第10卷 第2期 高能物理与核物理 Vol. 10, No. 2
1986年3月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS Mar., 1986

原子核内新的转动不变性的探索

顾 金 南
(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

对于 $\lambda=2,4,6\cdots$ 的偶极性轴对称形变核，除存在着 $R(\pi)$ 不变性外，在某些核中可能还存在着 $R(\pi/2)$ 不变性. 本文从理论上一般地分析了出现新的形变对称性的可能性. 主要分析了出现 $R(\pi/2)$ 不变性的条件，满足 $R(\pi/2)$ 不变性的波函数和矩阵元中所谓的记号因子 $\sigma^{(4)}$ 相关项. 用此可以解释实验能谱和 $B(E2)$ 值中出现的一些 $I/2$ 奇偶现象. 本文还提出了可能存在 $R(2\pi/3)$ 不变性的条件.

一 引 言

具有转动谱的原子核的特征是存在形变. 形变使转动不变性受到破坏，但由于形变的某些对称性，仍保持相应的转动不变性. 例如轴对称形变，则有绕对称轴转任意角度的不变性. 因而核有确定的好量子数 K，即角动量 I 在对称轴上的投影 K 是个守恒量. 对于 $\lambda=2,4$ 等的轴对称形变核，还有绕垂直于对称轴的轴转动 $180°$ 的不变性，以后简称 $R(\pi)$ 不变性[1]. 于是在矩阵元中出现记号因子 $\sigma^{(2)}$ 这个量子数，对于 $K\neq 0$ 的转动带，就分成对应于不同量子数 $\sigma^{(2)}$ 的两组. 所以在分析转动谱时，首先应分析形变的对称性及其相应的对转动自由度的限制.

那么，原子核是否还存在其它的转动不变性呢? 这是一个感兴趣的问题. 本文所要探索和讨论的就是这个问题. 对某些偶极性 ($\lambda=2,4,6,\cdots$) 轴对称形变核的 $K^\pi=0^+$ 和 0^- 带，例如 ^{218}Ra 核，除 $R(\pi)$ 不变性外，还存在或者近似地存在着 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性. 这样就可以从理论上解释这些核 $K^\pi=0^+$ 和 0^- 带的能级能量和 $B(E2)$ 的 $\frac{I}{2}$ 奇偶效应[2]. 对于奇极性 ($\lambda=1,3,5,\cdots$) 轴对称形变核，在某些核中存在 $R\left(\frac{2\pi}{3}\right)$ 不变性的可能性，本文也作了探讨.

首先，本文简述了 $R(\pi)$ 不变性. 而后，一般地讨论了转动不变性问题. 在原来的描述核表面半径矢量的勒让特多项式表示中，对偶极性 ($\lambda=2,4,\cdots$) 轴对称形变，只有 $R(\pi)$ 不变性. 但变到第一类契贝谢夫多项式 $T^{(n)}(\cos\theta)$ 后，从数学形式上看，$T^{(n)}(\cos\theta)$

本文1984年6月5日收到.

就具有 $R\left(\frac{2\pi}{n}\right)$ 不变性．但关键是这种 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性的物理内容，以及实验上是否已给出这种不变性存在的信息，即实试检验．实际上，实验上已积累了一些给出 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ ($n=4$) 不变性效应的数据．下文将对此进行较详细的讨论．本文从理论上给出了原子核出现 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性效应的条件，主要是要求十六极形变比较大．再有，我们对满足 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性的波函数作了讨论，其转动波函数由两部分组成，即由满足 $R(\pi)$ 不变性的波函数及其经过转动 $\frac{\pi}{2}$ 后的波函数两部分组成．显然，D 函数 $\mathscr{D}^I_{MK}$ 不是 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 算子的本征态，这就增加了问题的复杂性．最后，求出了记号因子 $\sigma^{(4)}$ 的近似值．对奇极性 ($\lambda=1, 3, 5, \cdots$) 轴对称形变核，讨论了存在 $R\left(\frac{2\pi}{3}\right)$ 不变性的可能性及存在这种不变性的条件，即要求八极形变较大．

