

原子核混合对称态几个问题的探讨

顾金南 文万信 赵玉民

(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

摘 要

本文讨论了具有中子质子自由度混合对称特征的新型集体态-混合对称态。在 IBM-2 的框架内, 计算并分析了 Hg、Gd 和 Nd 同位素核的全对称态和混合对称态。对混合对称态的几个问题作了探讨, 特别是详细讨论了 Majorana 参数对混合对称态和电磁跃迁的影响。结果表明: IBM-2 可以较好地描述和解释这些态的性质。

—

自从 1984 年 Darmstadt 电子散射组在电子非弹性散射(e, e')实验中发现 ^{156}Gd 的混合对称态 $^{[1]}$ (1^+ 态)以来, 至今, 已陆续知道从轻核 ^{46}Ti 到重核 ^{238}U 都存在这种新型的轨道的磁偶极激发态。不仅在 (e, e') 实验 $^{[1,2]}$, 而且在其它 (γ, γ') $^{[3]}$ 、(p, p') $^{[4]}$ 实验中也发现或验证了这些态, 这就促使人们从理论上研究这些新型集体态。

对于大变形核, 最低的混合对称态为 1^+ 态; 而对近球形核, 则可能是 2^+ 态。大多数模型理论都预期 $E_{1^+} = 66\delta A^{-1/3}$ (δ 为质量形变参数), 实验值 E_{1^+} 与理论预期值 E_{1^+} 符合较好。

实验上, 1^+ 态的最大的 M1 跃迁强度约为 $1\mu_n^2$ 左右。少数核, 例如 ^{164}Dy 的 M1 跃迁强度大于 $2\mu_n^2$ 。一般说来, 这些核(例如 Gd 同位素核)中有若干个 1^+ 态都对 M1 跃迁有贡献。所以, M1 跃迁强度有一个分布。对 Gd 同位素核 $^{[3]}$, M1 跃迁强度和大致相同, 为 $2.5\mu_n^2$; 这些核的 1^+ 态的伸展宽度 (spreading width) 也大致相同 ($\approx 50\text{keV}$)。

M1 跃迁强度可分为同位标 (isoscalar) 和同位矢 (isovector) 两部分, 其同位矢部分又可分为轨道和自旋部分。实验已经表明, 对 ^{156}Gd 核的 M1 跃迁强度的贡献几乎是纯轨道的。(ee') 和 (pp') 实验结果的综合分析可以大致区分和判别自旋部分和轨道部分对 M1 跃迁强度各自贡献了多少 $^{[5]}$! 可以说, 至今所发现的这种剪刀型态都是轨道方式 M1 跃迁, 也许 ^{164}Dy 是一个例外 $^{[5,6]}$, 它的自旋部分对 M1 跃迁可能有贡献。

在变形核中, 除了前述 1^+ 态的激发能、M1 跃迁强度分布以及轨道对自旋的 M1 跃迁强度比以外, 1^+ 态的磁偶极跃迁形状因子(form factor)的研究也是很重要的。不巧的是, 对不同核 1^+ 态的低动量转移时的形状因子的第一个极大处的实验数据大致相同, 各

种模型所预期的形状因子的形状也非常相似,因而无从区别.现在已扩充到较高动量转移,从 ^{164}Dy 的 1^+ 态的形状因子看,IBM-2理论的结果与实验的形状因子符合最好^[5].

对于近球形核,最低的混合对称态是 2_M^+ 态,它的能量 $E_{2_M^+} \gtrsim 2\text{MeV}$,而 $B(M1, 2_M^+ \rightarrow 2_1^+)$ 较大.在若干核中,例如我们即将讨论的 ^{200}Hg 和 ^{144}Nd 中,都发现了这种 2_M^+ 态.

二

区分中子质子的相互作用玻色子模型(IBM-2),可以在一个框架下同时描述全对称态——IBM-1态和混合对称态^[7,8].显然,在IBM-2中只有价质子玻色子与价中子玻色子参与这种集体运动,只有轨道部分对 $M1$ 跃迁强度有贡献.由于IBM-2可以较好地解释这些 1^+ 态的性质,包括 1^+ 态的能量和电磁跃迁等性质,因而这些变形核的 1^+ 态,被认为是集体的、轨道的同位旋矢量的磁偶极态.

