



论文

梨形原子核 ^{145}Ba 中的宇称双重带李杨¹, 王媛媛^{1,2*}, 张振华^{1,2}

1. 华北电力大学数理学院, 北京 102206

2. 华北电力大学, 河北省物理学与能源技术重点实验室, 保定 071000

*联系人, E-mail: yywang1021@ncepu.edu.cn

收稿日期: 2025-01-10; 接受日期: 2025-03-14; 网络出版日期: 2025-05-19

国家自然科学基金(编号: 12205097, 11875027)和中央高校基本科研业务费(编号: 2024MS071)资助项目

摘要 原子核空间反射对称性的自发破缺发生在具有八极形变(例如梨形)的原子核中, 一直是核物理领域的前沿热点问题. 本文基于反射不对称三轴粒子-转子模型对丰中子奇质量原子核 ^{145}Ba 中可能的两对宇称双重带进行了研究. 理论计算很好地再现了实验能谱、能量振荡因子以及正负宇称带带间电偶极跃迁概率与带内电四极跃迁概率的比值 $B(E1)/B(E2)$. 通过对内禀波函数的成分分析表明, 基于 $5/2^-$ 基态的第一对宇称双重带的内禀主要成分为 $\nu h_{9/2}(f_{7/2} \oplus i_{13/2})$ ($\Omega = 3/2$), 另外一对基于 $9/2^+$ 激发态(激发能为507.4 keV)的候选宇称双重带的内禀主要成分为 $\nu i_{13/2}(p_{3/2} \oplus g_{9/2})$ ($\Omega = 1/2$). 此外, 通过分析宇称双重带的内禀主要成分随自旋的演化, 解释了其中的旋称劈裂现象.

关键词 梨形原子核, 宇称双重带, 反射不对称三轴粒子-转子模型

PACS: 21.10.-k, 21.60.-n, 21.60.Jz, 23.20.-g

1 引言

对称性及其破缺反映着自然界的普遍规律, 是一个基本的科学问题. 原子核作为一个微观量子多体系统, 蕴含着丰富的对称性及对称性破缺的信息, 它可以提供原子核形状及其运动模式的信息. 这些信息是深入认识原子核结构和性质的基础, 具有重要的科学意义^[1].

原子核空间反射对称性的自发破缺发生在具有八极形变(例如梨形)的原子核中, 一直是核物理以及粒子物理领域的前沿热点问题. 理论表明, 宇称相反并且

轨道角动量 l 和总角动量 j 均相差 $3\hbar$ (即 $\Delta l = \Delta j = 3\hbar$)的两条单粒子能级之间存在八极相互作用. 当原子核费米面附近的核子占据到这样的能级时, 八极相互作用会使该原子核中出现八极关联, 而强的八极关联会驱动原子核形成稳定的八极形变^[2]. 通常, 强八极关联的核区对应质子数或中子数约为34 (对应 $g_{9/2}$ 与 $p_{3/2}$ 的耦合)、56 (对应 $h_{11/2}$ 与 $d_{5/2}$ 的耦合)、88 (对应 $i_{13/2}$ 与 $f_{7/2}$ 的耦合)、134 (对应 $j_{15/2}$ 与 $g_{9/2}$ 的耦合)等区域^[2]. 八极形变原子核的研究一方面在核物理(如裂变)中十分重要, 另一方面, 具有八极形变核的原子在寻找永久原子电偶极矩(EDM)方面具有重要意

引用格式: 李杨, 王媛媛, 张振华. 梨形原子核 ^{145}Ba 中的宇称双重带. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 222011

Li Y, Wang Y Y, Zhang Z H. Parity-doublet bands in pear-shaped nucleus ^{145}Ba (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2026, 56: 222011, doi: 10.1360/SSPMA-2025-0015

义, 有助于探索超出标准模型的新物理^[3,4].

实验方面, 梨形原子核的研究可以追溯到20世纪50年代. Stephens等人^[5]在镭同位素中观测到了低激发的负宇称态, 暗示了原子核空间反射对称性破缺的可能性. 在核谱学方面, 原子核中存在八极形变的实验证据包括^[2]: (1) 偶偶核中观测到低激发负宇称态; (2) 偶偶核中观测到宇称交替转动带; (3) 奇-A核中观测到角动量相差 $1\hbar$, 宇称相反且能量近简并的宇称双重带; (4) 正负宇称带之间观测到增强的电偶极($E1$)跃迁; (5) 低激发态间观测到强电八极($E3$)跃迁等. 迄今为止, 实验上已经在 $A \sim 70, 150, 220$ 质量区观测到了一系列原子核中存在八极关联的证据, 详见文献^[2,6-8].