二 转动不变性

现有的能谱实验数据（能级能量、电磁跃迁等）表明，原子核系统的整体转动和内禀运动可以近似分离．在这样的形变原子核中，描述内禀自由度的出发点是分析非球形势中的单粒子运动．当然，这种非球形势具有转动谱所显示出来的对称性和平衡形状．通常，这种平衡形状具有轴对称性和 $R(\pi)$ 不变性．所测量的矩表明，主要的形变是四极轴对称的．这种形变 Nillson 势[3]

$$V=\frac{1}{2}\hbar\omega_0(\varepsilon)\rho^2\left(1-\frac{2}{3}\varepsilon p_2(\cos\theta)\right), \tag{1}$$

系统的 Hamiltonian

$$H=\frac{1}{2}\hbar\omega_0(\varepsilon)\left[-\Delta+\rho^2\left(1-\frac{2}{3}\varepsilon p_2(\cos\theta)\right)\right]-V_c, \tag{2}$$

公式中的符号及其意义参看文献[3]．这里所说的转动不变性是指对核的内禀形状而言的．在矩阵元中，例如(14)式中记号因子相关项的产生原因，是转动柯里奥利力破坏内禀态二重简并性．因为具有 $R(\pi)$ 不变性的波函数[1]

$$\Psi^{(\pi)}_{IMK}=\left(\frac{2I+1}{16\pi^2}\right)^{1/2}\{\varphi_K(q)\mathscr{D}^I_{MK}(\omega)+(-)^{I+K}\varphi_{\bar{K}}(q)\mathscr{D}^I_{M-K}(\omega)\} \tag{3}$$

φ_K、$\varphi_{\bar{K}}$ 是二重简并态，是在(1)式所示的平均势场下的内禀态．$R(\pi)$ 不变性效应的结果是对于 $K\neq 0$ 的带，转动能不仅包含 $\Delta K=0$ 的项，还包含有 $\Delta K=\pm 2K$ 的项[1]（参阅[1]4-57 式及其解释）

$$\begin{aligned}\langle(H_{\mathrm{rot}})_{\Delta K=\pm 2K}\rangle&=\Delta E_{\mathrm{rot}}\\&=(-)^{I+K}\langle K|h_{2K}|\bar{K}\rangle\frac{(I+K)!}{(I-K)!}\end{aligned} \tag{4}$$

系数 $\langle K|h_{2K}|\bar{K}\rangle$ 表示柯里奥利力作用的 $2K$ 级微扰效应．这里 h_{2K} 是内禀变量的函数，

$\sigma^{(2)}=(-)^{I+K}$，称为记号因子．对 $K\neq 0$ 的带，分成对应于不同量子数 $\sigma^{(2)}$ 两组，这称为记号因子劈裂（*signature spliting*）．在其它物理量中，例如电磁跃迁几率的矩阵元，也会出现记号因子相关项．

如上所述，在分析转动谱时，分析形状的对称性或转动不变性是很重要的．它将给出内禀自由度和集体自由度如何耦合的信息．

迄今为止，关于转动不变性的讨论，限于 $R(\pi)$ 不变性．下面将给出轴对称形变下转动不变性的普遍讨论，以探索存在其它转动不变性的可能性．

显然，形状对称性或核的转动不变性决定于核所具有的平衡形状，或核的平均势场．对于核表面，半径矢量 R 为

$$\begin{aligned} R(\theta\varphi) &= R_0\Big(1+\sum_\lambda \alpha_{\lambda 0}Y_{\lambda 0}(\theta\varphi)\Big) \\ &= R_0\Big(1+\sum_\lambda \beta_\lambda P_\lambda(\cos\theta)\Big), \end{aligned} \tag{5a}$$

这里 $P_\lambda(\cos\theta)$ 是勒让特多项式，$\alpha_{\lambda 0}$、β_λ 均为形变参数．
于是有

$$P_\lambda(-x)=(-)^\lambda P_\lambda(x). \tag{5b}$$

可以分成两组，偶极性 $\lambda=2,4,6,\cdots$ 和奇极性 $\lambda=1,3,5,\cdots$ 两组，前者有 $R(\pi)$ 不变性[1]，后者通常认为没有转动不变性．可以作一个变换使

