

原子核形变和对关联的交织 核相图

徐躬耦 张敬业

(兰州大学) (中国科学院近代物理研究所)

摘 要

一起考虑规范空间,可以把原子核形状的突变和对关联的突变联系起来进行分析.这样,不仅表明 E_2 跃迁在回弯处的强烈减弱可以合理地作为确定原子核形状相变的一个判据,而且原子核形变和对关联的交织也能够清楚地显示出来.

原子核高自旋态中的回弯现象已为大家所熟知,但是回弯的机理究竟是科氏力作用下的对崩溃 (pairing collapse), 还是转动排列 (rotation alignment), 抑或是形状相变, 这个问题尚需进一步深入研究. Mottelson 和 Valatin^[1] 早在发现回弯前提出的从超流相到正常相的相变, 尚未在实验结果中完全展现出来. Stephens 和 Simon^[2] 证明至少一些稀土区大变形核的回弯是具有高 i 低 Q 的粒子对的转动排列. 至于形状相变, 则目前还只有比较零星的知识^[3].

目前确定形状相变的主要依据是: 原子核基态形状的理论计算和电四极跃迁在回弯处的强烈减弱^[4,5].

例如, 在 $Z \lesssim 82$, $N \lesssim 126$ 区, 以 Hg 的一些缺中子同位素为例^[5], 在 ^{184}Hg , ^{186}Hg , 和 ^{188}Hg 中一个准转动带和另一个转动带分别在 2^+ , 4^+ , 6^+ 处发生交叉, 从而导致转晕带的转动惯量的回弯. 对于这些核的势能面的理论计算^[6]指出存在着两个谷, 分别处于 $\gamma = 0^\circ$ 及 $\gamma = 60^\circ$. 但因势能面的理论计算非常复杂, 对于这些 Z 接近 82, N 接近 126 的核, 两个谷又都不够很深, 所以原子核基态形状不能毫无疑问地用理论计算来确定. 辅以关于寿命的测量结果后, 才能比较可信地认为是从接近于球对称的扁椭球到长椭球的相变.

又如在 $50 < Z, N < 82$ 区, 以 Ce 的缺中子同位素为例^[7,16], ^{134}Ce 的 E_2 跃迁在回弯处强烈减弱, 很可能是一种从接近球对称的扁椭球到长椭球的形状相变^[9]. 但是势能面的理论计算仅指出有这种可能性^[6]. 虽则 Reinecke 和 Ruder^[8] 认为这种现象可以由转动排列来解释, 但为什么一对粒子的排列能如此强烈地改变原子核的集体性质, 是一个疑问. Stephens 等^[9]从 ^{131}Ce 的脱耦合带的性质认为 ^{130}Ce 的回弯不会是由于 $h_{11/2}$ 中子对的转动排列, 有可能是由于 $h_{11/2}$ 质子对的转动排列. 即令如此, ^{134}Ce 的回弯仍可能是由属于从接近

本文 1978 年 6 月 15 日收到.

1) 根据一般理论估算, 对崩溃和转动排列效应导致的 E_2 跃迁和刚体值的偏离不会大于 20~30%, 因此 E_2 跃迁几率和刚体值的偏离, 可以认为是形状相变的一个新的可能的判据. 详见文献 [4] 及所引有关文献的论证.

于球对称的扁椭球到长椭球的形状相变, 但有待于更多的论据来确证。

至于在 $50 < Z < 82$, $82 < N < 126$ 区, 仅 Stephens 等^[10]从 ^{151}Gd 的能谱认为它同时存在一个接近于球对称的形状和另一种长椭球形状; 但如果解释为变形壳效应, 则实验结果所指出的形变没有那样大。对于 Er 的一些缺中子同位素, Stephens 等^[11]曾从 ^{157}Er , ^{159}Er 等核的脱耦合带的性质认为邻近的偶偶核的回弯与 $i_{13/2}$ 中子对的转动排列密切相关。但是对于 ^{156}Er 而言, 只有在大变形时才可能填充 $i_{13/2}$ 轨道, 故不大可能是由于 $i_{13/2}$ 中子对的转动排列所致。Stephens 等的论点不能直接用到 ^{156}Er 这个核。最近关于 ^{156}Er 的 $E2$ 跃迁的实验结果^[12], 显示出 $E2$ 跃迁在回弯处的强烈减弱, 故比较可能属于从接近球对称的扁椭球到长椭球的形状相变^[4], 但同样需要进一步的论证¹⁾。