对于 $A \sim 150$ 质量区, 由于同时存在八极驱动质子对($h_{11/2} \leftrightarrow d_{5/2}$)和中子对($i_{13/2} \leftrightarrow f_{7/2}$), 该质量区一直是一个备受瞩目的具有强八极关联的区域. 目前实验上已经在该质量区的20多个偶偶核中观测到了由增强的 $E1$ 跃迁相连接的宇称交替的转动带. 特别地, 在原子核 ^{144}Ba 和 ^{146}Ba 中观测到了低激发态间增强的 $E3$ 跃迁, 这是此质量区存在静态八极形变的直接证据^[9-11]. 此外, 对于该质量区的奇-A核, 例如 $^{123,125,143,145}\text{Ba}$ ^[12,13], $^{145,147}\text{La}$ ^[14,15], ^{147}Pr ^[16], ^{151}Pm ^[17,18], $^{153,155}\text{Eu}$ ^[19-22]等, 实验上同样观测到了很多由增强的 $E1$ 跃迁相连接的宇称双重带, 表明了这一质量区奇-A核中系统存在八极关联.

在核素图上, 丰中子奇-A核 ^{145}Ba 位于两个具有静态八极形变的偶偶核 ^{144}Ba 和 ^{146}Ba 中间, 因此它一直是该质量区八极关联研究的重点. 早在1985年, Leander等人^[23]就预言了 ^{145}Ba 是一个很好的八极形变候选核. 随后, 实验上通过 β 衰变^[24]和自发裂变的研究在该原子核中发现了一些集体带^[25-27], 但并没有找到这个核中存在八极形变的证据. 直到1999年, 实验上通过 ^{252}Cf 的自发裂变研究了 ^{145}Ba 中的高自旋态, 观测到了由增强的 $E1$ 跃迁连接的两对正负宇称交替的带, 给出了 ^{145}Ba 中存在八极形变的证据^[28]. 2012年, 文献^[29]通过 ^{248}Cm 的自发裂变对 ^{145}Ba 的激发态进行了研究, 结合反射对称准粒子-转子模型的计算, 通过对 ^{145}Ba 基态带能谱的再现, 指出该原子核的基态不存在八极形变. 2021年, Olaizola等人^[30]通过寿命测量, 报道了 ^{145}Ba 中 $5/2^-$ 基态的宇称双重态 $5/2^+$ (激发能

为319.7 keV)的存在. 2023年, Brewer等人^[31]对 ^{145}Ba 中的高自旋态以及与八极关联相关的连接跃迁再次进行了测量. 该工作共计报道了7条与八极关联相关的、角动量相差 $2\hbar$ 的带(标记为带1, 2, 3, 4, 5, 6, 8)¹⁾. 其中, 基于 $5/2^-$ 基态的负宇称带1及其旋称伴带带2(标记为1&2)和正宇称带5及其旋称伴带带6(标记为5&6)之间通过增强的电偶极 $E1$ 跃迁相连接, 构成了一对基于 $5/2^-$ 基态的角动量相差 $1\hbar$ 、宇称相反、能量近简并的宇称双重带. 此外, 基于 $9/2^+$ 激发态(激发能为507.4 keV)的正宇称带3也被发现通过增强的电偶极 $E1$ 跃迁与负宇称带4相连接. 其中, 该工作报道了正宇称带3的旋称伴带带8, 而并未观测到负宇称带4的旋称伴带. 实验上对于负宇称带4旋称伴带的进一步观测意味着在原子核 ^{145}Ba 中可能存在两对宇称双重带, 展示出反射对称性破缺的多样性. 理论上对于 ^{145}Ba 中这些八极相关带的描述, 将进一步加深人们对其中八极关联形成机制的理解.