$$R(\theta)=R_0\Big(1+\sum_n a_n T^{(n)}(\cos\theta)\Big), \tag{6}$$

这里 $T^{(n)}(\cos\theta)$ 是第一类契贝谢夫多项式．可以看到，仍然有类似 (5b) 式的关系式

$$T^{(n)}(-x)=(-)^n T^{(n)}(x), \tag{7}$$

以及两组：$n=0,2,4,\cdots$ 和 $n=1,3,5,\cdots$ 两组．前者仍有 $R(\pi)$ 不变性，从形式上看，两者都有 $R\left(\frac{2\pi}{n}\right)$ 不变性．这里先讨论 n 为偶数时的情况．

$$\begin{cases} T^{(0)}=1, \\ T^{(2)}=2x^2-1, \\ T^{(4)}=8x^4-8x^2+1 \qquad (x=\cos\theta), \\ \cdots \\ T^{(n)}(\cos\theta)=\cos n\theta. \end{cases} \tag{8}$$

$$\begin{cases} a_0=\sum\limits_{\lambda=0,2\cdots}^{\infty} a_{0\lambda}\beta_\lambda=\beta_0+\dfrac{1}{4}\beta_2+\dfrac{9}{64}\beta_4+\dfrac{50}{512}\beta_6+\cdots, \\ a_2=\sum\limits_{\lambda=2,4\cdots}^{\infty} a_{2\lambda}\beta_\lambda=\dfrac{3}{4}\beta_2+\dfrac{5}{16}\beta_4+\dfrac{105}{512}\beta_6+\cdots, \\ a_4=\sum\limits_{\lambda=4,6\cdots}^{\infty} a_{4\lambda}\beta_\lambda=\dfrac{35}{64}\beta_4+\dfrac{63}{256}\beta_6+\cdots, \\ \cdots\cdots\cdots \\ a_n=\sum\limits_{\lambda>n}^{\infty} a_{n\lambda}\beta_\lambda. \end{cases} \tag{9}$$

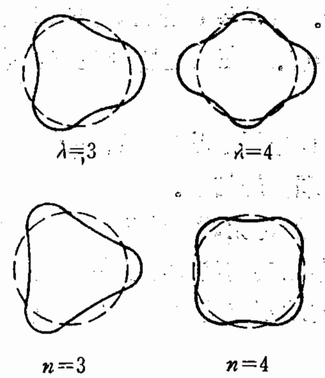

图 1 $\lambda = 3, 4$ 和 $n = 3, 4$ 的示意图形

可见，首先，$a_n T^{(n)}(\cos\theta)$ 项，当 n 为偶时，由 λ 偶次项的 $\beta_\lambda P_\lambda(\cos\theta)$ 组成；其次，a_2 项中主要是 β_2，a_4 项中主要是 β_4，其它项 (β_λ) 的贡献一般地小一个量级；图中给出了 $\lambda = 3, 4$ 和 $n = 3, 4$ 时的示意图形．不过更重要的是，实验上有无这种形状对称性，理论上这种形状对称性会引出什么效应等．下面我们来具体地讨论 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性．

三 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性

从式(8)可见，$T^{(4)}(\cos\theta)$ 具有 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性．初步看来，只要 a_4 大，即 β_4 大，就有 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性效应显示．但这种讨论是形式上的，光形式地看理想的 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性．这就是 $a_2 = 0$ 和 a_4 较大，于是核肯定是转动 $\frac{\pi}{2}$ 不变，即有 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性．

$$a_2 = 0,$$

即

$$\sum_{\lambda=2,4\cdots}^{\infty} a_{2\lambda}\beta_\lambda = 0, \quad \text{可得}$$

$$\beta_2 = -\frac{5}{12}\beta_4 \quad \text{或} \quad \alpha_2 = -\frac{\sqrt{5}}{4}\alpha_4. \tag{10}$$

如不考虑 $\lambda \geqslant 4$ 的项．可见这是一个极强的限制条件．也许只有在近球形核区某些核例如 ^{218}Ra，才能近似地满足这个条件．

第二种情况，$a_4/a_2 \approx 0$．当然，这样的系统不具有 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性．

