处, 混杂最强, 此时 $\alpha_l = \frac{\pi}{4}$, 和回弯处的临界角动量 I_{crit} 对应. 而下带和上带的能谱由形式上对称的两个式子表示.

约化电四极跃迁几率 $B(E2)$, 按照定义^[13]可知应为:

$$B(E2, I \rightarrow I - 2) = |\langle \Psi_{I-2} | Q(2) | \Psi_I \rangle|^2, \quad (15)$$

(求和指标已略去), $Q(2)$ 为电四极矩算符. 对于偶偶核理想转子不难得到^[13,17]

$$B_{\text{rot}}(E2, I \rightarrow I - 2) = \frac{15}{32\pi} e^2 Q_0^2 \frac{I(I-1)}{4I^2 - 1}, \quad (16)$$

其中

$$Q_0 = \langle \chi | Q'(20) | \chi \rangle, \quad (17)$$

为基态的内禀电四极矩, $|\chi\rangle$ 为核的内部波函数. 在双带图象中, 未混杂以前的 g 带和 s 带可以近似地认为是理想转子带, 因此立即可得

$$\begin{aligned}B_g(E2, I \rightarrow I - 2) &= |\langle \Psi_{gl-2} | Q(2) | \Psi_{gl} \rangle|^2 = \frac{15}{32\pi} e^2 Q_0^2(g) \frac{I(I-1)}{4I^2 - 1} \\ &= B_{g,\text{rot}}(E2, I \rightarrow I - 2),\end{aligned}\quad (18)$$

$$B_s(E2, I \rightarrow I - 2) = |\langle \Psi_{sl-2} | Q(2) | \Psi_{sl} \rangle|^2 = \frac{15}{32\pi} e^2 Q_0^2(s) \frac{I(I-1)}{4I^2 - 1}. \quad (19)$$

同样, 近似地可以认为 g 带和 s 带之间的约化电四极跃迁几率为

$$B_{gs}(E2, I \rightarrow I - 2) = \frac{15}{32\pi} e^2 Q_0^2(gs) \frac{I(I-1)}{4I^2 - 1}, \quad (20)$$

其中

$$\left. \begin{aligned}Q_0(g) &= \langle \chi_g | Q'(2, 0) | \chi_g \rangle, \\ Q_0(s) &= \langle \chi_s | Q'(2, 0) | \chi_s \rangle, \\ Q_0(gs) &= \langle \chi_g | Q'(2, 0) | \chi_s \rangle,\end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$Q_0(g)$ 和 $Q_0(s)$ 分别为 g 带和 s 带的基态电四极矩, $Q_0(gs)$ 为与此对应的参量.

如果假定

$$Q_0(s) = k_1 Q_0(g), \quad (22)$$

$$Q_0(gs) = k_2 Q_0(g), \quad (23)$$

则不难由(8)—(12)及(15)—(23)诸式得到下带、上带及带间的 $R(E2)$ 值:

$$R_b(E2, I \rightarrow I-2) = \{ \cos \alpha_{I-2} \cdot \cos \alpha_I + k_1 \sin \alpha_{I-2} \cdot \sin \alpha_I \\ + k_2 (\cos \alpha_{I-2} \cdot \sin \alpha_I + \sin \alpha_{I-2} \cdot \cos \alpha_I) \}^2, \quad (24)$$

$$R_u(E2, I \rightarrow I-2) = \{ \sin \alpha_{I-2} \cdot \sin \alpha_I + k_1 \cos \alpha_{I-2} \cdot \cos \alpha_I \\ - k_2 (\cos \alpha_{I-2} \cdot \sin \alpha_I + \sin \alpha_{I-2} \cdot \cos \alpha_I) \}^2, \quad (25)$$

$$R_{ub}(E2, I \rightarrow I-2) = \{ k_1 \sin \alpha_{I-2} \cdot \cos \alpha_I - \cos \alpha_{I-2} \cdot \sin \alpha_I \\ + k_2 (\cos \alpha_{I-2} \cdot \cos \alpha_I - \sin \alpha_{I-2} \cdot \sin \alpha_I) \}^2. \quad (26)$$

由上列诸式可见 $R(E2)$ 值是由混杂角及不同带的基态内禀电四极矩之间的比例关系的系数 k_1 和 k_2 所决定的. 前者在回弯处约等于 $\pi/4$, 后者则是和核的内部结构直接相关的量.

