

文章编号: 1007-4627(2010)03-0257-06

^{156}Gd 基态 $SU(3) \rightarrow O(6)$ 相变的一种微观理解*

雷玉玺¹, 张欢¹, 石筑一^{1,2, #}, 汪红², 童红²

(1 北方民族大学基础部, 宁夏 银川 750021;

2 贵州民族学院物理系, 贵州 贵阳 550025)

摘要: γ 射线能量自旋曲线指认 ^{156}Gd 核基态具有 $SU(3)$ 和 $O(6)$ 两种对称性。基于微观 sdIBM- \bar{F}_{\max} 方案和单粒子能量实验值, 用两组核子之间的对作用、四极对作用、四极-四极作用的等效强度参数, 都很好地再现了这两种能谱及其演化过程。计算结果揭示出对基态相变的一种新理解: $SU(3)$ 的基准态是低激发-低有序态, 而 $O(6)$ 基准态则是高激发-高有序的, 它们有临界区 $6_1^+ - 8_1^+$ 态; 当核退耦到临界区时, 高有序基准态释放多余的有序结构能, 导致低有序基准态重组, 实现减速旋转驱动高有序核向着低有序核过渡的量子相变。最后用 ^{156}Gd 核的势能曲面作了直观说明。

关键词: 量子相变; 基态结构演化; 微观 sdIBM- \bar{F}_{\max} 方案; ^{156}Gd 核

中图分类号: O571.23

文献标识码: A

1 引言

近年来, 人们异常关注“量子相变”(QPT)。这是一种发生在零温度上的结构改变, 并受到量子涨落驱动和非热力学参数控制的微观现象^[1]。近期的研究发现, 一类新的动力学对称性能描述原子核系统在形状相变临界点上的能谱^[2-4]。当联想到核能谱的典型特征取决于核子对的形成或者溃散时, 又唤起了人们对相互作用玻色子模型(IBM)的研究及其应用兴趣^[5-7]。按照习惯, 描述一群原子核随着玻色子数改变而引起的从球形到变形的相变, 被称为“基态量子相变”(GSQPT, 最新综述见文献[6, 11])^[5-11]; 而描述单个原子核随角动量改变所导致的从集体振动激发模式到集体转动激发模式的相变, 叫做“转动驱动形状相变”(RDSPT)^[12-21]。它们旨在研究原子核在低能-低角动量态上发生对称性改变的规律和机制。目前, 对 GSQPT 领域内的 $U(5) \rightarrow O(6)$ 和 $U(5) \rightarrow SU(3)$ 的描述较为成功, 而对 RDSPT 范畴内的现象探索才刚受到重视。显然, 对后者的深刻理解是全面认识前者的线索。这些研究逐渐显示, QPT 对称性研究的方便框架是 IBM 方案, 并统称这类相变为基态能量相变

(GSEPT)^[21]。凸现基态结构改变和基态能量改变是产生这类相变的本源。

不管怎样, 理解相变临界点上原子核中有限中子-质子组分怎样引起结构调整是一个重要问题。在唯象理论中这尚未完全清楚时, 大多数研究工作都是借助“潜在”对称性哈密顿量的线性组合(称 Ising 型的)方案去实现对这些相变的描述。能从最普遍的 IBM 哈密顿量出发, 通过有限核子组合机制去描述和理解这些现象则是有意义的^[5, 8, 19, 20]。其实, 从微观角度看, 它们只是原子核中的核子耦合、配对、拆对、拆对-顺排、拆对-重新耦合和基态重组功能的宏观表现^[19, 20, 22-28]。

本文试图从最普遍的 IBM 哈密顿量出发, 用微观方案获取到的微观信息去阐明, 由于旋转速度减慢, 减小了核子和核子对之间的相互作用强度, 引发价核子耦合强度参数的变化; 当高激发-高有序的基准态释放过剩的结构能和同时重新组建出新的低激发-低有序基准态时, 实现了高有序基准态向着低有序基准态的量子相变。以 ^{156}Gd 核为例, 利用能谱的再现和势能曲面的直观说明, 对微观机制给出了深入理解, 为研究 GSQPT 作准备。