具有 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性的原子核波函数为

$$\Psi_{IMK}^{\left(\frac{\pi}{2}\right)} \approx \left[1 + R_i^{-1}\left(\frac{\pi}{2}\right) R_c\left(\frac{\pi}{2}\right) + R_i^{-1}(\pi) R_c(\pi) + R_i^{-1}\left(\frac{3\pi}{2}\right) R_c\left(\frac{3\pi}{2}\right)\right] \mathscr{D}_{MK}^{I} \varphi_K \tag{11a}$$

$$\approx \left(1 + R_i^{-1}\left(\frac{\pi}{2}\right) R_c\left(\frac{\pi}{2}\right)\right) \Psi^{(\pi)}_{IMK}. \tag{11b}$$

从 (11a) 式可见，它由四部分组成；但由 (11b) 式可见，它由 $\Psi^{(\pi)}_{IMK}$ (3 式) 及其转动 $\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 后的波函数两部分组成。这里 φ_K 不仅是二重简并，而且是四重简并的(这时势场(1)式必须作某种修改以满足(10)式的条件)。(11) 式中的 R_i 算子作用在内禀态 φ_K 上，$R_c\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 作用在集体态上。

对于 $K^\pi = 0^+$ 和 0^- 带

$$\Psi^{(\pi)}_{IM0}\begin{cases} I = 0, 2, 4, \cdots & K^\pi = 0^+ \quad \text{带} \\ I = 1, 3, 5, \cdots & K^\pi = 0^- \quad \text{带} \end{cases} \tag{12}$$

这时，任何一个可观测量 Q 的期待值中会出现记号因子相关项。

$$\langle \Psi^{\left(\frac{\pi}{2}\right)}_{I_1M_1K_1} | Q | \Psi^{\left(\frac{\pi}{2}\right)}_{IMK} \rangle = (N_1N)^{-\frac{1}{2}}$$
$$\left\langle \left(1 + R_i^{-1}\left(\frac{\pi}{2}\right) R_c\left(\frac{\pi}{2}\right)\right) \Psi^{(\pi)}_{I_1M_1K_1} \middle| \hat{Q} \middle| \left(1 + R_i^{-1}\left(\frac{\pi}{2}\right) R_c\left(\frac{\pi}{2}\right)\right) \Psi^{(\pi)}_{IMK} \right\rangle, \tag{13}$$

这里 N_1 和 N 是归一化常数。如无 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性，则 (13) 式为 $\langle \Psi^{(\pi)}_{I_1M_1K_1} | \hat{Q} | \Psi^{(\pi)}_{IMK} \rangle$，其能级能量为

$$E_{\mathrm{rot}}(I, K \neq 0) = \sum_{n=0} A_n[I(I+1)]^n + (-)^{I+K} \frac{(I+K)!}{(I-K)!} \times \sum_m B_m[I(I+1)]^m, \tag{14}$$

(参阅文献 [1]4-62 式及其解释)

第二项即为记号因子 $\sigma^{(2)}$ 相关项。如有 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性，在 (13) 式的交叉项中就不仅会出现 $\sigma^{(2)}$ 相关项，而且会出现 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性效应项，即 $\sigma^{(4)}$ 相关项。但问题的复杂性在于 $\mathscr{D}^I_{MK}(\alpha, \beta, \gamma)$ 不是 $R_c\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 转动算子的本征态。由于下文所要分析的是 $K^\pi = 0^+$ 和 0^- 带，这些带中实验上呈现 $2^+, 6^+, 10^+\cdots$ 相对于 $4^+, 8^+\cdots$(包括能级能量和 $B(E2)$ 值)态的系统偏离。所以这里讨论偶偶核 $K^\pi = 0^+$ 带的情况，这时 (13) 式中没有 $\sigma^{(2)}$ 相关项，但必须导出 $R_c\left(\frac{\pi}{2}\right)\mathscr{D}^I_{MK}$，引出近似的 $\sigma^{(4)}$ 表达式。

$$R_c\left(\frac{\pi}{2}\right) \mathscr{D}^I_{M0}(\alpha, \beta, \gamma) = \sum_K \mathscr{D}^{*I}_{K0}\left(0, \frac{\pi}{2}, 0\right) \mathscr{D}^I_{MK}(\alpha, \beta, \gamma) \tag{15}$$