在IBM-2中,可以按照 $U_\pi(6) \times U_\nu(6)$ 或者按照 $U(6) \times SU^{(F)}(2)$ 分类态,这二者是等价的.这里的 $SU^{(F)}(2)$ 就是所谓的 F 旋群.对于交换中子质子不变的Hamiltonian

$$H = \sum_{\alpha\beta\rho} \varepsilon_{\alpha\beta}^{(\rho)} G_{\alpha\beta}^{(\rho)} + \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha\beta\gamma\delta \\ \rho\rho'}} U_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\rho,\rho')} G_{\alpha\beta}^{(\rho)} G_{\gamma\delta}^{(\rho')}. \quad (1)$$

$$\begin{cases} \varepsilon_{\alpha\beta}^{(\pi)} = \varepsilon_{\alpha\beta}^{(\nu)}, \\ U_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\pi,\pi)} = U_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\rho,\rho')}, (\rho,\rho') = (\nu,\nu)(\pi,\nu)(\nu,\pi) \\ G_{\alpha\beta}^{(\rho)} \equiv b_{\alpha\beta}^+ b_{\beta\rho}, b_{\alpha\rho} = s_\rho \text{ 或 } d_{\alpha\rho} \end{cases} \quad (2)$$

F 旋是一个好量子数.相应的乘积群 $U_\pi(6) \times U_\nu(6)$ 的子群链为

$$U_\pi(6) \times U_\nu(6) \supset U_{\pi\nu}(6) \supset \cdots \supset O_{\pi\nu}(3). \quad (3)$$

显然,属于 $U_{\pi\nu}(6)$ 的对称不可约表示 $[N_1, N_2] = [N, 0]$ 的态对应于IBM-1态,而不可约表示 $[N_1, N_2] = [N - N_2, N_2]$ ($N_2 \neq 0$)的态就是混合对称态.

这里总玻色子数 $N = N_\pi + N_\nu$, $F_{\max} = \frac{N}{2}$, $N_2 = \frac{N}{2} - F$.如引进Majorana算子,

$$M = \xi_2 (d_\pi^+ s_\nu^+ - s_\pi^+ d_\nu^+) (\tilde{d}_\pi s_\nu - s_\pi \tilde{d}_\nu) - 2 \sum_{i=1,3} \xi_i (d_\pi^+ d_\nu^+)^{(i)} (d_\pi d_\nu)^{(i)}. \quad (4)$$

ξ_i 就是Majorana参数,可以取 $\xi_1 = \xi_2 = \xi_3 = \lambda$.根据IBM的微观讨论,满足 F 旋为好量子数的最简单的Hamiltonian为

$$H = \varepsilon_d n_d + K(Q_\pi + Q_\nu)^2 + M. \quad (5)$$

$$\begin{cases} Q_\rho = (s_\rho^+ \tilde{d}_\rho + d_\rho^+ s_\rho)^{(2)} + \chi_\rho (d_\rho^+ \tilde{d}_\rho)^{(2)}, \\ \chi_\pi = \chi_\nu, \xi_1 = \xi_2 = \xi_3, \end{cases} \quad (6)$$

Majorana相互作用强度参数 ξ_i 增大,则将混合对称态向高能处拉; ξ_i 下降,则混合对称态也下降.

至今,我们对Majorana参数^[15]了解甚少.一种标准选择就是 $\xi_1 = \xi_2 = \xi_3 = \lambda$,但壳模型理论告诉我们似取 $\xi_2 = 0$, $\xi_1 = \xi_3$ 比较合理.

对于三种极限情况,由(5)式可得

$$E_i^+(i) = E_j(i) + \lambda N. \quad (7)$$

这里 i 代表 $U(5)$, $SU(3)$ 和 $O(6)$ 三种极限情况。同样可导出一些态的约化跃迁几率 $B(M1)$, $B(E2)$ 等。

乘积群 $U_\pi(6) \times U_\nu(6)$ 的子群链除(3)式所示以外还有很多种, 而 Hamiltonian 也有更普遍的形式。

三

我们来讨论和分析 Hg、Gd 和 Nd 同位素核的情况。计算所用的程序是 NPBOS 程序^[9]。

如前所述, 在混合对称态的讨论中, Majorana 参数的影响是很重要的。我们首先看看它对能级能量、对 F 旋和电磁跃迁的影响。从图 1 可见: $\xi_2 = 0.12$, ξ_1 和 ξ_3 值从 -0.4 变到 $+0.4$ 时, ^{200}Hg 的 $E(I)$ 和 \hat{F}^2 的变化。这大致可分 3 种情况:

- (1) $E(I)$ 和 \hat{F}^2 都改变, 如 2_M^+ 态;
- (2) $E(I)$ 变, \hat{F}^2 值不变, 如 1^+ 态;
- (3) $E(I)$ 和 \hat{F}^2 都不变, 如 0^+ 态, 0_M^+ 态。

对于第 1 种情况, $\xi_1(\xi_3)$ 的变化, 对混合对称态 2_M^+ 态等有影响。从图 1 可见, $2_M^+(3)$ $2_M^+(5)$ 等的 $E(2^+)$ 变化趋势相同, 但 \hat{F}^2 的变化趋势不同。第 2 种情况 ($E(I)$ 变, \hat{F}^2 不变) 是很自然的。因为 ^{200}Hg 只有全对称 $[4, 0]$ 表示和混合对称 $[3, 1]$ 表示, 1^+ 态是属于 $[3, 1]$ 表示的, 它的 \hat{F}^2 的本征值为 2, 不随 ξ_i 值变化; 而 $E(1^+)$ 是变的, 4 个 1^+ 态的 $E(1^+)$

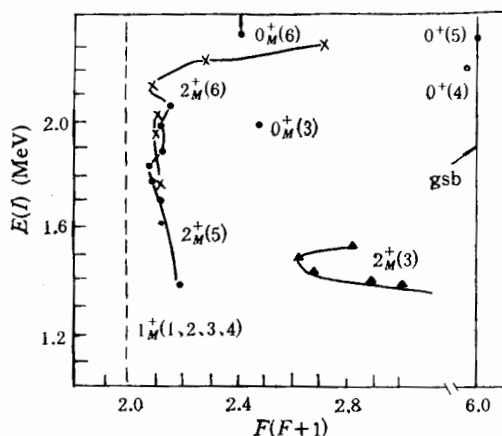


图 1 $E(I)$ 和 \hat{F}^2 随 ξ_1 和 ξ_3 变化图
 $\xi_2 = 0.12$, $\xi_1(\xi_3)$ 的取值从 -0.4 到 $+0.4$

都随 ξ_1 , $\xi_3(\xi_1 = \xi_3)$ 的增加而线性增加, 这与极限情况(7)式相似。第 3 种情况可能是特殊的。 ξ_1 和 ξ_3 变化时, 0^+ 态和 0_M^+ 态的波函数不变, 所以 $E(0^+)$, $E(0_M^+)$ 和 \hat{F}^2 都不变, 基态带 ($F \approx F_{\max}$) 能级也基本不变。对于其它核, 例如 Gd 同位素核, 则和 ^{200}Hg 不同。 ξ_1 和 ξ_3 的变化对 0_M^+ 态的 $E(0_M^+)$ 和 \hat{F}^2 是有影响的。

如果 ξ_2 变化, 则不仅混合对称态, 而且全对称态 ($F \approx F_{\max}$) 也都会受到影响, 这可从 Majorana 算子表示式 (4) 得到解释。在 Majorana 项中存在着改变 d 玻色子数 N_{d_v} 和 N_{d_π} 的项, 即 $d_v^\dagger s_v^\dagger s_\pi \tilde{d}_\pi$ 和 $s_\pi^\dagger d_\pi^\dagger \tilde{d}_v s_v$ 项 (但总玻色子数仍不变)。显然, d 玻色子数 N_{d_v} 和 N_{d_π} 的改变影响着所有态的 $E(I)$ 和 \hat{F}^2 。

Majorana 参数^[10]的变化不仅影响 $E(I)$ 和 \hat{F}^2 , 也影响电磁跃迁以及电磁跃迁多极混合比 $E2/M1$ 的大小和符号。这种影响是由于波函数的变化而产生的, 图 2 表明了这种情况。 $\xi_1 = \xi_3$ 改变时, 0^+ 态的波函数不变, 1^+ 态的波函数变化较大 (图 2)。通过分析

不难发现,波函数中两个 d 玻色子成分对 $B(M1; 1_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ 起主要作用.