* 收稿日期: 2008-04-21; 修改日期: 2010-06-29

* 基金项目: 贵州省教育厅自然科学重点项目(2006318); 贵州省科学技术基金资助项目([2009]2071 号)

作者简介: 雷玉玺(1980-), 男(回族), 宁夏固原人, 讲师, 硕士, 从事量子物理研究。

通讯联系人: 石筑一, E-mail: shizhuyi@vip.sina.com

2 理论方案

在原子核的微观理论中,价核子体系的哈密顿量一般可表达为^[22, 23]

$$H_F = H_F^{(n)} + H_F^{(p)} + H_F^{(np)}, \quad (1)$$

其中各项简写为

$$H_F^{(\sigma)}(a^+, a) = \sum_{\alpha} E_{\alpha}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)+} a_{\alpha}^{(\sigma)} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)+} a_{\beta}^{(\sigma)+} a_{\gamma}^{(\sigma)} a_{\delta}^{(\sigma)}, \quad \sigma = n, p \quad (2)$$

$$H_F^{(np)}(a^+, a) = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(np)} a_{\alpha}^{(n)+} a_{\beta}^{(p)+} a_{\gamma}^{(p)} a_{\delta}^{(n)}. \quad (3)$$

当对具体核进行计算时,核子-核子有效相互作用取为对力、四级对力和四级-四级力。

利用 Dyson 玻色子展开和 MJS (Modified Jancovici-Schiff) 代换^[29], 将用费米子描述的 $H_F(a^+, a)$ 转变为用理想玻色子描述的 $H_B(A^+, A)$ (配对)。为了确保 A -玻色子的集体性(有序), 引入一组 Q -玻色子量:

$$Q_{\pi JM}^{(\sigma)+} = \sum_{\alpha \leq \beta} x_{\alpha\beta}^{(\sigma, \pi JM)} A_{\alpha\beta}^{(\sigma)+}, \quad \sigma = n, p \quad (4)$$

借助本征方程

$$H_B Q_{\pi JM}^{(\sigma)+} |0\rangle = \epsilon_{\pi J} Q_{\pi JM}^{(\sigma)+} |0\rangle, \quad (5)$$

可以确定(4)式中的玻色子结构常数 $x_{\alpha\beta}^{(\sigma, \pi JM)}$ 。在最低阶近似下, 把唯象 IBM 中的 s 和 d 玻色子定义为

$$s^{(\sigma)+} = Q_{0+00}^{(\sigma)+}, \quad d_m^{(\sigma)+} = Q_{0+2m}^{(\sigma)+} \\ m = 0, \pm 1, \pm 2, \quad (6)$$

再对玻色子哈密顿量 $H_B^{(\sigma)}$ 作 s 和 d 截断, 便得到

$$h_{sd} = h_{sd}^{(n)} + h_{sd}^{(p)} + h_{sd}^{(np)}. \quad (7)$$

这样就构造出了微观 sdIBM-2 方案中最普遍的哈密顿量。其中各项系数均可表示为同种价核子间的对力、四极对力、四极-四极力、中子-质子的四极-四极力的相互作用强度参数, $g_0^{(\sigma)}, G_2^{(\sigma)}, K^{(\sigma)}$ ($\sigma = n, p$), $K^{(np)}$ 和能级量子数 α 的解析形式, 这些都可以在文献^[22, 23]中找到; 在相应的玻色空间对角化 h_{sd} , 将得到核体系的能谱。

在此费米子玻色子化(配对)及其集体化(有序化)的过程中, 玻色子在势场中具有总能量 $E_{i,j}^{(\sigma)}$, 它包含两部分: 两核子间的束缚能(配对能 $E_{i,j}^{(\sigma)} = (1/2) \sum_{(\alpha\beta)} [x_{(\alpha\beta)}^{0+J(\sigma)}]^2 [\epsilon_{\alpha}^{(\sigma)} + \epsilon_{\beta}^{(\sigma)}]$, $\epsilon_{\alpha}^{(\sigma)}$ 是表 1 中的单

粒子能量值)和两核子对(理想玻色子)之间的相互作用能(称为相干能, 或称有序结构能 $|E_{st,j}^{(\sigma)}|$), 即 $E_{i,j}^{(\sigma)} = E_{p,j}^{(\sigma)} + E_{st,j}^{(\sigma)}$ 。