对于最简单的 $M = 0$ 的情况

$$\mathscr{D}^I_{00}(\alpha, \beta, \gamma) = P_I(\cos\beta)$$

$$R_c\left(\frac{\pi}{2}\right) P_I(\cos\beta) = \sum_K (-)^{\frac{I-K}{2}} a'_K(I) P_I^{|K|}(\cos\theta) = (-)^{\frac{I}{2}} \sum_K a_K(I) P_I^{|K|}(\cos\theta) \tag{16}$$

如 I 为偶,求和指标 $K=0,2,\cdots I$; 如 I 为奇, $K=1,3,\cdots I$. 从(16)式 $(-)^{\frac{I-K}{2}}$ 因子可见,随着 I 的变化,这里出现了 $\frac{I}{2}$ 奇偶项,也就是(13)式中出现 $(-)^{\frac{I-K}{2}}$ 因子项, 即记号因子 $\sigma^{(4)}$ 相关项,这时,在原子核的转动带或准转动带 $K^\pi=0^+$ 和 $K^\pi=0^-$ 带中,其能级能量或 $B(E2)$ 值,就会出现 $4^+,8^+\cdots\left(\frac{I}{2}\text{为偶}\right)$ 相对于 $2^+,6^+\cdots\left(\frac{I}{2}\text{为奇}\right)$ 态的系统偏离.

从(16)式可见,对 $K=0$ 的转动波函数, 经 $R_c\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 算子作用,即绕 2 轴转过 $\frac{\pi}{2}$ 后, 就成了不同 K 态的叠加. 这就表明, 满足 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性的转动波函数, 不再是单纯的 $K=0$ 的态了,而混杂有其它的 $K\neq 0$ 的态. 于是在 $\hat{Q}$ 算子中, 只要有非轴对称项或柯里奥利力项,那么,在能级能量($\hat{Q}$ 为能量 Hamiltonian) 中就出现记号因子 $\sigma^{(4)}$ 相关项. 每一个 $K^\pi=0^+$ 带,劈裂成相应于不同的 $\sigma^{(4)}$ 值的两组.

对于 $M\neq 0$ $K\neq 0$ 的态

$$R_c\left(\frac{\pi}{2}\right)\mathscr{D}^I_{MK}(\alpha,\beta,\gamma)=\sum_{K'}\mathscr{D}^{*I}_{K'K}\left(0,\frac{\pi}{2},0\right)\mathscr{D}^I_{MK'}(\alpha,\beta,\gamma) \tag{17}$$

$$\mathscr{D}^{*I}_{K'K}\left(0,\frac{\pi}{2},0\right)=(-)^{\frac{I}{2}}a_{K'}(I,K) \tag{18}$$

$a_{K'}(I,K)$ 表示式比较复杂,这里就不列出了. 重要的是,对 $\mathscr{D}^I_{M0}$ 波函数,经算子 $R_c\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 作用后, 就成了不同 K 态的叠加, 而且前面都出现 $(-)^{\frac{I}{2}}$ 因子(参见(16)式和(17)式). 正是这个 $(-)^{\frac{I}{2}}$ 因子使矩阵元((13)式)中出现 $\sigma^{(4)}\approx(-)^{\frac{I}{2}}$ 记号因子相关项.

文献[4]中曾经验地在能量表示式((14)式)中加上 $(-)^{\frac{I}{2}}$ 项来讨论 $K^\pi=0^+$ 和 $K^\pi=0^-$ 带的能级能量所显示的 $\frac{I}{2}$ 奇偶效应. 作者[4]认为这可能是部分转动不变性效应. 我们这里从 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性严格地导出 $\Psi^{\left(\frac{\pi}{2}\right)}_{IM0}$, 而后可以得到 $K^\pi=0^+$ 和 $K^\pi=0^-$ 带的能量表示式((14)式),当然比文献[4]中的表示式要复杂得多.