理论上, 目前已经发展了许多包含八极形变自由度研究原子核基态和谱学性质的理论方法, 如宏观-微观模型^[32]、反射不对称壳模型^[33]、粒子-转子模型^[34]、振转耦合的集体哈密顿量方法^[35]、相互作用玻色子(玻色子-费米子)模型^[36,37]、结团模型^[38]、相干四极-八极模型^[39]、微观核芯-准粒子耦合模型^[40]、粒子数守恒方法^[41]、密度泛函理论^[42-52]等. 对于原子核 ^{145}Ba 中八极关联的理论描述, 陈永静等人^[53]以及Nomura等人^[54]分别基于反射不对称壳模型和相互作用玻色子-费米子模型进行了研究. 一方面, 反射不对称壳模型的计算非常较好地再现了当时实验上观测到的6条低激发转动带的能谱, 结合对这些带内禀成分的分析, 支持了 ^{145}Ba 中基态以及低激发态中反射不对称形变的存在^[53]. 另一方面, 基于密度泛函理论的相互作用玻色子-费米子模型计算较好地再现了 ^{145}Ba 中低激发的正负宇称带的能谱, 预言了带内的电四极跃迁概率 $B(E2)$ 以及正负宇称带带间的电八极跃迁概率 $B(E3)$ ^[54].

2019年, 基于价质子和价中子组态, 通过与反射不对称三轴转子耦合, 文献^[55]发展了反射不对称三轴粒子-转子模型(Reflection Asymmetric Triaxial-Particle Rotor Model, RAT-PRM), 实现了对手征双重带和宇称双重带的同时描述. 随后, 该模型被成功地应用于研究

1) 本工作的后续对于这些带的描述将采用带1&2, 5&6, 3&8的标记

多重手征双带间的八极关联^[55-57]. 接着, 文献[58]构建了描述理想手征-宇称破缺体系的反射不对称三轴粒子-转子模型, 提出了“手称”和“手宇称”的新概念, 根据对称性对能谱进行了分类, 给出了相应的电磁跃迁选择定则, 预言了手征-宇称破缺的实验信号. 此外, 反射不对称三轴粒子-转子模型还被用于研究一些奇质量原子核中可能存在的宇称双重带的能谱以及电磁跃迁, 比如, $A \sim 80$ 质量区的⁷³Br^[59]和⁷⁹Se^[60], $A \sim 150$ 质量区的¹⁴³Ba^[61], ¹⁵¹Pm^[62]和¹⁵³Eu^[63], 以及 $A \sim 220$ 质量区的²¹⁷Ra^[64]和²²³Th^[65]等.

本工作将利用反射不对称三轴粒子-转子模型对原子核¹⁴⁵Ba中可能的两对宇称双重带中的八极关联进行研究, 包括能谱、电多极跃迁概率等. 第2节简要介绍反射不对称三轴粒子-转子模型的理论框架. 第3节介绍计算中所采用的数值细节. 第4节讨论原子核¹⁴⁵Ba中宇称双重带的计算结果, 如能谱和电磁跃迁等. 第5节为总结部分.

2 理论框架

有关反射不对称三轴粒子-转子模型的理论框架, 详见文献[55]. 模型的哈密顿量为

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{intr.}}^{p(n)} + \hat{H}_{\text{core}}, \quad (1)$$

它包含描述价核子运动的内禀价质子(或价中子)部分 $\hat{H}_{\text{intr.}}^{p(n)}$ 和集体核芯部分 $\hat{H}_{\text{core}}$.

描述价核子运动的内禀单粒子哈密顿量为^[66-68]

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{intr.}}^{p(n)} = & \sum_{\nu>0} (\epsilon_{\nu}^{p(n)} - \lambda)(a_{\nu}^{\dagger}a_{\nu} + a_{\bar{\nu}}^{\dagger}a_{\bar{\nu}}) \\ & - \frac{\Delta}{2} \sum_{\nu>0} (a_{\nu}^{\dagger}a_{\bar{\nu}}^{\dagger} + a_{\bar{\nu}}a_{\nu}), \end{aligned} \quad (2)$$

其中, λ 为费米能, Δ 为能隙参数. $\epsilon_{\nu}^{p(n)}$ 为单粒子能量, 可以通过对角化一个具有Nilsson哈密顿量形式^[69]的反射不对称三轴单粒子哈密顿量得到^[70].

描述集体核芯的哈密顿量为

$$\hat{H}_{\text{core}} = \sum_{k=1}^3 \frac{\hat{R}_k^2}{2\mathcal{J}_k} + \frac{1}{2}E(0^-)(1 - \hat{P}_c), \quad (3)$$

其中, $\hat{R}_k$ 为核芯转子的角动量算符, $\mathcal{J}_k$ 为转动惯量, 一般采取无旋流体转动惯量的形式 $\mathcal{J}_k = \mathcal{J}_0 \sin^2(\gamma -$

$2k\pi/3)$. 第二项是为了考虑由于反射不对称自由度引起的核芯宇称劈裂项, $E(0^-)$ 为一个自由参数, 用于描述虚拟的 0^- 态的激发能^[34], $\hat{P}_c$ 是核芯的宇称算符, 可以表示为单粒子宇称算符 $\hat{\pi}$ 与体系总的宇称算符 $\hat{p}$ 的乘积.