按照群链(3)和 Hamiltonian ((5)式),不难得到

$$B(M1; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+) = \begin{cases} 0, & U(5) \text{ limit,} \\ \frac{3}{4\pi}, \frac{8N_\pi N_\nu}{2N-1} (g_\nu - g_\pi)^2, & SU(3) \text{ limit} \\ \frac{3}{4\pi}, \frac{3N_\pi N_\nu}{N+1} (g_\nu - g_\pi)^2, & O(6) \text{ limit} \end{cases} \quad (8)$$

实验的 $B(M1; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+) = 0.063^{[11]}$; 而理论值 $B_T(M1; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+) = 0.14$, 似接近 $O(6)$

极限值. 但 $B_T(M1)$ 值仍比较小, 原因就在于 0_1^+ 态波函数中 $P(n_d = 0)$ 最大, $P(n_d = 0) = (0.72)^2 \times 100$, 而

$$T(M1) = \sqrt{\frac{30}{4\pi}} (g_\nu (d_\nu^+ \tilde{d}_\nu)^{(1)} + g_\pi (d_\pi^+ \tilde{d}_\pi)^{(1)}). \quad (9)$$

跃迁算子并不改变中子 d 玻色子和质子 d 玻色子数. 但是 1_1^+ 态波函数至少含有 2 个 d 玻色子, 1 个质子 d 玻色子和 1 个中子 d 玻色子. 因而 $B(M1; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+)$ 值在 $U(5)$ 极限情况时为 0, 在 $O(6)$ 极限情况时也比较小.

Gd 同位素核是 $U(5)$ 到 $SU(3)$ 极限的过渡核, 我们计算了 $^{150,152,154}\text{Gd}$ 等核^[13]. 所用参数见表 1. Majorana 参数 $\xi_1 = \xi_2 = \xi_3 = 0.2 \text{ MeV}$ b 指在 Hamiltonian (5) 式中加上一项 $bL \cdot L$,

$$L = \sqrt{10} \{ (d_\pi^+ \tilde{d}_\pi)^{(1)} + (d_\nu^+ \tilde{d}_\nu)^{(1)} \}.$$

等效电荷选取 $e_\pi = 0.147 \text{ eb}$, $e_\nu = 0.09 \text{ eb}$. g 因子选取 $g_\pi = 0.70 \mu_n$, $g_\nu = 0.05 \mu_n$. 另外, $T(E2)$ 跃迁算符中的参数 χ_π, χ_ν 和 Hamiltonian 中 Q 的相应参数((5)式, (6)式)取值相同. 计算得到的 ^{152}Gd 能谱见图 3, 计算的电磁跃迁几率与实验符合较好(表 2).

计算得到 ^{150}Gd 核最低混合对称态 2_2^+ 的能量为 $E(2_2^+) = 2.483 \text{ MeV}$, 跃迁几率为 $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.105 \mu_n^2$, $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 2_2^+) = 0.004 e^2 b^2$, 而 ^{152}Gd 和 ^{154}Gd 就是 1_1^+ 态最低了.

当 Majorana 参数 $\xi_1 = \xi_3$ 增大 (ξ_2 固定) 或 ξ_2 增大 ($\xi_1 = \xi_3$ 固定) 时, $^{150,152,154}\text{Gd}$ $E(1_1^+)$ 都随之而线性 (或基本上是线性) 增加. 这和 ^{200}Hg 的情况相似. 计算结果表明: 低位全对称态的能级和电磁跃迁几率基本不随 ξ_i (ξ_i 中 $i = 1, 3$) 变化, 而混合对称态的情况要复杂得多. 一般说来 $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ 基

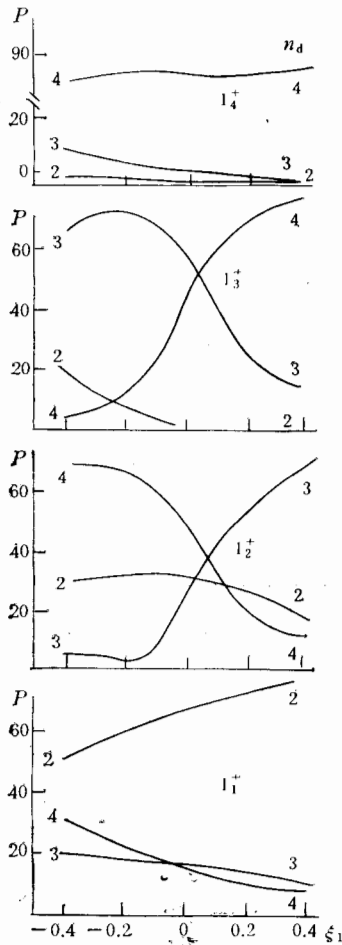


图 2 $P(n_d)$ vs. ξ_1 图, n_d : d 玻色子数 ($n_d = 2, 3, 4$). $P(n_d)$: 在 1_1^+ 态中含 n_d 个 d 玻色子的几率 $\xi_2 = 0.12$, $\xi_1 = \xi_3$