至于迴磁比因子 g_I , 在双带图象中, 显然应为:

$$\mu_I(g) = \langle \Psi_{gI} | \mathcal{M} | \Psi_{gI} \rangle = g_I(g)I, \quad (27)$$

$$\mu_I(s) = \langle \Psi_{sI} | \mathcal{M} | \Psi_{sI} \rangle = g_I(s)I, \quad (28)$$

$$\mu_I(b) = \langle \Psi_{bI} | \mathcal{M} | \Psi_{bI} \rangle = g_I(b)I = \cos^2 \alpha_I \cdot \mu_I(g) + \sin^2 \alpha_I \cdot \mu_I(s) \\ + \sin 2\alpha_I \cdot \langle \Psi_{gI} | \mathcal{M} | \Psi_{sI} \rangle, \quad (29)$$

$$\mu_I(u) = \langle \Psi_{uI} | \mathcal{M} | \Psi_{uI} \rangle = g_I(u)I = \sin^2 \alpha_I \cdot \mu_I(g) + \cos^2 \alpha_I \cdot \mu_I(s) \\ - \sin 2\alpha_I \cdot \langle \Psi_{gI} | \mathcal{M} | \Psi_{sI} \rangle. \quad (30)$$

可见 $g_I(b)$ 因子同样是由反映 g 带和 s 带内禀态性质的量 $g_I(g)$ 和 $g_I(s)$ 以及混杂角决定的.

(三)

显然未混杂以前的 g 带和 s 带, 作为初步近似, 可以假定它们基本上是理想转子带.

即

$$E_{gI} = \frac{I(I+1)}{2J_g} - kI^2(I+1)^2, \quad (31)$$

$$E_{sI} = \frac{I(I+1)}{2J_s} + E_0. \quad (32)$$

(31)式右端第二项可以认为是对理想转子的修正. 既然混杂是由于转动引起的, 那么反映混杂强度的 H_1 矩阵元, 可近似地假设为

$$\langle H_1 \rangle_I = aI(I+1) + bI^2(I+1)^2. \quad (33)$$

如果把(31)(32)式中的 k 和 E_0 以及(33)式中的 a 和 b 作为可调参数, J_g 由 4^+ 态的转动惯量实验值确定 (因为 2^+ 态更软些, 与理想转子偏离更大些, 所以作为一个参数, 我们取 4^+ 态的值), J_s 由实验上观察到的下带的最大转动惯量确定, 用最小二乘法可以确定四个可调参数, 使(13)式表示的 E_{bI} 和实验上观察到的下带相符, 而且由同样的参数可以给出(14)式表示的上带. 我们具体计算了稀土区 16 个偶偶核(它们实验上测

到的最高自旋均不小于 18^+) 下带能谱均能和实验值大致符合, 能够给出回弯和下弯等主要特征, 上带的趋势也是合理的, 和已有的实验值也是大致符合的。详见 [14]。

对于 $^{164,166}\text{Yb}$ 和 ^{134}Ce 这三个核, 在计算能谱之后, 再以 k_1, k_2 为可调参数, 用最小二乘法(实验值因误差较大, 经过光滑化)计算了 $R(E2)$ 值, 结果见图 4-6 (详细数据将另文发表), 由图可见理论结果和实验数据是基本相符的。

关于 $g_I(b)$ 因子, 作为初步估计, 在略去式 (29) 中的交叉项 $\langle \Psi_{g_I} | \mathcal{M} | \Psi_{g_I} \rangle$ 近似下我们计算了 ^{168}Hf 和 ^{172}Hf 在临界角动量 I_{crit} 处的 g 值, 结果是

$$\begin{aligned} g(^{168}\text{Hf}) &= 0.08, \\ g(^{172}\text{Hf}) &= 0.123 \end{aligned}$$