总哈密顿量(1)通过如下具有好的总宇称和总角动量的对称化强耦合基对角化:

$$|\Psi_{IMK\pm}^{\nu}\rangle = \frac{1}{2\sqrt{1+\delta_{K0}}}(1 + \hat{S}_2)|IMK\rangle(1 + p\hat{P}_c\hat{\pi})\Phi_a\tilde{\chi}_{\Omega}^{\nu}, \quad (4)$$

其中, $\hat{S}_2$ 为核芯相对于内禀1-3平面的反射操作算符, $|IMK\rangle$ 为Wigner函数, $p = \pm 1$ 为总的宇称. Φ_a 代表核芯的内禀取向, 它代表了一个与内禀单粒子势场在空间上具有相同取向的核芯, $\tilde{\chi}_{\Omega}^{\nu}$ 为准粒子波函数. 对角化总的哈密顿量(1)之后, 可以得到体系的能量和本征波函数, 进一步便可以计算电磁跃迁概率等物理观测量^[55].

电多极跃迁算符包括如下两个部分^[55,71]:

$$\hat{\mathcal{M}}(E\lambda, \mu) = \hat{q}_{\lambda\mu}^{(c)} + \hat{q}_{\lambda\mu}^{(p)} = \frac{3Ze}{4\pi}R_0^{\lambda}\beta_{\lambda\mu} + e_{\text{eff}} \sum_{i=1}^n r_i^{\lambda}Y_{\lambda\mu}^*, \quad (5)$$

分别来自集体核芯和价核子的贡献. 其中, $R_0 = 1.2A^{1/3}$ fm为对应的球形原子核半径, e_{eff} 为有效电荷. 计算电四极和电八极跃迁时, 由于价核子部分的贡献比集体核芯的贡献小很多, 我们可以忽略价核子部分的贡献^[72]. 然而, 计算电偶极跃迁时, 价核子部分的贡献不可忽略.

3 数值细节

当前粒子-转子模型对原子核¹⁴⁵Ba的计算中采用的形变参数由微观自洽的三维格点空间的协变密度泛函理论^[73]给出, 其中密度泛函采用点耦合形式的PC-PK1^[74]. 图1展示了三维格点空间形变约束的协变密度泛函理论计算得到的¹⁴⁵Ba在 (β_{20}, β_{30}) 平面的位能面. 从图中可以看到, 位能面的全局最小值对应的四极和八极形变分别为 $\beta_{20} = 0.23$ 和 $\beta_{30} = 0.13$. 计算发现, 对于全局最小点处所有的非轴对称形变(即 $\mu \neq 0$ 时的 $\beta_{2\mu}, \beta_{3\mu}, \beta_{4\mu}$)都为0. 这意味着原子核¹⁴⁵Ba的基态对应一个轴对称和反射不对称的形状.

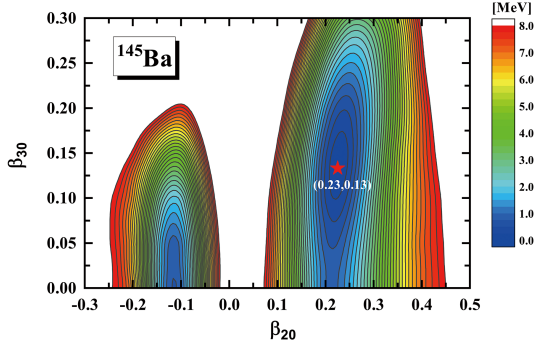


图 1 (网络版彩图)三维格点空间中形变约束的协变密度泛函理论^[73]计算得到的¹⁴⁵Ba的位能面, 其中密度泛函取PC-PK1^[74]. 相邻两条等值线的能量间隔为0.25 MeV, 五角星代表能量极小位置

Figure 1 (Color online) Potential energy surface for ¹⁴⁵Ba calculated by the covariant density functional theory (CDFT) in 3D lattice^[73] with density functional PC-PK1^[74]. The contour separation is 0.25 MeV and the pentagram corresponds to the location of the ground state.

