

^{182}Os 核 yrast 带结构 $SU(3) \rightarrow U(5) \rightarrow SU(3)$ 形状相变的有序性研究*

童 红¹⁾ 张春梅²⁾ 石筑一^{1)†} 汪 红¹⁾ 倪绍勇¹⁾

1) (贵州民族学院物理系, 贵阳 550025)

2) (北方民族大学基础部, 银川 750021)

(2009 年 3 月 9 日收到; 2009 年 8 月 6 日收到修改稿)

对于发生在同一个原子核中的转动诱导发生基准态结构的量子相变, 可以理解为一种从高有序激发模式向着低有序激发模式的演化: 被布居到高角动量态的高有序激发核, 以 $E2$ 跃迁的方式先行退耦到 yrast 带, 再退耦到共存区 (或临界点) 时释放了有序的结构能, 诱发价核子对耦合强度改变, 重新组合出低有序的激发模式基准态, 实现了基准态结构的过渡. 对核量子相变的这种描述, 与朗道经典热相变理论之间有了某些相似的术语和物理内涵. 本文把这种理解推广到了相继的二次相变中. 以 ^{182}Os 核为例作了说明, 并展示了核结合能对核结构的极端敏感性.

关键词: 量子相变, 基态结构演化, 微观 sdIBM- F_{\max} 方案, ^{182}Os 核

PACC: 2110R, 2160E, 2320L

1. 引 言

在核物理学中, 人们异常关注“量子相变”(QPT) 现象, 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现象, 而成为哈密顿量中耦合常数的函数^[1-7]. 熟知, 核能谱的典型特征取决于核子对的形成或者溃散, 这又重新唤起了人们对相互作用玻色子模型 (IBM) 研究及其应用的兴趣. 按照习惯, 描述一群原子核随玻色子数改变所引起的从球形到变形的相变, 称为“基态量子相变”(GSQPT, 最新综述见文献 [4])^[1-12]; 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, 综述见文献 [5, 8])^[5, 8, 13-19], 它们都是所谓的核形状相变 (NSPT) 的研究内容. 长期的研究显示: 研究 NSPT 对称性方面的方便框架是 IBM; 把 GSQPT 和 RDSPT 统称为基态能量相变 (ground-state energy phase transitions, GSEPT)^[14], 凸现了基准态结构改变及其相应的能量改变是 NSPT 的本源. 它旨在专门研究

在低能、低角动量态上原子核对称性的改变现象和揭示其规律. 显然, 对于后者的深刻理解是全面认识前者的线索. 就目前而言, 属前者范畴内的 $SU(3) \rightarrow O(6)$, $U(5) \rightarrow O(6)$ 和 $U(5) \rightarrow SU(3)$ 的 GSQPT 描述较为成功, 而对后者范畴内的 RDSPT 才刚刚引起重视^[5, 8, 13-19].

尽管, 对 Hf—Hg 同位素是否存在有两级 $SU(3) \rightarrow O(6) \rightarrow SU(3)$ 的 GSQPT 争论比较大^[4, 12]. 但是, ^{182}Os 具有两级 $SU(3) \rightarrow U(5) \rightarrow SU(3)$ 的 RDSPT 得到来自实验数据整理结果的支持^[4]. 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仍是一个重要问题. 这在唯象理论中还不是完全清楚; 若能从有限核子组合机理去阐明和理解这些现象将是很有意义的^[1, 6, 9]. 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-重新耦合以及基准态重组各种功能的宏观表现而已^[16-26].

在描述 ^{102}Ru ^[17], ^{128}Ce ^[18] 和 ^{76}Sr ^[19] 核的 RDSPT 中, 曾经设想过: 在高激发核的退耦进入对称性共存区时, 高激发-高有序的基准态释放结构能, 导致价核子对耦合强弱的变化, “重组”出新的低激发-

* 贵州省科技厅自然科学基金项目 (批准号: 黔科合 J 字: [2009]2071 号) 资助课题.

† 通讯联系人. E-mail: shizhuyi@vip.sina.com.cn

低有序的基准态,完成高-低有序基准态之间的过渡,实现了 RDSPT. 这种设想是可以推广去描述同一原子核相继发生两次 RDSPT 的结构演化. 本文试图以 ^{182}Os 核为例,深入研究这类相继相变,并给出对这种微观机理的进一步理解.