3 计算结果和讨论

熟知, 比值

$$R = \frac{E_{\gamma}(I \rightarrow I-2)}{I} =$$

$$\begin{cases} \frac{\hbar\omega}{I} \xrightarrow{I \rightarrow \infty} 0, & U(5) \\ \frac{\hbar^2}{2J} \left(4 - \frac{2}{I}\right) \xrightarrow{I \rightarrow \infty} 4 \left(\frac{\hbar^2}{2J}\right), & SU(3) (E-GOS \text{ 曲线}) \\ \frac{E_{2_1^+}}{4} \left(1 + \frac{2}{I}\right) \xrightarrow{I \rightarrow \infty} \frac{E_{2_1^+}}{4}, & O(6) \end{cases}$$

是指认沿着 yrast 线发生激发模式改变的一个敏感判据^[12, 15, 20]。从 ¹⁵⁶Gd 能谱实测数据^[30]与理想模型能谱的 E -GOS 曲线的比较中(见图 1), 可清楚地看到, 其 yrast 线被分为 3 段: 低能态 $2_1^+ - 4_1^+$ 是理想的 $SU(3)$ 模式的激发态; 而高能态 $10_1^+ - 24_1^+$ 是接近于理想 $O(6)$ 模式的激发态, 其中 $6_1^+ - 8_1^+$ 存在有转动驱动 $SU(3)$ 激发模式向 $O(6)$ 激发模式改变的量子相变; 最后的 26_1^+ 态是玻色子拆对-顺排后的准粒子态。虽然实验曲线有些偏离理想曲线, 但是可以通过调整参数来改善的(见表 1)。需要指出的是, 这是到目前为止讨论得不多的一种相变类型, 很有意义。

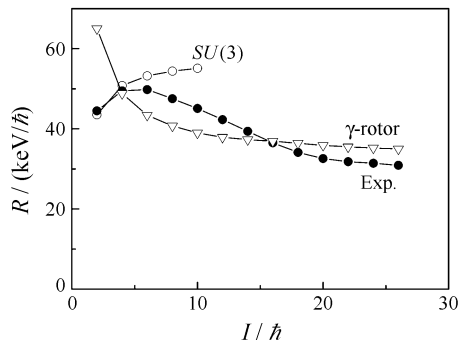


图 1 Gd 核实验能谱^[30]和理想能谱的 E -GOS 分析的比较

应用微观 sdIBM- \bar{F}_{\max} 方案^[24]分别去再现相应的集体激发模式态, 准粒子态不属本方案的研究内容, 不予讨论。按照原子核的单粒子壳模型理论, ¹⁵⁶Gd 核的价核子组态为

$$(2f_{7/2}, 3p_{3/2}, 1h_{9/2}, 3p_{1/2}, 2f_{5/2}, 1i_{13/2})^{14},$$

$$(1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}, 1h_{11/2})^{10}$$

中子和质子的单粒子实验能量值分别取自文献[31, 32]。

表 1 实验单粒子能量值 MeV

| nlj | (α, β) | 中子 |
|-------------|-------------------|--------|
| $2f_{7/2}$ | 1 | 4.000 |
| $3p_{3/2}$ | 2 | 4.854 |
| $1h_{9/2}$ | 3 | 5.561 |
| $3p_{1/2}$ | 4 | 5.656 |
| $2f_{5/2}$ | 5 | 6.005 |
| $1i_{13/2}$ | 6 | 6.695 |
| nlj | (α, β) | 质子 |
| $1g_{7/2}$ | 1 | 4.000 |
| $2d_{5/2}$ | 2 | 4.962 |
| $2d_{3/2}$ | 3 | 6.440 |
| $3s_{1/2}$ | 4 | 6.6972 |
| $1h_{11/2}$ | 5 | 6.792 |

当核子之间的对作用、四极对作用、四极-四极作用的等效强度参数取表 2 的值时, 计算出的整个 yrast 态(见表 3)很好地再现了实验测量值^[30]。表 4 列出了在上述的配对和有序化操作中, 计算出的 E_t , E_p 和 E_{st} 。