总之, 要肯定形状相变, 需要有一种明确的判据。 $E2$ 跃迁在回弯处强烈地偏离于刚体值也许是确认从接近球对称的扁椭球到长椭球的形状相变的一种有力判据, 但还需要从不同侧面来肯定这一点。进一步来说, 也只有从不同的侧面去考察一个问题, 才能获得更全面的知识。

由于原子核的有限核子数, 在讨论原子核的相变问题时, 需要特别审慎, 具体分析。原子核内核子的填充情况及核子的排列情况都不能用连续变量来表述, 所以不能认为是严格的统计意义的相。但如形变和对关联等这些集体性质它们能用连续变量来表述, 则可以认为是统计意义的相, 可以在通常意义下讨论相变问题。

考虑到规范空间中的转动, 则对于某种元素来说, 它的各种同位素就是它的各种不同的状态, 中子数 N 就是对转动量子数。具有某种确定的集体性质 (暂时不管内禀性质) 而有不同的 N 、 I 值的那些状态构成一个二维广义带²⁾。这个二维广义带的诸状态的能量 $E_\alpha(N, I)$ 构成一个能量面。这种二维广义带是通常的转动带概念的扩展; 这里用 α 标明这个二维广义带的相性质。至于区别它的不同状态的量子数, 则除转动量子数 I 以外, 还有对转动量子数 N 。如扩展转晕带概念为转晕广义带, 则转晕广义带上的诸状态是对于一定的 N 、 I 值而言能量最低的状态。同样地, 扩展带交叉图象, 不同相的二维广义带的能量面也可以彼此相交。在这种情况下, 转晕广义带的能量面由不同相的二维广义带的能量面组成, 并为它们的交线分成若干区域, 它们在 N - I 平面上的投影就是原子核相图。

如果保持 N 一定, 考虑同一核的 $E(N = N_0, I)$, 则所讨论的就是通常的转晕带的性质。如果保持 $I = 0$, 考虑不同同位素的基态能量 $E(N, I = 0)$, 则所讨论的就是关于对转动的转晕带的性质。但是, 这二者只不过是那个转晕广义带的能量面 $E(N, I)$ 的两个剖面, 自然应把它们联系起来进行综合分析, 以便得到关于核相变的更完全的知识。

把 N 保持一定, 对确定核讨论转晕带的性质的工作做得比较多。关于 Er 的一些缺中子同位素的转晕带的回弯和 $E2$ 跃迁的减弱如图 1, 2 所示, 理论分析结果^[4]如表 1 所示。

表中对于 ^{158}Er , ^{160}Er , ^{162}Er , ^{164}Er 等核的回弯机理, 根据 Stephens 等的实验结果, 认为主要是长椭球状的核内 $i_{13/2}$ 中子对的转动排列; ^{156}Er 的回弯机理, 主要根据它的约化电四

1) 本文写成后, 注意到了 P. Aguer 等^[21]的工作, 他们指出, ^{155}Er 和 $^{157}, ^{159}\text{Er}$ 不同, 出现了回弯 (形状和 ^{156}Er 相似), 这无法用转动排列三个 $i_{13/2}$ 中子来解释, 因而意味着 $N=87.88$ 附近的核出现回弯可能是基于其它原因。这对上述观点是一种支持。