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地可以表达为^[20,21]

$$H_f = H_f^{(n)} + H_2^{(p)} + H_f^{(np)}, \quad (1)$$

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 代换,将核体系费米子描述的 $H_f(a^+, a)$ 转变为理想玻色子描述的 $H_B(A^+, A)$. 为了确保 A -玻色子的集体性(有序),引入一组 Q -玻色子

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

借助本征方程

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

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

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

再对玻色子哈密顿量 $H_B^{(\sigma)}$ 作 s, 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,这可在文献[20,21]中找到;在相应的玻色空间对角化(7),将得到核体系的能谱.

从几何学和物理学的角度看,上述操作可以理解为:在无相互作用的费米子空间中,对费米体系实施玻色子化时,能级 α, β 上的核子,除 $\alpha = \beta$ 外,将以概率 $(\chi_{(\alpha, \beta)}^{(\sigma, r\pi JM)})^2$ 交叉配对出理想玻色子;在集体化的过程中,理想玻色子的线性组合又将玻色子能级交叉和扭曲了,构造出一个结合能不同、具有某种对称性的激发元及其基准态,即成为具有某种激发模式的、准-同核异能的基准态(quasi-isomeric basic states),核子的相应状态被赋予了不同的有序性(用结合能量度)和某种对称性. 这样,玻色子获得了总结合能:核子对的束缚能(即配对能 $E_{p, J}^{(\sigma)} = \frac{1}{2} \sum_{(\alpha\beta)} [x_{\alpha\beta}^{(\sigma, 0+J)}]^2 [\varepsilon_{\alpha}^{(\sigma)} + \varepsilon_{\beta}^{(\sigma)}]$, $\varepsilon_{\alpha}^{(\sigma)}$ 是单粒子能量值)和核子对之间的相干能(即成序能 $|E_{st}^{(\sigma)}|$),它可视为对核有序结构的度量;且

$$E_t^{(\sigma)} = E_p^{(\sigma)} + E_{st}^{(\sigma)}. \quad (8)$$

具有同一对称性的激发事件发生在同一种子结构中(跃迁);而不同对称性结构的基准态之间,或玻色子数不同的基准态之间,也会引发基准态的过渡事件,前者为 RDSPT,后者为 GSQPT. 凸现了把这种基准态的变更定名为 GSEPT 的精妙.

我们用于描述核体系出现基准态结构改变的哈密顿量,是微观 IBM 方案中 s, d 价核子对的、最普遍形式的哈密顿量,而不是一般文献中经常选用的潜在对称性哈密顿量的线性组合(简称为 Ising 型)^[4,5]. 方案本身不具有原始对称性,客观;价核子对具有物理结构,不是简单的、几何的刚性粒子,能研究玻色子拆对与基准态重组的细节;还能计算出核子配对能与核子对有序结构能,能揭示基准态的有序度,是其他方案所不及的;它既有区分中子-质子的精确方案,又有不区分中子-质子的最大同位旋近似的 sdIBM- \bar{F}_{max} 方案(本文将使用的),便于按需选择. 但是,方案的缺陷是它不能准确指认能谱的精确对称性,需另行分析.

3. 计算结果和讨论

借助能够证明沿着 yrast 线发生激发模式改变的一个很敏感的指证判据 $R^{[5]}$,

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

及其对¹⁸²Os 的实验 E-GOS 曲线构成的理论谱分析^[24] (见图 1), 清楚地看到¹⁸²Os 的实验 yrast 态的 E-GOS 曲线被很好地分为 2₁⁺—4₁⁺ 态、8₁⁺—18₁⁺ 态和 18₁⁺—34₁⁺ 态三段曲线, 它们分别是理想 SU(3) 转子模式、理想 U(5) 振子模式和另一个理想 SU(3) 转子模式能级的 E-GOS 曲线; 其间有两次 RDSPT 的相变共存态 6₁⁺ 和 18₁⁺ 态. 对于 36₁⁺, 38₁⁺ 态, 传统上指认它们是两粒子态, 而文献[28]却推测它们是由高-K 振动态变更过来的 yrast 态, 本文将不予研究(图 1 中也没有画出).