表 2 核子-核子等效相互作用参数 MeV

| 模式 | 高能激发模式态 1 | 低能激发模式态 2 |
|-------------|-----------|-----------|
| $g_0^{(n)}$ | 0.0278 | 0.0204 |
| $G_2^{(n)}$ | 0.0250 | 0.0190 |
| $K^{(n)}$ | 0.0021 | 0.0020 |
| $g_0^{(p)}$ | 0.0260 | 0.0201 |
| $G_2^{(p)}$ | 0.0260 | 0.0260 |
| $K^{(p)}$ | 0.0021 | 0.0050 |
| $K^{(np)}$ | 0.0040 | 0.0247 |

表 3 ^{156}Gd 核 yrast 谱的理论计算值与实验值的比较 MeV

| 能态 | 高能激发模式态 1 | 实验值 | 低能激发模式态 2 |
|----|-----------|-------|-----------|
| 0 | 0.000 | 0.000 | 0.000 |
| 2 | 0.119 | 0.089 | 0.082 |
| 4 | 0.330 | 0.288 | 0.339 |
| 6 | 0.613 | 0.585 | 0.654 |
| 8 | 0.974 | 0.965 | 1.182 |
| 10 | 1.402 | 1.416 | 1.730 |
| 12 | 1.882 | 1.924 | 2.361 |
| 14 | 2.420 | 2.476 | 3.078 |
| 16 | 3.011 | 3.060 | 3.878 |
| 18 | 3.652 | 3.674 | 4.757 |
| 20 | 4.342 | 4.326 | |
| 22 | 5.078 | 5.026 | |
| 24 | 5.860 | 5.779 | |

表 4 玻色子总能量、配对能量和有序结构能量* MeV

| 核子 | 玻色子 | \bar{E}_{nucl} | 高激发模式态 | | | 低激发模式态 | | | 能量改变 | | |
|----|-----|-------------------------|-----------|-----------|------------|-----------|-----------|------------|--------------|--------------|-----------------|
| | | | $E_{t,h}$ | $E_{p,h}$ | $E_{st,h}$ | $E_{t,l}$ | $E_{p,l}$ | $E_{st,l}$ | ΔE_t | ΔE_p | ΔE_{st} |
| 中子 | s | 4.467 | 7.157 | 8.446 | -1.289 | 7.462 | 8.215 | -0.753 | -0.305 | 0.231 | -0.536 |
| | d | | 7.564 | 8.380 | -0.816 | 7.731 | 8.177 | -0.446 | -0.167 | 0.203 | -0.370 |
| 质子 | s | 4.192 | 7.403 | 8.516 | -1.113 | 7.542 | 8.245 | -0.703 | -0.139 | 0.271 | -0.410 |
| | d | | 7.830 | 8.159 | -0.329 | 7.811 | 8.076 | -0.265 | 0.019 | 0.083 | -0.064 |

* 表中的 \bar{E}_{nucl} 表示自由价核子的算术平均能量, 并在 E 中用附加脚标 h, l 区分出高低能激发态。

由于质子存在 $G_2^{(p)} \geq g_0^{(p)}$, 导致 $\Delta E_t > 0$, 意味低激发模式态有四极对作用的不稳定性, 退耦中质子 d 玻色子率先释放有序能量而引发基准态重组。一方面, 虽然高能激发模式对 2_1^+ 和 4_1^+ 态的再现值稍大, 但是有着比值 $R_{E_1/E_2} = 2.67$, 而且由它计算出了其它的能谱值: E_{3_1}/E_{4_2} (0.776/0.826 MeV), E_{5_1}/E_{6_2} (1.115/1.167 MeV) 和 E_{7_1}/E_{8_2} (1.518/1.566 MeV) 表现出 staggering 特征, 这刻画出它的 $O(6)$ 激发模式特征; 另一方面, 尽管低能激发模式对 2_1^+ 和 4_1^+ 态的修正不大, 但它却给出了高能激发模式不能再现好的 2_2^+ 态 ($E_{\text{Exp.}}/E_{\text{Cal.}} = 1.129/1.134$ MeV)、 3_1^+ 态 (1.248/1.240 MeV) 和