(按双带图象计算 ^{172}Hf 的 $I_{\text{crit}} \approx 20$)。

实验测量高自旋态的 g 因子相当困难, 目前只看到了^[21] ^{172}Hf 和 ^{168}Hf 由 $8^+ - 16^+$ 诸自旋态的 g 因子的平均值为

$$\begin{aligned} \bar{g}(^{168}\text{Hf}) &= 0.07 \pm 0.04; \\ \bar{g}(^{172}\text{Hf}) &= 0.14 \pm 0.04. \end{aligned}$$

和我们的估计在趋势上是大致符合的。

(四)

我们知道, 原子核的形变是一种集体效应, 变形核的内部形态可以采用具有形变的单粒子势场表象, 这种具有形变的单粒子势场表象与球对称的单粒子势场表象之间, 可以通过一定的么正变换来联系, 即^[16]

$$|\chi\rangle = e^{i\beta\hat{q}}|0\rangle, \quad (34)$$

这里 \hat{q} 是四极激发算子, β 是形变参量。

原子核的对关联也是一种集体效应, 故具有形变的超导核的内部状态可以写成

$$|\chi\rangle = e^{i\beta\hat{q}} e^{i\alpha\hat{p}}|0\rangle, \quad (35)$$

这里 \hat{p} 是对激发算子, α 表示相应的规范空间中形变的参量。

转动排列中的拆对则是一种单粒子效应, 拆对了的变形超导核的内部状态可以写成

$$|\chi\rangle = (a^+ a^+) e^{i\beta\hat{q}} e^{i\alpha\hat{p}}|0\rangle. \quad (36)$$

因为集体对激发和集体四极激发是两种基本上彼此独立的自由度, 这两种算子可以近似地对易, 故无论是变形超导核还是变形正常核其电四极矩均取决于它的形变。转动排列中的拆对是一种单粒子效应, 未涉及大量的未拆对的粒子。故对于拆对了的变形超导核, 其电四极矩亦主要取决于其形变。这就是说

$$Q_0(s) = \langle \chi_s | Q'(20) | \chi_s \rangle \approx \langle 0 | e^{-i\beta_s \hat{q}} Q'(20) e^{i\beta_s \hat{q}} | 0 \rangle, \quad (37)$$

$$Q_0(g) = \langle \chi_g | Q'(20) | \chi_g \rangle \approx \langle 0 | e^{-i\beta_g \hat{q}} Q'(20) e^{i\beta_g \hat{q}} | 0 \rangle. \quad (38)$$

因为对崩溃和转动排列对于核的形状影响不大, 所以它们的 $Q_0(s)$ 和 $Q_0(g)$ 亦应相近。即 $k_1 = Q_0(s)/Q_0(g)$ 接近于 1, 而对于形状相变 β_s 和 β_g 可以差别比较大, 所以对于形状相变 k_1 可以远离于 1, 即

$$k_1 = \begin{cases} \text{接近于 1,} & \text{转动排列和对崩溃;} \\ \text{远偏离于 1,} & \text{形状相变.} \end{cases} \quad (39)$$