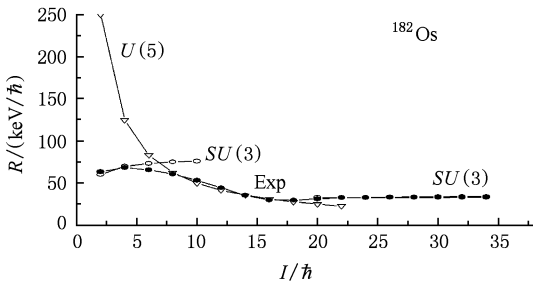


图 1 ¹⁸²Os 核实验能谱^[27] 的 E-GOS 分析

对于这里发生的 SU(3)→U(5)→SU(3) 的两次 RDSPT, 应该怎样理解? 最初, 文献[28, 29] 在解释 U(5)→SU(3)→U(5) 的实验事实时认为: 在高

自旋态上, 能量有利于振动态. 从微观 IBM 角度看, 由于核中有限量子的零点运动, 状态的涨落会产生真实的形状跃变. 事实上, 对于 SU(3)→U(5)→SU(3) 相变, 原子核的基准态中本来就存在有球形和弱变形的竞争, 因为旋转性不够和价玻色子较多, 原始分布的不均匀性造成了能量上有利于弱的轴对称性旋转形状 [SU(3)], 这时集体性不强、有序度不高. 以后, 随着旋转的加强, 玻色子分布逐渐趋于均匀, 出现球对称性 [U(5)] 的概率逐渐增加, 发生了第一次 RDSPT. 当旋转更强时, 对刚性较好的核, 涨落促成一个以上的玻色子脱离集体芯核, 并绕其旋转, 呈现所谓的“玻色子-核芯转子”模式, 但它仍旧属集体激发; 对刚性强度不够的核, 在出现变形并稳定下来时, 便形成了新的基准态, 又一次发生了 RDSPT. 最后, 更高速的旋转迫使旋转着的玻色子发生拆对-顺排, 成为“核子-核芯转子”模型, 单粒子激发及回弯现象也就发生了.

接下来将应用微观 sdIBM- \bar{F}_{\max} 方案分别去再现相应的三种激发模式. 按照原子核壳模型理论, ¹⁸²Os 核的价核子组态为

$$(2f_{7/2}, 3p_{3/2}, 1h_{9/2}, 3p_{1/2}, 2f_{5/2}, 1i_{13/2})^{24}$$

$$(1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}, 1h_{11/2})^{26}.$$

表 1 实验单粒子能量值 (MeV)

<i>n l j</i>	2f _{7/2}	3p _{3/2}	1h _{9/2}	3p _{1/2}	2f _{5/2}	1i _{13/2}	<i>n l j</i>	1g _{7/2}	2d _{5/2}	2d _{3/2}	3s _{1/2}	1h _{11/2}
(α, β)	1	2	3	4	5	6		1	2	3	4	5
中子	0.000	0.854	1.561	1.656	2.005	2.695	质子	0.000	0.962	2.440	2.6972	2.792

表 2 核子-核子等效相互作用参数 (MeV)

模式	$g_0^{(n)}$	$G_2^{(n)}$	$K^{(n)}$	$g_0^{(p)}$	$G_2^{(p)}$	$K^{(p)}$	$K^{(np)}$
高能态	0.0473	0.0507	0.0050	0.0515	0.0740	0.0050	0.0079
中能态	0.0428	0.0475	0.0150	0.0409	0.0590	0.0230	0.0184
低能态	0.0429	0.0497	0.0248	0.0379	0.0581	0.0248	0.0190

不失一般性, 使用中子空穴-质子粒子方案计算, 取 $N_n = 10, N_p = 13; N_b = N_n + N_p = 23$. 中子和质子的单粒子实验能量值分别取自文献[30, 31], 列于

表 1. 当核子-核子等效相互作用参数取表 2 的数值时, 分段计算出¹⁸²Os 核能谱, 列于表 3; 某些相关的能量值列于表 4.