2) 目前, 受可资利用的实验数据的限制, 暂不考虑对于质子数 Z 的变化关系。

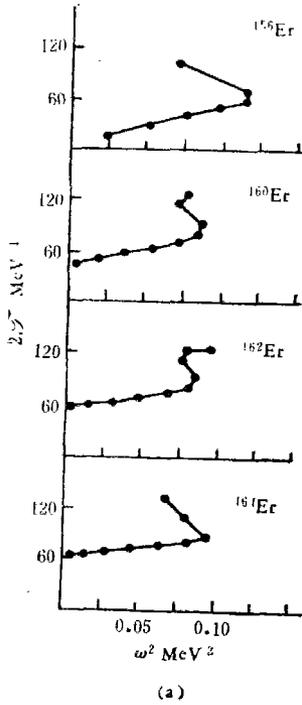


图 1(a) Er 同位素的回弯图^[6]

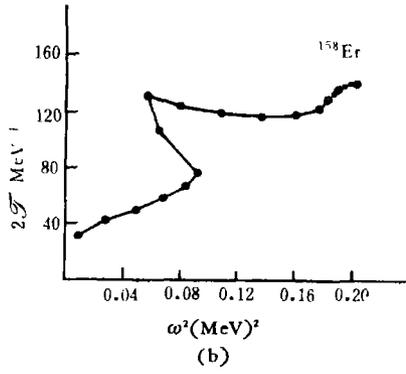


图 1(b) ¹⁵⁸Er 的回弯图^[17]

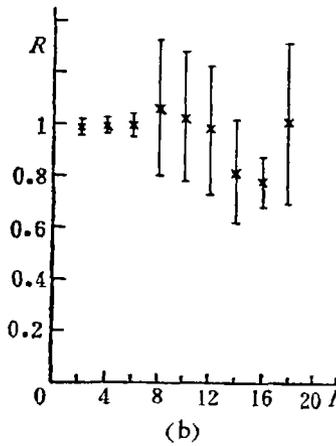
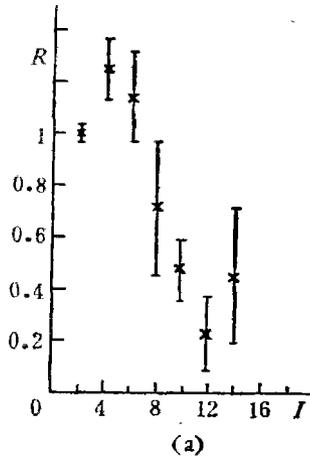


图 2(a) ¹⁵⁶Er 的 $R(E2, I \rightarrow I - 2)$ 值 图 2(b) ¹⁶⁰Er 的 $R(E2, I \rightarrow I - 2)$ 值

表 1 Er 同位素的回弯机理

核素	临界角动量 I_c	回弯机理
¹⁵⁶ Er ₈₈	~13	从接近球对称的扁椭球转变到长椭球
¹⁵⁸ Er ₉₀	~14	具有长椭球形变的核内 $i_{13/2}$ 中子对的转动排列 ^[11]
¹⁶⁰ Er ₉₂	~28	具有长椭球形变的核内另一 $i_{13/2}$ 中子对的转动排列或 $h_{11/2}$ 质子对的转动排列 ^[17]
¹⁶² Er ₉₄	~18	具有长椭球形变的核内 $i_{13/2}$ 中子对的转动排列
¹⁶⁴ Er ₉₆	~16	具有长椭球形变的核内 $i_{13/2}$ 中子对的转动排列

极跃迁几率与转子模型结果之比

$$R(E2, I \rightarrow I - 2) = \frac{B_{\text{exp}}(E2, I \rightarrow I - 2)}{B_{\text{rot}}(E2, I \rightarrow I - 2)}$$

在 I_c 处剧降至 0.231 ± 0.141 这一点来判定。

把表 1 所示关于 Er 同位素的结果画在 $N-I$ 平面上, 就有如图 3 所示的核相图。因为原子核内核子的数目有限, 零点振动这种量子效应比较重要, 不能象宏观物体那样具有非常明确的形状等集体性质, 所以核相图上的分界线应是比较模糊的。还应当注意, 理论分析所得的 I_c , 依赖于理论模型, 具有一定程度的不确定性。但是这种模糊或不确定性不会影响我们对问题作定性的讨论。