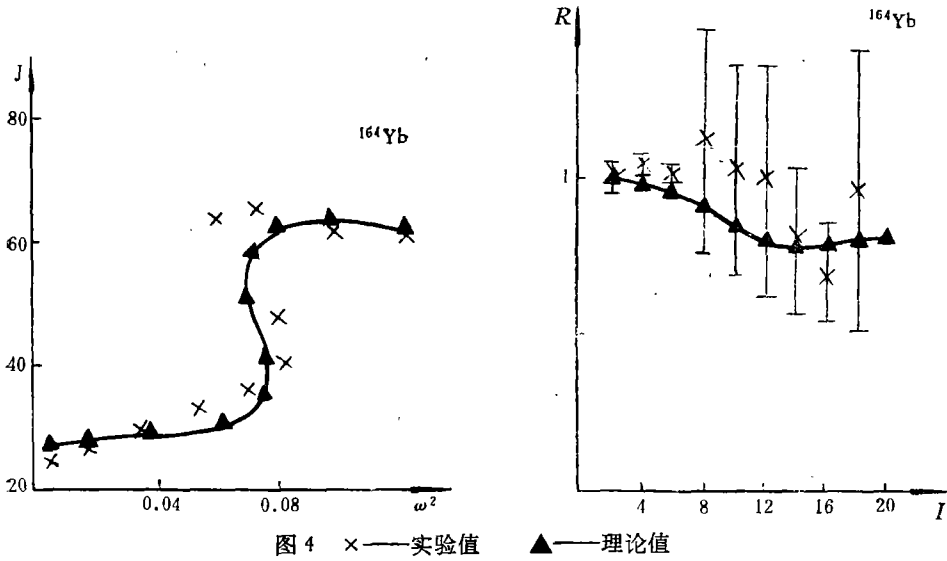


图4 ×——实验值 ▲——理论值

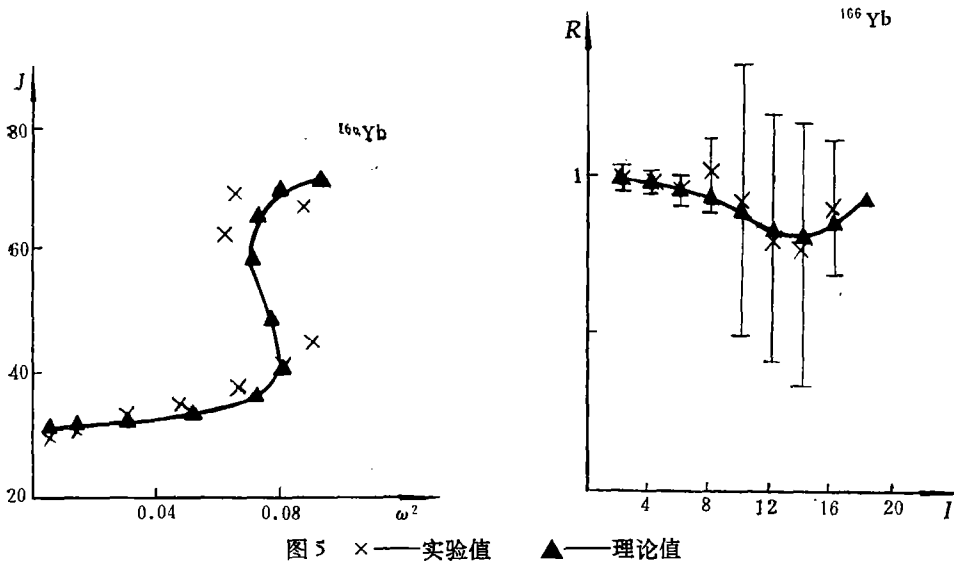


图5 ×——实验值 ▲——理论值

而交叉项 $\langle \chi_g | Q'(20) | \chi_r \rangle$, 亦即 $Q_0(g_s)$, 是联系两种不同状态的量。对于对崩溃和转动排列, 由于 $e^{i\alpha_s \hat{p}} |0\rangle$ 和 $e^{i\alpha_g \hat{p}} |0\rangle$ (或者 $a^+ a^+ e^{i\alpha_s \hat{p}} |0\rangle$ 和 $e^{i\alpha_g \hat{p}} |0\rangle$) 差别比较大, 甚至于接近正交 (如果先辈数是好量子数, 则是正交的) 所以 $Q_0(g_s)$ 比较小。而对于形状相变, $Q_0(g_s) \approx \langle 0 | e^{-i\beta_s \hat{q}} Q'(20) e^{i\beta_s \hat{q}} |0\rangle$, 可以比较大。所以

$$|k_2| = \begin{cases} \text{远小于 } 1, & \text{转动排列和对崩溃;} \\ \text{可较大,} & \text{形状相变。} \end{cases} \quad (40)$$