表 3 显示,用三组参数分别再现的各段 yrast 线与实验测量值相符合得很好^[24]. 低能激发模式很好地再现了 2_1^+ 和 4_1^+ 态;中能激发模式对 6_1^+ — 10_1^+ 态的再现值稍稍大一点,但 12_1^+ — 18_1^+ 态的计算值与

实验值却又符合得很好;最后,高能激发模式很好地再现了 18_1^+ — 34_1^+ 态的能谱,整体再现得颇为满意. 计算还揭示 ^{182}Os 核的相变共存区就是相变临界点, 6_1^+ 和 18_1^+ 态,与实验结果完全一致.

表 3 ^{182}Os 核 yrast 谱的理论计算值与实验值^[27]的比较 (MeV)

能态	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	26	28	30	32	34
高能态	0.000	0.119	0.330	0.600	0.974	1.402	1.882	2.420	3.011	3.768	4.480	5.247	6.073	6.949	7.870	8.840	9.851	10.900
实验值	0.000	0.127	0.400	0.794	1.278	1.812	2.346	2.841	3.320	3.857	4.481	5.193	5.988	6.861	7.805	8.820	9.913	10.071
中能态	0.000	0.371	0.742	1.125	1.515	1.939	2.375	2.841	3.324	3.834	4.379	4.950						
低能态	0.000	0.140	0.362	0.611	0.766	1.120												

表 4 ^{182}Os 核的某些能量值 (MeV)

激发模式	玻色子能量		玻色子的结合能		基准态的总能量	基准态的对称性
	E_S	E_D	s	d		
高	-3.818	-3.084	0.000	0.734	100.758	$SU(3)$
中	-3.597	-3.002	0.000	0.595	91.827	$U(5)$
低	-3.548	-3.052	0.000	0.494	90.751	$SU(3)$

注:为了方便,已选取 s 波色子的结合能为核体系结合能的计算参考点.

表 5 ^{182}Os 核相变时耗能的比较 (MeV)

激发核的退耦通道	$\Delta E_b / N_b$	$\Delta E_f = E_\gamma$	ΔE_s
无结构相变时 20→14	0.000	4.480—2.420	2.060
无结构相变时 8→4	0.000	1.515—0.362	1.153
有结构相变时 20→14	8.931/23	4.481—2.841	2.029
有结构相变时 8→4	1.076/23	1.278—0.400	0.925

计算结果显示(见表 4):d-波色子总能量、体系的集体性(有序度)和三个相应基准态的总能量由大到小的排列顺序都是:高激发—中激发—低激发. 这正是核体系把在被激发时存储的结构能(成序能)逐级转化为辐射能以后,才从高激发态退激发到中激发态,最后再到低激发态的. 它证实了最初猜想:受激原子核,总是发生从较高激发—较高有序态到较低激发—较低有序态的结构相变. 这也可以用相应基准态的总能量差(即成序能差)来加以描述. 这样,核形状相变理论与朗道经典热相变理论之间就有了某些相似的描述术语和物理内涵^[32,33].

又从能量的角度看,对于理想波色体系,总体上核体系的总能量 E_s 分为两部分:能释放出来的自由部分 E_f (辐射能 $E_\gamma(I \rightarrow I-2) = E_f(I) - E_f(I-2) = \Delta E_f(I)$) 和不能立即释放的结构束缚能 E_b 部分(即总结合能,成序能). 但是,两者在结构相变时

是能互相转换的. 微观上,它又是所有玻色子总能量的总和,即

$$E_s = E_f + E_b = \sum_i n_i E_{i,1},$$

在 $\Delta I = 2$,

$$\begin{aligned} \Delta E_s &= \Delta E_f + \Delta E_b = \Delta \sum_i n_i E_i \\ &= \sum_i \Delta n_i E_i + \sum_i n_i \Delta E_i = E_\gamma, \end{aligned}$$

则有

$$E_\gamma = \Delta E_f = \sum_i \Delta n_i E_i,$$

$$\Delta E_b = \sum_i n_i \Delta E_i = \sum_i n_i \Delta E_{i,1}.$$

这里 $E_{i,1}$ 是第 i 个玻色子的总结合能. 这些等式表明,原子核体系在没有相变($\Delta E_b = 0$)时的被激发或退耦合中,该吸收或释放的能量 E_γ 完全用于 γ -吸收或辐射;在有相变时, E_γ 还与改变基准态结构的用能 ΔE_b 有关,它是 ΔE_b 和 ΔE_f 之和. 由于传输能量需要时间(有惰性),从能量源的响应看,核体系在被激发时,激发源以较慢的方式提供最少的能量;但在退耦合中,核子系统又以较慢的方式释放最少的能量. 当被激核退耦到共存区时,基准态结构能的改变小于对应的能级跃迁的能量值,加之有基准态重组的有利条件,因而有足够的时间完成基准态的结构相变并辐射 E_γ ;而在非共存区中没有重组条

件,只能以跃迁方式释放能量.这正是对唯象上“能量有利”解释的微观阐述.