四、$\mathrm{R}\left(\frac{2\pi}{3}\right)$ 不变性

如前所述, 式(5)中 $\lambda=1,3,5\cdots$ 时, 不存在转动不变性[1]. 但当变换到(6)式时,形式上可以看到 $T^{(n)}(\cos\theta)$ (n 为奇数)有 $R\left(\frac{2\pi}{n}\right)$ 不变性. 这里主要讨论一下 $R\times\left(\frac{2\pi}{3}\right)$ 不变性问题.

$$\sum_{\lambda=1,3\cdots}\beta_\lambda P_\lambda(\cos\theta)\rightarrow\sum_{n=1,3\cdots}a_nT^{(n)}(\cos\theta), \tag{19a}$$

$$T^{(n)}(\cos\theta)=\cos n\theta\quad n=1,3, \tag{19b}$$

$$\begin{cases} a_1 = \beta_1 + \dfrac{3}{8}\beta_3 + \cdots = \sum\limits_{\lambda=1,3\cdots} a_{1\lambda}\beta_\lambda \\ a_3 = \dfrac{5}{8}\beta_3 + \cdots = \sum\limits_{\lambda=3,5\cdots} a_{3\lambda}\beta_\lambda. \end{cases} \tag{19c}$$

如只考虑 $n = 1, 3$，则由 $a_1 = 0$ 得到[1)]

$$\beta_1 = -\frac{3}{8}\beta_3. \tag{20}$$

再加 a_3 较大，或 β_3 较大，就有 $R\left(\frac{2\pi}{3}\right)$不变性．但从实验上看，基态有无稳定的八极形变，尚是一个正在争议的问题．Ra，Th 核极低的负宇称带的存在和其它信息表明，这些核可能存在稳定的八极形变．而偶极形变（$\lambda = 1$），历来并不去讨论它．所以这是一个值得探讨的问题．

最后，我们可以概述如下．

公式(5)所描述的核的形状，除轴对称性和 $R(\pi)$ 不变性（λ为偶数值）外．可以探索存在其它转动不变性的可能性，主要是 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性的存在的可能性． 变换到公式(6)，即利用契贝谢夫多项式的特性就比较易于讨论这一问题．而公式(10)就是存在 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性的限制条件． 当然这是极强的限制条件，也许 ^{218}Ra 可能近似地满足这一条件．另外一种就是 $a_2 \neq 0$，只要求 a_4 较大，也就是 β_4 较大这一限制条件． 必须从理论上和实验上对此作进一步研究．

从实验数据看，$R(\pi)$ 不变性效应是主级效应，例如奇 A 核转动带能谱中的去耦合项直接反映在能级能量中．而 $R\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 不变性效应是二级或次级效应，它反映在能级能量 $E(I)$ 的二级差分（^{218}Ra）或三级差分上，即在 $\Delta^2E(I)$ 或 $\Delta^3E(I)$（其它核）中显示这种 $\frac{I}{2}$ 奇偶效应．这也是自然的，对很多核，一般说来，β_2 比 β_4 大 5 倍以上．另外，实验数据表明，这种 $\frac{I}{2}$ 奇偶效应，在较多的核中间存在着，从 ^{20}Ne 到稀土核、锕系核；从能级能量 Δ^2E 或 Δ^3E 中，到 $B(E2)$ 值中都有，以后我们将详细分析之．

感谢徐躬耦先生的宝贵意见和非常有益的讨论．

参　考　文　献

[1] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nucl. Structure*, VII(1975).
[2] 顾金南，*Proc. of Int. Conf. on Nucl. Phys*, (Florence Italy 1983) 121.
[3] S. G. Nilsson et al., *Nucl. Phys.*, A131(1969), 1.
[4] L. K. Peter et al., *Phys. Rev. Lett.*, 50(1983), 1749.

1) β_1 很小时相当于原子核的质心平移．一般情况下，β_1 很小．

THE $R(\pi/2)$ INVARIANCE OF NUCLEI

GU JIN-NAN

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)

ABSTRACT

For the nuclear deformation of $\lambda=2, 4, 6, \ldots$, the most important symmetries are axial symmetry and $R(\pi)$ invariance, but probably there is $R(\pi/2)$ invariance in some nuclei. In this paper the possible occurrence of this new symmetry is analysed in general. In particular, the condition for the existence of the $R(\pi/2)$ invariance, wave function of nucleus with $R(\pi/2)$ invariance and signature-dependent terms in the matrix elements of an operator $\mathbf{F}$ are discussed in detail.

These provide an analysis of the experimental data, for example the alternating behavior of level energies and $B(E2)$ for $K^{\pi}=0^{+}$ and $K^{\pi}=0^{-}$ bands.