我们的计算结果是对于稀土区的 $^{164,166}\text{Yb}$, k_1 分别为 1.001 和 1.175, 接近于 1。 k_2 分别为 0.105 和 0.140, 远小于 1。按照上述理论分析, 说明这类具有稳定变形的核, 下带出现回弯主要是由于转动排列和(或者)对崩溃效应所致。这和其它理论分析^[3,3,8]是一致的。而对于 ^{134}Ce 这类过渡核^[19], 我们求得的 $k_1 = -0.585$, 远偏离于 1, 甚至是负值了, 即

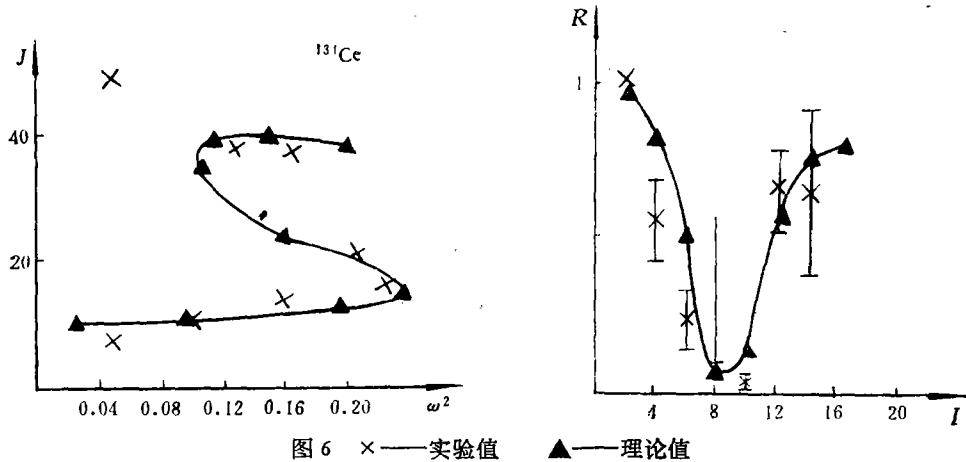


图 6 ×——实验值 ▲——理论值

$Q_0(s)$ 和 $Q_0(g)$ 是反号的。 $k_2 = 0.754$, 比较大。由上述理论分析可见对于 ^{134}Ce 下带出现回弯可能主要是形状相变所致(就象 $^{188}\text{Hg}^{[18]}$ 那样)。

g 因子的数值对于区别三种机制具有重要的意义。特别是它可能区别转动排列和对崩溃。因为对于形状相变, $g_I(g) = g_I(s) = g_R$, 如果交叉项可以略去, $g_I(b)$ 应大致是个常数。

而对于对崩溃^[20]

$$g_I(g) = \frac{J_z(g)}{J_N(g) + J_z(g)}, \quad (41)$$

其中 J_N 和 J_z 分别为中子和质子的转动惯量, 而

$$g_I(s) = \frac{J_z(s)}{J_N(s) + J_z(s)}, \quad (42)$$

按照理论估计^[20], 对于稀土区偶偶核 $g_0(b) = g_0(g) \approx 0.3-0.35$, 中子对崩溃时 $g_I(b) \approx 0.28$, 最后到质子对也崩溃时 $g_I(b) \approx \frac{z}{A} \approx 0.4$ 。可见整个说来 $g_I(b)$ 也是变化不大的。

而对于转动排列, 由(2)——(4)及(27)——(29)诸式可见 $g_I(b)$ 可以远偏离于 $g_0(b)$ 值。例如所拆的是一对 $I = 13/2$ 中子, 则易得^[5]:

$$g_I(g) = g_R \approx 0.3, \quad (43)$$

$$g_I(s) \approx \begin{cases} 0.3 - 0.59 \times \frac{12}{I}, & I \geq 12; \\ -0.29, & I < 12. \end{cases} \quad (44)$$

这样由(29)式就可见 $g_I(b)$ 值直接依赖于转动排列的具体情况。于是我们就有可能根据实验上测量到的 g_I 值, 特别是回弯区及其后的 g_I 值, 判断造成回弯的主要原因是不是转动排列。前面初步估算得到在 I_{crit} 处, $g(^{168}\text{Hf}) \approx 0.08$, 实验测到的平均值是 $\bar{g}(^{168}\text{Hf}) = 0.07 \pm 0.04$ 。据此可以判定 ^{168}Hf 回弯的主要原因是转动排列, 而且拆的大概是 $i 13/2$ 中子对, 这和 [20] 的结论是一致的。