表5揭示,在相变共存区,单个核子平均结构能的改变的确很小,结构相变也容易实现;通过结构相变和退耦合方式释放能量是经济的.高能激发模式到中能激发模式很光滑,而中能激发模式到低能激发模式却较为激烈.反过来,在相变共存区,由于核转动减慢,减小了核子及其核子对之间的相互作用强度,引发组态重组,实现核结构改变.它对单个核子平均结构能的改变虽然很小,可对整个核结合能的改变就很大,即核结合能对核结构极端敏感.这与 Cakirli 和 Casten 等^[34]的最新工作(核结合能对集体结构高度的敏感)是一致的,对此给出了一个可靠的微观注释.

4. 结 论

对于一个原子核中发生的从一种激发模式向着另一种激发模式过渡的识别和机理,本文提供了一个新理解:由于退激发能量解除了原有激发模式的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,引发激发模式基准态结构重组,在相变共存区实现新旧激发模式基准态的过渡.对重组过程中的能量关系作了一般性讨论,并把这种理解合理地推广去描述同一核中的两次 RDSPT,使得核形状相变理论与朗道经典热相变理论之间有了某些相似的描述术语和物理内涵.最后,以¹⁸²O₈核中发生的 $SU(3) \rightarrow O(6) \rightarrow SU(3)$ 为例作了详细说明.

- [1] Iachello F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3580
- [2] Iachello F 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 05250
- [3] Jolie J, Casten R F, Brentano P von, Werner V 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 162501
- [4] Casten R. F 2006 *Nature Physics* **2** 811
- [5] Jolie J, Casten R F 2005 *Nuclear Physics News* **15** 20
- [6] Niksic T, Vretenar D, Lalazissis G A, Ring P 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 092502
- [7] Leviatan A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 242502
- [8] Regan P H, Beausang C W, Zarnfir N V 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 152502
- [9] Meng J, Zhang W, Zhou S G, Toki H, Geng L S 2003 arXiv nucl-th/0312055v1
- [10] Zhang Y, Hou Z F, Liu Y X 2007 *Phys. Rev. C* **76** 011305
- [11] Liu Y X, Mu L Z, Wei H Q 2006 *Phys. Lett. B* **633** 49
- [12] Liu M L 2007 *Phys. Rev. C* **76** 054304
- [13] Shen S F, Chen Y B, Xu F R, Zheng S J, Tang B, Wen T D 2007 *Phys. Rev. C* **75** 047304
- [14] Leviatan A, Iachello F 2008 arXiv nucl-th/0812.4034v1
- [15] Yang S, Philip M. Walker, Xu F R, Liu U X 2008 *Phys. Lett. B* **659** 165
- [16] Shi Z Y, Tong H, Shi Z Ya, Zhang C M, Zhao X Z, Ni S Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1329 (in Chinese) [石筑一、童红、石筑亚、张春梅、赵行知、倪绍勇 2007 物理学报 **56** 1329]
- [17] Shi Z Y, Zhang C M, Tong H, Zhao X Z, Ni S Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1564 (in Chinese) [石筑一、张春梅、童红、赵行知、倪绍勇 2008 物理学报 **57** 1564]
- [18] Wang H, Zhang H, Shi Z Y, Lei Y X, Tong H, 2008 *Journal of Southwest University (Natural Science Edition)* **30** 48 (in Chinese) [汪红、张欢、石筑一、雷玉玺、童红 2008 西南大学学报(自然科学版) **30** 48]
- [19] Shi Z Y, Tong H, Zhang H, Wang H, Lei Y X, Zhao X Z, Ni S Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** (in Chinese) [石筑一、童红、张欢、汪红、雷玉玺、赵行知、倪绍勇 2009 物理学报 **58**]
- [20] Yang Z S, Liu Y, Qi H 1984 *Nucl. Phys. A* **421** 297
- [21] Yang Z S, Liu Y, Tian X Q 1982 *High Energy Phys. & Nucl. Phys.* **6** 472 (in Chinese) [杨泽森、刘庸、田晓岑 1982 高能物理与核物理 **6** 472]
- [22] Liu Y, Shi Z Y, Dan H J, Sang J P 1995 *Chinese Journal of Nuclear Physics* **17** 194
- [23] Shi Z Y, Liu Y, Sang J P 2000 *Chin. Phys.* **9** 9
- [24] Shi Z Y, Liu Y, Sang J P 2001 *Chin. Phys.* **10** 282
- [25] Shi Z Y, Zhao X Z, Tong H 2003 *Chin. Phys.* **12** 732
- [26] Shi Z Y, Ni S Y, Tong H, Zhao X Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 734 (in Chinese) [石筑一、倪绍勇、童红、赵行知 2004 物理学报 **53** 734]
- [27] Chu S Y, Nordberg H, Firestone R B, Ekström L P 2005 *Isotope Explorer* 3.0 //ie.lbl.gov/toi.htm.
- [28] Pattison L K, Cullen D M, Smith J F, Fletcher A M, Walker P M, El-Masri H M, Podolyak Z, Wood R J, Scholey C, Wheldon C, Mukherjee G, Balabanski D, Djongolov M, Dalsgaard T, Thisgaard H, Sletten G, Kondev F, Jenkins D, Lane G J, Lee I Y, Macchiavelli A O, Frauendorf S, Almeded D 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 182501
- [29] Tandel U S, Tandel S K, Chowdhury P, Cline D, Wu CY, Carpenter M P, Janssens R V F, Khoo T L, Lauritsen T, Lister C J, Seweryniak D, Zhu S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 182503
- [30] Goodman A L 1999 *Phys. Rev. C* **60** 014311
- [31] Kaneko K, Hasegawa M, Mizusaki T 2002 *Phys. Rev. C* **66** 051306(R)
- [32] Landau L D, Lifshitz E M 1980 *Statistical Physics Part 1* (3rd Edition Oxford: Pergamon Press.) p.257—260, p.446—516