4_2^+ 态 (1.298/1.425 MeV) 的值, 展示出其 $SU(3)$ 激发模式特征。理论计算印证了图 1 的分析。

比较表 5 和表 6 中 s 和 d 玻色子结构常数时发现: 它们有着完全相同的耦合结构, 结构变化后既没有增加新耦合类型, 也没有减少原有组分; s 玻色子、d 玻色子组分数值的绝对值(有意义的是其值的平方)改变都不大, 以致整个原子核的结合能仅有 $BE_h - BE_l = (84.919 - 83.918)$ MeV = 1.001 MeV 的改变, 过渡是很平稳的。微观变化也很温和, 不像它的宏观效应那样, 表现出能谱特征和对称性的剧烈而又鲜明的改变。有理由认为, 在临界区中, 旋转变慢诱发了价核子轨道之间耦合强弱的

变化,使玻色子结构常数发生改变,在释放过剩的结构能中,导致新激发模式基准态的形成,完成从 $O(6)$ 模式向 $SU(3)$ 模式的转变。

表 5 ^{156}Gd 中子 s 和 d 玻色子结构常数 $\chi_{\text{op}}^{(\alpha\beta JM)^*}$

| | 方案 | 能态 1 | 低能 2 |
|-------|--------|--------|--------|
| s 玻色子 | (1, 1) | 0.924 | -0.962 |
| | (2, 2) | 0.216 | -0.162 |
| | (3, 3) | 0.214 | -0.151 |
| | (4, 4) | 0.092 | -0.065 |
| | (5, 5) | 0.136 | -0.095 |
| | (6, 6) | 0.160 | -0.110 |
| d 玻色子 | (1, 1) | 0.872 | -0.936 |
| | (1, 2) | -0.391 | 0.290 |
| | (1, 3) | -0.057 | 0.040 |
| | (1, 5) | -0.072 | -0.050 |
| | (2, 2) | 0.114 | -0.081 |
| | (2, 3) | 0.000 | 0.000 |
| | (2, 4) | 0.115 | -0.078 |
| | (2, 5) | -0.062 | 0.042 |
| | (3, 3) | 0.115 | -0.077 |
| | (3, 4) | 0.000 | 0.000 |
| | (3, 5) | -0.113 | 0.076 |
| | (4, 5) | -0.092 | 0.062 |
| | (5, 5) | 0.070 | -0.047 |
| | (6, 6) | 0.096 | -0.064 |

* 表中的 (α, β) 是表 1 的中子能级编号。

表 6 ^{156}Gd 质子 s 和 d 玻色子结构常数 $\chi_{\text{op}}^{(\alpha\beta JM)^*}$

| | 方案 | 能态 1 | 低能 2 |
|-------|--------|--------|--------|
| s 玻色子 | (1, 1) | -0.970 | -0.982 |
| | (2, 2) | -0.195 | -0.153 |
| | (3, 3) | -0.074 | -0.058 |
| | (4, 4) | -0.047 | -0.036 |
| | (5, 5) | -0.112 | -0.084 |
| d 玻色子 | (1, 1) | 0.992 | 0.991 |
| | (1, 2) | 0.051 | 0.050 |
| | (1, 3) | -0.069 | -0.070 |
| | (1, 5) | 0.000 | 0.000 |
| | (2, 2) | 0.064 | 0.027 |
| | (2, 3) | 0.027 | 0.022 |
| | (2, 4) | -0.044 | -0.046 |
| | (2, 5) | 0.000 | 0.000 |
| | (3, 3) | 0.021 | 0.022 |
| | (3, 4) | 0.026 | 0.026 |
| | (3, 5) | 0.000 | 0.000 |
| | (4, 5) | 0.000 | 0.000 |
| | (5, 5) | 0.040 | 0.040 |

* 表中的 (α, β) 是表 1 的质子能级编号。

另外,从表 4 看到:对于同种玻色子基准态,高激发态比低激发态有较高的结合能 ($2\bar{E}_{\text{nucl.}} - E_t$),且有较高的有序结构能;在核退耦