综合上述讨论可知, 按照双带图象, 对于造成回弯的主要原因, 我们可以由 k_1, k_2 参数值按照(39), (40)式, 判断是不是形状相变, 进而可以由 g 因子判断是不是转动排列。而仅仅分析能谱是难于作出判断的。

应该指出的是,目前关于 $B(E2)$ 值和 g 因子实验测量上还比较困难,数据比较少且误差较大,本文的分析在定量方面还是粗略的。我们期待着更精确更完备的实验数据以检验和发展理论。

作者感谢兰州大学徐躬耦同志所作的有益的讨论。感谢近物所理论组和计算机组同志们所作的讨论和帮助。

参 考 资 料

- [1] A. Bohr, *Rev. Mod. Phys.*, **48** (1976), 356; B. R. Mottelson, 来兰学术报告 (1975), *Phys. Ser.*, **A10** (1974), 13.
- [2] A. H. Johnson et al., *Phys. Lett.*, **34B** (1971), 605; *Phys. Rep.*, **C3** (1973).
- [3] F. S. Stephens, *Rev. Mod. Phys.*, **47** (1975), 43.
- [4] B. R. Mottelson and J. G. Valatin, *Phys. Rev. Lett.*, **5** (1960), 511.
- [5] F. S. Stephens and S. Simon, *Nucl. Phys.*, **A183** (1972), 257.
- [6] F. Kearns et al., *J. Phys.*, **A7** (1974), L11, D. Ward et al., *Phys. Rev. Lett.*, **30** (1973), 493.
- [7] A. Covello et al., *Lett. al Nuo. Cim.*, **17** (1976), 87.
- [8] B. Bochev et al., *Nucl. Phys.*, **A267** (1976), 344.
- [9] D. Husar et al., *Phys. Rev. Lett.*, **36** (1976), 1291.
- [10] D. Ward et al., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **18** (1973), 36; *Phys. Lett.*, **44B** (1973), 39.
- [11] H. J. Mang, In: Proc. Eur. Conf. on Nucl. Phys. with H. I. p. 75 (1976); I. Y. Lee et al., *Phys. Rev. Lett.*, **37** (1976), 420.
- [12] H. R. Andrews et al., *Nucl. Phys.*, **A219** (1974), 141; R. M. Lieder et al., *Phys. Lett.*, **49B** (1974), 161.
- [13] 夏 蓉, 原子核理论讲义。
- [14] 张敬业、李君清、高元义, 兰州大学学报(自然科学版), 1977, **3**, 6.
- [16] 徐躬耦等, 物理学报, **25** (1976), 226.
- [17] C. K. Ross and Y. Negami, *Nucl. Phys.*, **A211** (1973), 145; P. Thieburger, *Phys. Lett.*, **45B** (1973), 417.
- [18] J. H. Hamilton et al., *Phys. Rev. Lett.*, **35** (1975), 562.
- [19] W. Dehnhardt et al., *Nucl. Phys.*, **A225** (1974), 1.
- [20] Yu. J. Grin, *Phys. Lett.*, **59B** (1975), 419.
- [21] B. Skaali et al., *Nucl. Phys.*, **A238** (1975), 159.
- [22] F. S. Stephens, *Com. on Nucl. and Part. Phys.*, **A6** (1976), 173.

ON THE MECHANISM OF BACKBENDING PHENOMENA OF SOME EVEN-EVEN NUCLEI

Chang Jing-ye* Li Juen-ching Gao Yuan-yi
(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The energy levels, $B(E2)$ values and gyromagnetic ratio g of some even-even nuclei have been calculated with a double band scheme of band-crossing. Based on these results, the mechanism of backbending phenomena is analyzed, and the possible criterion to distinguish the effects of shape transition, rotation-alignment and pairing collapse are also discussed.

*Lanchow University.