[33] Wang Z C 2003 *Thermodynamics and statistical physics* (3rd ed. Beijing: Higher education press.) 132—140. (in Chinese)

[34] Cakirli R B, Casten R F, Winkler R, Blaum K, Kowalska M. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 082501

Nuclear shape phase transition $SU(3) \rightarrow U(5) \rightarrow SU(3)$ of the yrast-band structure in ^{182}Os from nucleonic order*

Tong Hong¹⁾ Zhang Chun-Mei²⁾ Shi Zhu-Yi^{1)†} Wang Hong¹⁾ Ni Shao-Yong¹⁾

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

2) (Department of Basic Science, North University for Ethnicity, Yinchuan 750021, China)

(Received 9 March 2009; revised manuscript received 6 August 2009)

Abstract

That quantum phase transition (QPT) that occurs at the same nucleus causing the change of the basic state by rotation can be understood as an evolution from a higher-ordered and high-excitation model to another lower-ordered and high-excitation one, which implies a nucleus populated at high-momentum state decoupling firstly to the yrast-band with some E2-transitions mode, then to the coexist region (or critical point), wherein the structure-energy is released. The change of the nucleon coupling intensity is caused, finally the basic state of the lower-ordered excitation model is reconstructed, the evolution of basic states structure is accomplished. This description of nuclear QPTs has endowed them with some similar to Landau's classical quantum thermal phase transition in terminology and physical significance. This standpoint is generalized into the phase transitions that occur at the same nucleus one after another. As an example, for the ^{182}Os nucleus, the problem is discussed carefully, and the enhanced sensitivity of nuclear binding energy to collective structure is demonstrated.

Keywords: quantum phase transition, evolution of yrast – band structure, microscopic sdIBM- \bar{F}_{\max} approach, ^{182}Os nucleus

PACC: 2110R, 2160E, 2320L

* Project supported by the Science Foundation of Guizhou Province, China (Grant No: Qian Ke He J Zi: [2009]2071).

† Corresponding author. E-mail: Shizhuyi@vip.sina.com.cn