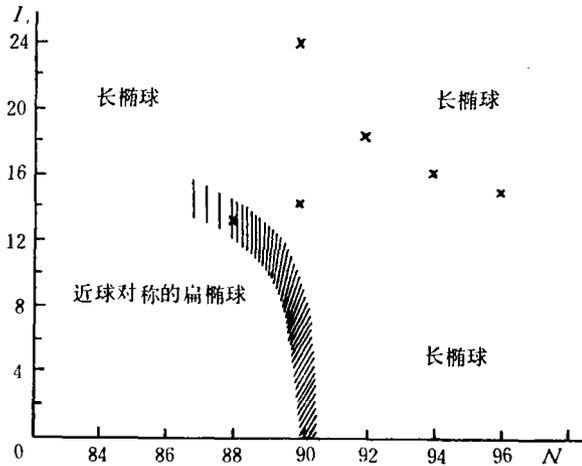


图 3 Er 的相图

如果表 1 所列关于 Er 同位素的结果是正确的, 则从核相图上看, 在关于对转动的转晕带 $E(N, I = 0)$ 上进行考察时, 必然会看到从接近球对称的扁椭球到长椭球的形状相变。为此, 我们分析对转动问题。

可以用类似于研究四极激发的方式研究对激发^[13]。由于核子间的短程的对力作用, 可以引起角量为零的核子对的激发, 如果存在着一些激发能较低且近乎简并的激发组态, 则原子核的基态会有强的对关联。用比较抽象的类比的语言来表述, 就是说原子核的基态在规范空间中具有了永久形变。这种形变破坏了原子核在规范空间中的对称性, 于是可以谈得上相应的对转动, 并可以分析对转动惯量与对转动角速度的变化关系^[14]。对于 Er 及其他一些稀土元素的计算结果如图 4 所示。在图上可以看到在 $N = 88-90$ 处的确出现有对转动惯量的突变。因为对转动惯量与对关联强度的平方成正比, 所以也意味着在 $N = 88-90$ 处存在对关联强度的突变。而从核相图上看问题, 自然应得出结论, 这种对关联的突变是和核形变的突变紧密地联系在一起。

对于这些稀土核而言, 中子数刚超过 82 时, 它的基态一般具有接近于球对称的扁椭球形状。此时, 由于不存在大量的激发能很低而又近乎简并的激发核子对的组态, 对关联较弱, 对转动惯量亦较小。强的对关联将激发一些核子对, 于是长程的四极-四极作用使得产生了长椭球状的形变。唯此时四极-四极作用的影响还不够显著, 所以这种具有长椭