表 1 计数 Gd 同位素核所用的参数

核	参数	ε_d (MeV)	K (MeV)	b (MeV)	χ_ν	χ_π
^{150}Gd		0.650	-0.0025	0.003	0	1.1
^{152}Gd		0.405	-0.0050	0.004	-0.8	1.1
^{154}Gd		0.050	-0.0220	0.012	-1.0	1.1

表 2 Gd 同位素核部分计算值与实验值比较

核	$E(1^+)$ exp	(MeV) theo	$B(M1; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+)$ (μ_n^2)		$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ ($e^2 b^2$)		$B(M1; 0_2^+ \rightarrow 1_1^+)$ (μ_n^2) theo	$\frac{F(F+1)}{F_m(F_m+1)}$ (1_1^+ 态)
			exp	theo	exp	theo		
^{150}Gd		3.091		0.001		0.860	0.235	63.6%
^{152}Gd		2.758		0.014	1.070	1.090	0.282	66.6%
^{154}Gd	2.936	2.938	0.950	0.980	3.850	3.880	0.067	69.2%

本不随 $\xi_1 = \xi_3$ (ξ_2 固定) 而变, 但随 ξ_2 ($\xi_1 = \xi_3$ 固定) 而变; $B(M1; 0_2^+ \rightarrow 1_1^+)$ 随 ξ_1 ($\xi_1 = \xi_3$) 增加而减小, 随 ξ_2 增加而增大; ^{154}Gd 核 $B(M1; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+)$ 随 ξ_1 ($\xi_1 = \xi_3$) 或 ξ_2 变化幅度很小(图 4)。

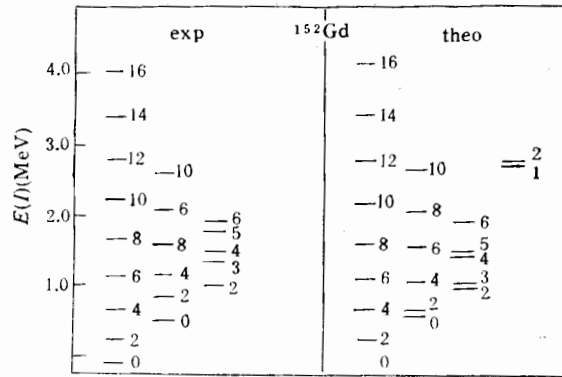


图 3 ^{152}Gd 核的能谱

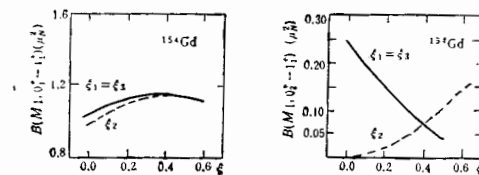


图 4 ^{154}Gd 核的 $B(M1; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+)$ (a) 和 $B(M1; 0_2^+ \rightarrow 1_1^+)$ (b) 随 Majorana 参数的变化

Nd 同位素核^[16,17]则又是另一情况, 它跨越满壳, 从 $A = 128$ 到 140, 又从 $A = 142$ ($N = 82$) 到 152。所以是从 $SU(3)$ 到 $O(6)$ (或 $U(5)$), 又从 $U(5)$ 到 $SU(3)$ 对称