激发后基准态的重组中,耦合常数减小使配对能量减小,有序结构能量也有所减小,变为低激发的低有序结构核。这种处理揭示了进一步理解和说明基准态结构改变的物理图像和机制:当把原子核布居到高激发模式态时,它是高有序核,在退激发中通过级联 γ 跃迁进入 yrast 态;在不断地退激发中,在某个阶段上(临界区),退激发部分地解除了高激发模式的高有序基准态结构和它在能量上的优势,引起价核子对内部的配对能量和对之间耦合强度的变化,导致核释放多余的有序结构能,出现新的低有序基准态结构的重组,实现了减速旋转驱动高有序核向着低有序核过渡的量子相变;保证原子核继续退激发直至能量最低的基准态。这就是不同激发模式发生量子相变的动力学原因。 ^{156}Gd 核在 $6_1^+ - 8_1^+$ 态处,就发生了 $O(6)$ 激发模式退激发到 $SU(3)$ 激发模式的相变(见表 3,图 1 和图 2)。从宏观上看,这种转变发生

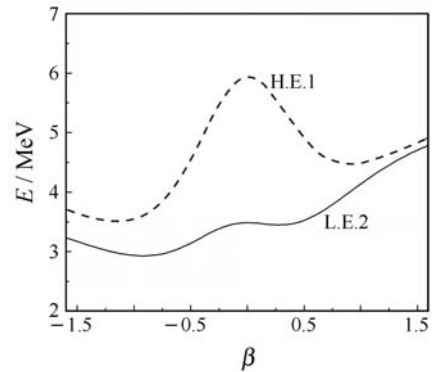


图 2 ^{156}Gd 核在两种激发模式中的势能曲面剖面(在 $\gamma = 0^\circ$ 时)的示意图

突然,进行较快;但在微观上看,这两种玻色流体内的相互作用参数的不大变化,引起结构常数的改变亦不大,但完成了一个新基准态的重组(见表 2、表 5 和表 6)。因此,这是一种以改变价核子间耦合强度的、较为温和的方式实现量子相变。最后,按照文献[33, 34]的做法,得到最一般的 sdIBM- \bar{F}_{max} 哈密顿量在内禀态中的势能曲面(PES)方程,势能泛函:

$$E(N; \beta, \gamma) = \frac{N}{1 + \beta^2} (\epsilon_s + \epsilon_d \beta^2) + \frac{N(N-1)}{(1 + \beta^2)^2} \times (\alpha_1 \beta^4 + \alpha_2 \beta^3 \cos 3\gamma + \alpha_3 \beta^3 + \frac{1}{2} u_0), \quad (8a)$$

其中,

$$a_1 = \frac{1}{10}c_0 + \frac{1}{7}c_2 + \frac{9}{35}c_4; a_2 = -2\left(\frac{1}{35}\right)^{1/2}\tilde{v}_2;$$

$$a_3 = \frac{1}{\sqrt{5}}(\tilde{v}_0 + u_2). \quad (8b)$$

当把本文微观 sdIBM- \bar{F}_{\max} 计算出的 $c_0, c_2, c_4, u_0, u_2, \tilde{v}_0$ 和 \tilde{v}_2 值代入公式(8)中时, 就得到了 ^{156}Gd 核的 PES 的经典值, 并在图 2 中画出 $\gamma=0^\circ$ 的剖面图。从图 2 可以看到:

(1) 核在未受激发时, 核处在平衡态 ($\beta_{l.e} \approx 0.264, E_{l.e} \approx 3.484 \text{ MeV}$) 或 ($\beta_{l.e} \approx -0.911, E_{l.e} \approx -2.917 \text{ MeV}$) 附近; 在其受激发后, 核在退耦前处在新的平衡态 ($\beta_{h.e} \approx 0.910, E_{h.e} \approx 3.484 \text{ MeV}$) 或 ($\beta_{h.e} \approx -1.195, E_{h.e} \approx 3.513 \text{ MeV}$) 附近的某个激发态上。对应于两个相应平衡态的能量差约为 0.995 或 0.596 MeV, 前者与上述的 1.001 MeV 值一致, 表明存在 $\beta > 0$ 的变形, 这得到实验的支持。

(2) 对于处于低能激发模式基准态的核, 受到“炮弹”轰击并融合成复合核; 随着复合核变形的增大, 它将沿着低能激发模式 PES 上移, 变形增大到一定程度, 它“窜入”了高能激发模式的 PES, 成为高能激发模式态之一, 布居就完成了, 而退耦过程则正好相反。