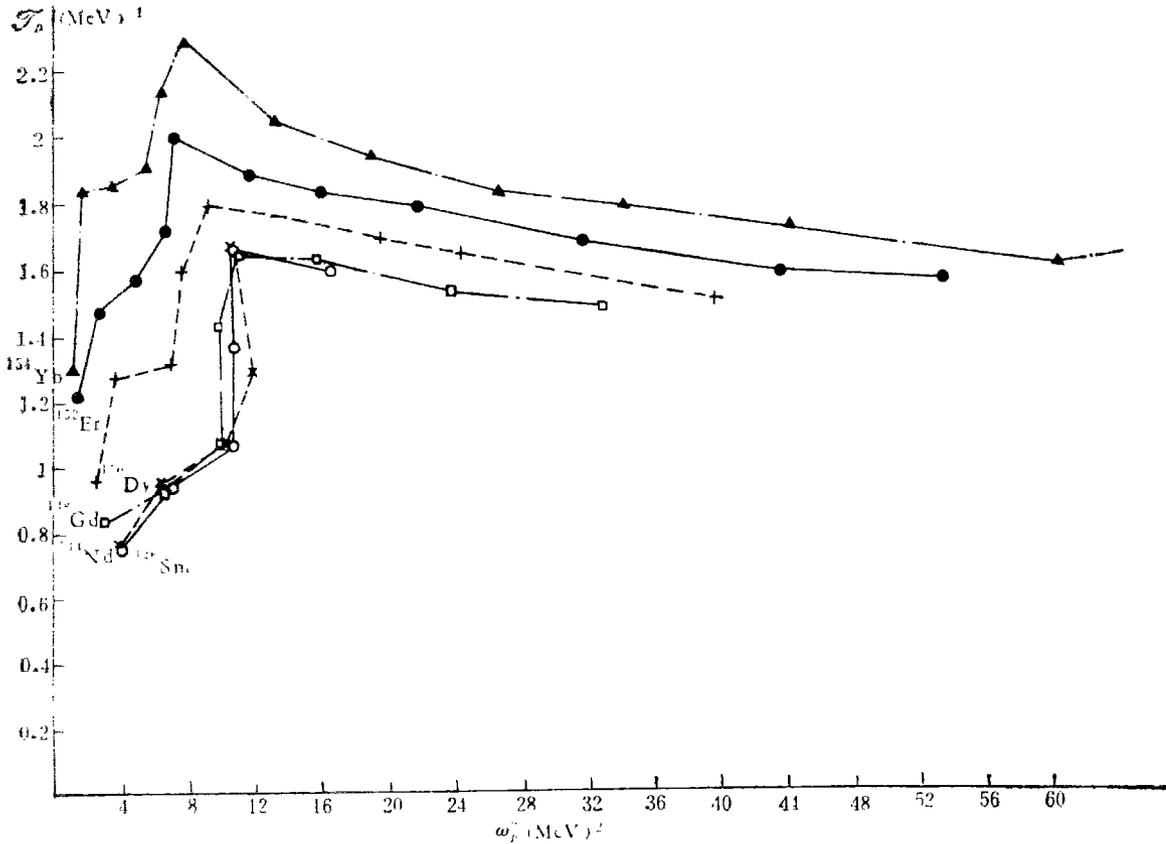


图4 对转动惯量与对转动角速度的变化关系

此图是根据文献[19]的数据用[14]的方法作出的。为了求得[14]的公式中的 α 值,个别核的质量因无数据,是用外插法求得的 ●₆₈Er; +₆₆Dy; ▲₇₀Yb; ○₆₂Sm; ×₆₀Nd; □₆₄Gd

球状形变、对关联较强,因而对转动惯量较大的状态具有较高的能量。随着对转动量子数即中子对数的增大,首先发生对关联程度和原有的形变的增大。这点一方面表现为图4上对转动惯量的增大;另一方面亦表现为准转动带中转动惯量的增大。如果对转动量子数或中子对数继续增大,则长程的四极—四极作用的影响变得更为显著,因而形变为长椭球的对转动惯量较大的状态较之形变为扁椭球的对转动惯量较小的状态反而具有较低的能量,变成了基态。正是这种四极—四极作用与对力作用的同时存在和相互影响,构成了形变与对关联的交织。在某一对转动量子数的临界值,对转动惯量突然增大,表明了同时出现有从接近球对称的扁椭球到长椭球的形状相变。同样,在某一角动量临界值,原子核形变的突然增大,可能也伴随着发生了对关联程度的突变。所以, Mottelson 和 Valatin 早先提出的从超流相到正常相的转变虽尚未在实验结果中完全展现出来,而对关联强度发生突变的那种转变却比较容易发生。

上面的讨论是就 Er 的同位素来说的,对于邻近的一些元素也有类似的性质。例如,在所考虑的区域,对转动惯量与对转动角速度的变化关系具有很明显的共同特征。理论计算指出^[15],势能函数可能在 $\gamma = 0^\circ$ 及 60° 各存在一个不深的谷,因此:

(i) 势能函数不能简单地表示为 β 的二次式, 故并不具有谐振动谱的特征, 而具有准转动谱的特征;