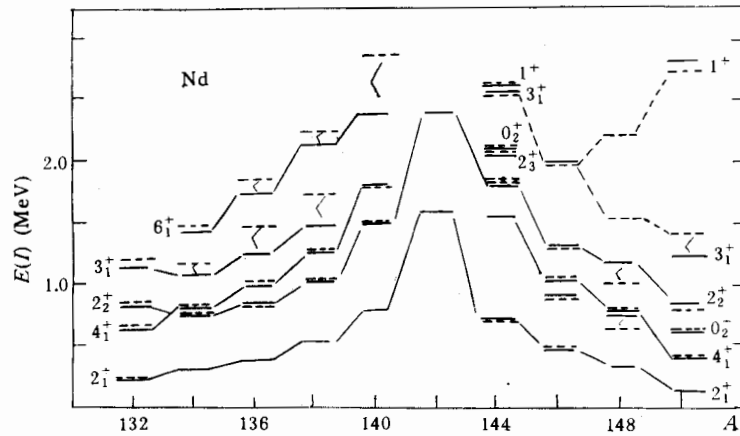


图5 Nd 同位素核能谱系统学图
实线为实验值,虚线为理论值

性的核。实验上已发现 ^{144}Nd 混合对称 2_2^+ 态等和 ^{150}Nd 的混合对称 1^+ 态。特别是对 ^{144}Nd 核,最近讨论得很多。从 Nd 同位素核能谱图(图5)可以看到,IBM-2 不仅可以很好地描述低位态、即全对称态,而且也可以较好地描述混合对称态,包括混合对称态的能级位置和电磁跃迁等。关于 Nd 同位素核,我们将另文详细讨论。

这里有一些问题需进一步考虑。例如:(1)参数^[14,15]问题,有时两组参数相差很大,但给出的能谱和电磁跃迁大致相近。本文给出的 ^{152}Gd 参数和文献[18]中给出的参数就是这样。(2)某些核的特殊性质。如 ^{200}Hg ,要解释高自旋态 10^+ 、 12^+ 、 14^+ 和很多 1^+ 态,可能要像 Barfield 等^[12]描述 Hg 同位素核那样,引进 $N_\pi = 3$ 的态(即两个孔穴质子玻色子和1个粒子质子玻色子)来描述,或可能要引进 g 玻色子^[10]来描述,如 ^{144}Nd 等核中的一些准粒子激发态,IBM-2 可否也能描述这些态的性质。

四

总之,计算结果及其分析表明:

(1) IBM-2 能很好地描述全对称态,也能较好地描述混合对称态。能谱 $E(I^+)$ 、电磁跃迁、特别是波函数很敏感的多极混合比 $E2/M1$ 等,都能较好地符合实验值。

(2) Majorana 参数的影响。在很好符合实验的 $E(I^+)$ 和电磁跃迁以固定参数后,再调 ξ_i , 就可以讨论 Majorana 参数的影响。在 $U(5)$ 、 $SU(3)$ 、 $O(6)$ 等几种极限情况时不难有解析表达式,如(7)、(8)式。但在一般情况下,只能进行数值计算。对于混合对称 1^+ 态,(7)式似都成立,至少对 $\xi_1 = \xi_2 = \xi_3 = \lambda$ 是这样。而对于 $B(M1 0_1^+ \rightarrow 1_1^+)$, ξ_i 的变化影响不大。对于混合对称 2_2^+ 态,情况要复杂得多。而 F 旋即不同态的 $F^2/\hat{F}_{\text{max}}^2$ 随 ξ_i 的变化(图1)很大,一般不存在线性关系。

(3) 碎裂 (Fragmentation) 问题。在 IBM-2 框架中可以给出 2_2^+ 态的 $M1$ 跃迁的碎裂,即 $M1$ 跃迁的强度分布,却不能产生 1^+ 态的碎裂。对于 1^+ 态,几种极限情况下

$B(M1; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+) \simeq 0$ ($i \neq 1$; 即不是最低的 1^+ 态), 强度集中于 $0_1^+ \rightarrow 1_1^+$ 跃迁; 不是极限情况时, 也是这样。例如 ^{200}Hg , 它的 $[3, 1]$ 混合对称表示有 4 个 $1_1^+ (i = 1, 2, 3, 4)$ 态, 当 $\xi_1 = \xi_3 = 0.4$ 时 $B(M1)$ 值为 0.0466, 0.0001, 0.0002, 0; 当 $\xi_1 = \xi_3 = -0.4$ 时, $B(M1)$ 值为 0.0429, 0.0029, 0.0011, 0。而强度和 0.0469 值不变。看来, 在 s, d IBM-2 框架内以及 $M1$ 跃迁算子为单体算子的情况下, 不可能产生 1^+ 态的 $M1$ 跃迁的碎裂。

(4) 与其它模型的比较。在双转子模型^[20] (TRM) 中, 曾预期这种 1^+ 态的存在并形象地称之为剪刀型 (scissor mode) 态。Faessler 和 Greiner 在 1966 年就曾考虑了类似情况^[19], 那时 Faessler 计算的这种态很高 ($E > 10\text{MeV}$)。现在改进^[24]以后, $E(1^+)$ 与 $B(M1; 1^+ \rightarrow 0^+)$ 值仍比实验值大。与上述模型不同的是, IBM-2 只考虑价玻色子的贡献, 它的 $E(1^+)$ 、 $B(M1)$ 和电磁跃迁等与实验符合很好^[13, 22]。