(3) 图 2 中 $\beta > 0$ 变形的两种 PES 的能量差值小于相应的 $\beta < 0$ 的差值, 因此, 发生 $\beta > 0$ 的变形概率较大; 这与(1)自洽。

(4) 由 PES 曲线走向的对比发现, 图 2 的低能激发模式的 PES 曲线 L. E. 2 表现出 $SU(3)$ 特征, 而高能激发模式 PES 曲线 H. E. 1 表现出 $O(6)$ 特性^[34]。这表明宏观 Bohr-Mottelson 几何模型 (BMGM) 的 PES 理论支持微观 sdIBM- \bar{F}_{\max} 方案的相变研究结论。微观 IBM 方案对 RDSPT 的描述被 BMGM 几何化了, 并且给出了直观的说明。

4 结论

对于这种发生在同一个原子核中的、从一种激发模式向另一种模式过渡现象的识别和机制, 本文提出了一个新的理解: 由于退激发解除了原有激发模式基准态结构及其在能量上的优势, 高有序基准态释放结构能, 引发低能激发模式基准态结构的重构, 实现了新旧激发模式基准态的过渡。这种以改变价核子间耦合强度方式实现的基准态过渡是 RD-SPT 的动力学基础, 微观上比较温和。当相变临界

区(或临界点)的位置随核素的不同而改变时, 就构成了研究 GSQPT 的理论基础。最后, 通过对 ^{156}Gd 核能谱的良好再现和两种激发模式 PES 的示意图, 对所提出的新理解给出了一个直观而且清晰的几何描述。

参考文献 (References):

- [1] Sachdev S. Quantum Phase Transitions. Cambridge, U. K.: Cambridge University Press, 1999, 3—10.
- [2] Iachello F. Phys Rev Lett, 2000, **85**: 3580.
- [3] Iachello F. Phys Rev Lett, 2001, **87**: 05250.
- [4] Jolie J, Casten R F, Brentano P von, *et al.* Phys Rev Lett, 2001, **87**: 162501.
- [5] Iachello F, Arima A. The Interacting Boson Model. Cambridge, U. K.: Cambridge University Press, 1987, 231—144.
- [6] Casten R F. Nature Physics, 2006, **2**: 811.
- [7] Jolie J, Casten R F. Nuclear Physics News, 2005, **15**: 20.
- [8] Niksic T, Vretenar D, Lalazissis G A, *et al.* Phys Rev Lett, 2007, **99**: 092502.
- [9] Leviatan A. Phys Rev Lett, 2007, **98**: 242502.
- [10] Meng J, Zhang W, Zhou S G, *et al.* nucl-th/2003 arXiv: 0312055v1.
- [11] Zhang Yu, Hou Zhanfeng, Liu Yuxin. Phys Rev, 2007, **C76**: 011305.
- [12] Regan P H, Beausang C W, Zarmfir N V, *et al.* Phys Rev Lett, 2003, **90**(15): 152502
- [13] Jing Shu, Ying Ran, Tao Ji, *et al.* Phys Rev, 2003, **C67**: 044304.
- [14] Cejnar P, Jolie J. Phys Rev, 2004, **C69**: 011301(R).
- [15] Liu Y X, Mu L Z, Wei H Q. Physics Letters, 2006, **B633**: 49.
- [16] Liu M L. Phys Rev, 2007, **C76**: 054304.
- [17] Sun Yang, Philip M Walker, Xu Furong, *et al.* Physics Letters, 2008, **B659**: 165.
- [18] Shen S F, Chen Y B, Xu F R, *et al.* Phys Rev, 2007, **C75**: 047304.
- [19] Shi Zhuyi, Tong Hong, Shi Zhuya, *et al.* Acta Phys Sin, 2007, **56**(3): 1329(in Chinese).
(石筑一, 童红, 石筑亚, 等. 物理学报, 2007, **56**(3): 1329.)
- [20] Shi Zhuyi, Zhang Chunmei, Tong Hong, *et al.* Acta Phys Sin, 2008, **57**(3): 1564(in Chinese).
(石筑一, 张春梅, 童红, 等. 物理学报, 2008, **57**(3): 1564.)
- [21] Leviatan A, Iachello F. arXiv, 2008, nucl-th/0812.4034v1.
- [22] Yang Z S, Liu Y, Qi H. Nucl Phys, 1984, **A421**: 297.
- [23] Yang Zesen, Liu Yong, Tian Xiaocen. High Energy Phys & Nucl Phys, 1982, **6**(7): 472(in Chinese).