(ii) 形变 β 的涨落 $\Delta\beta$ 大, 振动频率 $\omega_{\text{vib}} \sim \frac{\hbar}{(\Delta\beta)^2}$ 比一般球形核要小得多, 而和它的转动频率 $\omega_{\text{rot}} \sim \frac{\hbar}{\beta^2}$ 相近, 结果准 β 带的带头特别低^[20];

(iii) 势能谷很浅, 转动所产生的离心势的影响很显著, 随着角动量 I 的增大, 平均形变 $\bar{\beta}$ 随之增大, 因而转动惯量亦随之增大. 如用基态的转动惯量增长率与转动惯量之比来定义软度,

$$\sigma = \left[\frac{1}{\mathcal{I}} \frac{d\mathcal{I}}{dI} \right]_I = 0$$

则这一区域的核的软度比邻近核的软度要大几个数量级^[15].

根据这些事实, 可以认为这种形状和对关联的突然转变是从球形核向长椭球形变核过渡时都会发生的现象. 结合 ^{151}Gd 的 $13/2^+$ 及 $11/2^-$ 两个带中观测到的不同形状的共存, 可以预期 ^{150}Gd 核在一定的角动量临界值也会发生形状相变和伴随着的对关联的突变.

现在再讨论关于转动排列的问题. 从图 3 看起来, 发生转动排列的临界角动量 I_c 的值不能联成光滑的曲线. 这是由于下述缘故:

(i) 在一般的形变下, ^{156}Er 不填充 $i_{13}^{\frac{1}{2}}$ 能级, 这种内禀性质的不连续的变化, 使得必须把 ^{156}Er 与 $^{158,160,162,164}\text{Er}$ 等分开考虑;

(ii) I_c 的理论分析结果与理论模型有一定的依赖性, 特别在 I_c 以上的实验数据不足的情况下, 尤其如此. 这会使 $^{158,160,162,164}\text{Er}$ 等核的 I_c 值具有某种程度的不规则性. 还应当指出, ^{158}Er 位于转变区, 它有可能是混杂有扁椭球和长椭球两种形变或三轴不对称的核, 这也会导致上述表现的不规则性.

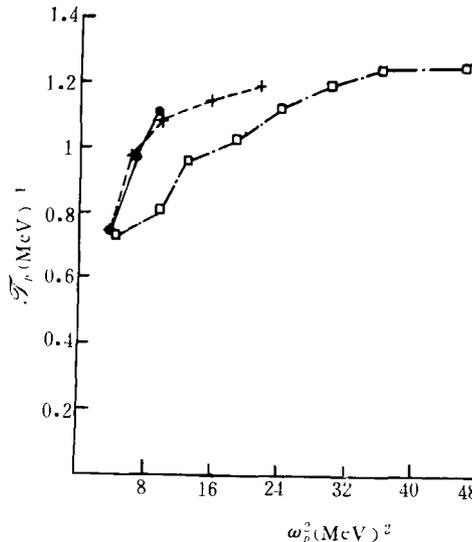


图 5 Hg 和 Ce 的对转动惯量与对转动角速度的关系

●Ce(add); +Ce(rem); □Hg(rem). add: 表增添一对中子, rem: 表减少一对中子

对于以 Hg 及 Ce 为代表的两个存在形状相变的区域,原则上也可以考虑这样的核相图。它们的对转动惯量和对转动角速度的变化关系如图 5 所示。但由于受可资利用的原子核质量数据的限制,不能可靠地把曲线延展到临界点以外,因而不能明确地显示出对关联和形状的突变。当然也存在这样的可能,在某些特殊情况下,与原子核形状突变相联系着的对关联的突变可以很小,以致对转动惯量并不鲜明地显示出突变来。

概括起来,在核相图上综合考虑形变和对关联的交织,不仅表明 $E2$ 跃迁在回弯处强烈地偏离于刚体值可以合理地作为形状突变的一个判据,而且还表明在发生这种形状突变的同时还发生了对关联的突变。虽然,由于实验资料的不足,分析结果是初步的,但可以说这种形变和对关联的交织以及核相图的利用,在今后的研究中是值得注意的。