无规位相近似 (RPA)^[23, 25, 26] 也用来描述这种混合对称态。从形变单粒子基和残余 $n-p$ 相互作用出发, 人们用 RPA 方法作了计算, 其结果是 $M1$ 跃迁强度的碎裂过大, 以及自旋部分对这种 $M1$ 跃迁有一定的贡献^[21]。而在 IBM-2 中, $M1$ 跃迁强度集中于最低的 1^+ 态, 实验上观测到的是二者的中间情况。在 IBM-2 中, 只有轨道部分贡献于 $M1$ 跃迁, 实验结果表明(可能 ^{164}Dy 例外)是这样的。

所以, 与其它模型比较起来, IBM-2 对这种态的描述是正确的, 具有很大的优点。

参 考 文 献

- [1] D. Bohle et al., *Phys. Lett.*, **B137**(1984), 27.
- [2] U. Hartmann, D. Bohle et al., *Nucl. Phys.*, **A465**(1987), 25.
- [3] U. E. P. Berg, U. Kneissl, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **37**(1987), 33.
H. H. Pitz et al., *Nucl. Phys.*, **A492**(1989), 411.
- [4] C. Djalali et al., *Phys. Lett.*, **B164**(1985), 269.
- [5] A. Lichter, International Conference on Contemporary Topics in Nuclear Structure Physics, p. 127, edited by R. F. Casten et al., (1988).
- [6] P. O. Lipas et al., *Phys. Lett.*, **230**(1989), 1.
- [7] F. Iachello *Nucl. Phys.*, **A358**(1981), 89; *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 1427.
- [8] K. Heyde, *Nucl. Struct., React. and Symmet.* VI, p. 288, edited by Richard Adlin Meyer and V. Parr (June 5—14th 1986).
- [9] T. Otsuka, N. Yoshida, Program NPBOS Report JEARI-M85-094.
- [10] 顾金南等, 高能物理与核物理, **6**(1982), 205. *Chinese Physics*, **3** (1983), 337.
- [11] S. T. Ahmad et al., *J. Phys. G. Nucl. Phys. Part.*, **15**(1989), 93.
- [12] A. F. Barfield et al., *Z. Phys.*, **A311**(1983), 205.
- [13] 文万信, 应用 IBM-2 对混合对称态的探讨(1990年硕士论文).
- [14] T. Otsuka et al., *Nucl. Phys.*, **A309**(1980), 1.
- [15] O. Scholten et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 1866.
- [16] R. A. Mayer et al., *Phys. Rev.*, **C41**(1990), 2386.
- [17] B. Kasten et al., *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 609.
- [18] H. Tagziria et al., *J. Phys. G: Nuclear and Particle Physics*, **16**(1990), 1323.
- [19] W. Greiner, *Nucl. Phys.*, **80**(1966), 417;
A. Faessler, *Nucl. Phys.*, **85**(1966), 653.
- [20] N. Lo Iudice et al., *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1987), 1532.
- [21] I. Hamamoto and C. Ronstrom, *Phys. Lett.*, **B194**(1987), 1.
- [22] P. Von Isacker et al., *Ann. Phys. (N. Y.)*, **171**(1986), 253.
- [23] E. Lipparini, S. Sringari, *Phys. Lett.*, **B130**(1983), 139.
- [24] A. Faessler et al., *J. Phys.*, **G12**(1986), 147.

- [25] D. Bes, R. A. Broblia, *Phys. Lett.*, **B137**(1984), 141.
[26] I. Hamamoto, S. Aberg, *Phys. Lett.*, **B145**(1984), 163.

The Exploring of New Collective States — Mixed-Symmetry States in Nuclei

GU JINNAN WEN WANXIN ZHAO YUMIN

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou 730000*)

ABSTRACT

New collective states with mixed-symmetry character of neutron—proton degrees of freedom is reviewed. In the framework of IBM-2, the mixed-symmetry states have been discussed in detail. The full-symmetry states and mixed-symmetry states of Hg, Gd and Nd isotopes, especially the effect of Majorana parameters on these states and M1 transitions, are calculated and analyzed. The results show that the basic properties of mixed-symmetry states of these nuclei are well described by IBM-2.