- (杨泽森, 刘庸, 田晓岑. 高能物理与核物理, 1982, **6**(7): 472.)
- [24] Liu Y, Shi Z Y, Dan H J, *et al.* Chinese Journal of Nuclear Physics, 1995, **17**: 194.
- [25] Shi Z Y, Liu Y, Sang J P. Chinese Physics, 2000, **9**: 9.
- [26] Shi Z Y, Liu Y, Sang J P. Chinese Physics, 2001, **10**: 282.
- [27] Shi Z Y, Zhao X Z, Tong H. Chinese Physics, 2003, **12**: 732.
- [28] Shi Zhuyi, Ni Shaoyong, Tong Hong, *et al.* Acta Phys Sin, 2004, **53**: 734(in Chinese).
(石筑一, 倪绍勇, 童红, 等. 物理学报, 2004, **53**: 734.)
- [29] Yang Zesen. High Energy Phys & Nucl Phys, 1984, **8**(1): 75(in Chinese).
(杨泽森. 高能物理与核物理, 1984, **8**(1): 75.)
- [30] Chu S Y, Nordberg H, Firestone R B, *et al.* Isotope Explorer 3.0, 2005, <http://ie.lbl.gov/toi.htm>.
- [31] Goodman A L. Phys Rev, 1999, **C60**: 014311
- [32] Kaneko K, Hasegawa M, Mizusaki T. Phys Rev, 2002, **C66**: 051306(R).
- [33] Isacker P V, Chen J Q. Phys Rev, 1981, **C24**: 684.
- [34] Iachello F, Arima A. The Interacting Boson Model. Cambridge, U. K: Cambridge University Press, 1987, 102—115.

Recognition of $SU(3) \rightarrow O(6)$ Quantum Phase Transition in Ground-states of ^{156}Gd Nucleus within Microscopic Theory^{*}

LEI Yu-xi¹, ZHANG Huan¹, SHI Zhu-yi^{1, 2, #}, WANG Hong², TONG Hong²

(1 *Fundamental Department, North University for Minority, Yinchuan 750021, China*;

(2 *Department of Physics, Guizhou Institute for Nationalities, Guiyang 550025, China*)

Abstract: The γ -ray energy over spin curves identifies that there are the $SU(3)$ and $O(6)$ symmetries in the ground-states of the ^{156}Gd nucleus; by means of the microscopic sdIBM- \bar{F}_{\max} approach and signal-particle experimental energies the spectra of those two symmetries and their transient process are successfully reproduced through two parameters of nucleon-nucleon effective interaction with pairing plus quadrupole pairing plus quadrupole-quadrupole forces. The calculated results reveal a new way to recognize ground-states quantum phase transition, in which the basic-state of the $SU(3)$ symmetry is a low-lying and low-ordered state, while one of the $O(6)$ are a high-lying and high-ordered state, their critical region is between $6_1^+ - 8_1^+$ states, the high-ordered basic-state releases spare ordered-structure energy, reducing rotation-speed, thus causing the restructure of low-ordered basic-state and accomplishing the quantum phase transition from the high-ordered phase into the low-ordered phase, the shape phase transition takes place along the yrast line of nucleus when it de-excited to the critical region. Because the structural phase transition takes place by no-obvious change of boson structure constants in the critical region it is a benignancy and calm transition with respect to its macroscopic behave. The potential energy surface of ^{156}Gd nucleus has been illustrated to visualize.

Key words: quantum phase transition; evolution of ground-state structure; microscopic sdIBM- \bar{F}_{\max} approach; ^{156}Gd nucleus

* **Received date:** 21 Apr. 2008; **Revised date:** 29 Jul. 2010

* **Foundation item:** Natural Science Foundation of the Education Department of Guizhou Province, China (2006318); Science-Technology Foundation of Guizhou Province, China ([2009]2071)

Corresponding author: Shi Zhu-yi, E-mail: shizhuyi@vip.sina.com