参 考 文 献

- [1] B. R. Mottelson and J. G. Valatin, *Phys. Rev. Lett.*, **5** (1960), 511.
- [2] F. S. Stephens and S. Simon, *Nucl. Phys.*, **A183** (1972), 257.
- [3] R. K. Sheline, in *Proc. of 3rd Inter. Conf. on Nucl. far from Stability*, (Geneva, 1976), 351.
- [4] 张敬业、李君清、高元义, *高能物理与核物理*, **2** (1978), 67.
张敬业, *高能物理与核物理*, **2**(1978), 558.
- [5] D. Protel, R. Diamond, P. Kienle, J. Leigh, K. H. Maier and F. Stephens, *Phys. Rev. Lett.*, **31** (1973), 896.
J. H. Hamilton et al., *Phys. Rev. Lett.*, **35** (1975), 562.
J. D. Cole et al., *Phys. Rev.*, **C16** (1977), 2010.
N. Rud, D. Ward, H. R. Andrews, R. L. Graham, and J. S. Geiger, *Phys. Rev. Lett.*, **31** (1973), 1421.
R. Beraud, M. Meyer, M. G. Desthuilliers, C. Bourgeois, P. Kilcher and J. Lefessier, *Nucl. Phys.*, **A284** (1977), 221.
- [6] I. Ragnarsson, A. Sobczewski, R. K. Sheline, S. E. Larsson, and B. Nerlo-Pomorska, *Nucl. Phys.*, **A233** (1974), 329.
- [7] D. Husar et al., *N. P.* **A292** (1977), 267.
- [8] M. Reinecke and H. Ruder, *Z. Physik.*, **A282** (1977), 407.
- [9] J. Gizon, A. Gizon, R. M. Diamond and F. S. Stephens, *Nucl. Phys.*, **A290** (1977), 272.
- [10] P. Kleinheinz, R. K. Sheline, M. R. Maier, R. M. Diamond and F. S. Stephens, *Phys. Rev. Lett.*, **32** (1974), 68.
- [11] E. Grosse, F. S. Stephens and R. M. Diamond, *Phys. Rev. Lett.*, **31**(1973), 840.
- [12] B. Bochev et al., in *proc. of Conf. on Nucl. Struc. Tokyo* (1977), p. 399.
- [13] 徐躬耦、王顺金、刘敦桓、杨亚天、毛铭德, *物理学报*, **25**(1976), 226.
- [14] R. P. J. Perazzo and S. L. Reich, *Phys. Lett.*, **55B** (1975), 354.
- [15] M. A. J. Mariscotti, G. Scharff-Goldhaber and B. Buck, *Phys. Rev.*, **178** (1969), 1864.
- [16] R. O. Sayer et al., *Atom. Data and Nucl. data tab.*, **15** (1975), 85.
- [17] I. Y. Lee et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 1454.
- [18] K. Pomorski et al., *Nucl. Phys.*, **A283** (1977), 394.
- [19] A. H. Wapstra et al., *Atom. Data and Nucl. Data Table*, **V19** (1977), 175.
- [20] P. Aguer et al., in *Proc. of 3rd Inter. Conf. on Nuclei far from Stab*, (Geneva, 1976), p. 377.
M. Sakai et al., *Atom. Data and Nucl. Data Tab.*, **V15** (1975), 513.
- [21] P. Aguer et al., *J. Phys.*, **G3** (1977), L157.

THE INTERPLAY OF NUCLEAR DEFORMATION AND PAIR CORRELATION NUCLEAR PHASE DIAGRAM

XU GONG-OU

(Lanchow University)

ZHANG JING-YE

(Institute of Modern Phys. Acad. Sin.)

ABSTRACT

Bringing together the gauge space into consideration, the sudden transition of nuclear shape can be analyzed in association with that of pair correlation. Thus, not only the dramatic retardation of the E2 transition rate at the backbending can be reasonably used as a criterion for establishing the shape transition, but also the interplay of nuclear deformation and pair correlation can be clearly shown.