对于反射不对称三轴粒子-转子模型的内禀单粒子部分, 单粒子能量和波函数通过求解具有Nilsson哈密顿量形式的反射不对称三轴单粒子哈密顿量^[70]得到, 其中Nilsson参数取自文献^[75]. 中子费米能取为 $\lambda = 50.22$ MeV, 对能隙参数采用经验公式 $\Delta = 12/\sqrt{A}$. 中子的单粒子空间取费米面上上下各6条能级. 理论计算表明, 进一步增加单粒子空间不影响模型最终对带结构的描述. 对于集体核芯部分, 为了再现实验能谱, 需要引入角动量依赖的转动惯量, 即 $\mathcal{J} = (a + bI) \hbar^2/\text{MeV}$. 在本工作中对于正宇称带, $a = 34$, $b = 0.40$; 对于负宇称带, $a = 12$, $b = 1.35$. 核芯宇称劈裂参数 $E(0^-)$ 和科氏衰减因子 ξ 分别取为 $E(0^-) = 0.27$ MeV和 $\xi = 0.4$. 在计算电多极跃迁概率时, 内禀电偶极矩和电四极矩采用经验公式^[71], 分别取为 $Q_{10} = 0.0006AZe\beta_{20}\beta_{30}$ 和 $Q_0 = (3/\sqrt{5\pi})R_0^2Ze\beta_{20}$.

基于上述参数, 在给定自旋和宇称的情况下, 对角化RAT-PRM的哈密顿量, 便可以得到基态和各个激发态的能量. 图2展示了计算得到的低激发正负宇称态(给定自旋下的前6条能级)的能量随自旋的变化. 为了与实验上观测的低激发转动带进行对比, 根据转动带内需要有强的电四极 $E2$ 跃迁, 理论上从 $5/2^-$ 基态和 $11/2^+$ 激发态能够分别建立如图2中红色实线和黑色虚线所示的转动带. 通过进一步对这两个转动带内禀波函数的分析表明, 这两条带基于的是相同的宇称混合的内禀组态, 即构成了基于 $5/2^-$ 基态的第一对宇

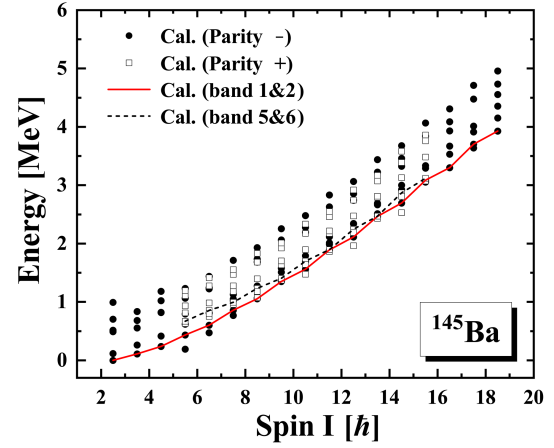


图 2 (网络版彩图)对角化反射不对称三轴粒子-转子模型哈密顿量得到的低激发正负宇称态(给定自旋下的前6条能级)的能量随自旋的变化. 黑色实心圆圈和空心方框分别对应负宇称态和正宇称态的结果. 红色实线(对应实验上的带1&2)和黑色虚线(对应实验上的带5&6)表示理论构建的基于 $5/2^-$ 的宇称双重带

Figure 2 (Color online) The calculated energies of the low-lying positive- and negative-parity states (the first six energy levels for a given spin) by diagonalizing the Hamiltonian of the RAT-PRM with the increase of the spin. The solid black circles and the open black squares correspond to the results of the negative-parity states and the positive-parity states, respectively. The red solid line (corresponds to band 1&2 in experiment) and the black dashed line (corresponds to band 5&6 in experiment) represents the parity doublet bands based on the $5/2^-$ state obtained by RAT-PRM.

称双重带. 与之类似, 理论上还可以建立其他转动带与实验数据对比.

4 结果与讨论

图3展示了RAT-PRM计算得到的原子核¹⁴⁵Ba中基于 $5/2^-$ 基态的宇称双重带(带1&2和带5&6)和另外一对基于 $9/2^+$ 激发态(激发能为507.4 keV)的宇称双重带(带3&8和带4&4')的能谱和能量振荡因子 $S(I) = [E(I) - E(I-1)]/2I$ 随自旋的变化与已有实验结果^[31]的对比.

如图3(a)所示, 实验上角动量相差 $1\hbar$ 的负宇称带(带1&2)和正宇称带(带5&6)的能量近简并. 在自旋 $11/2\hbar \leq I \leq 27/2\hbar$ 范围内, 实验上双带的能量差约为99 keV, 理论计算给出来的双带能量差约为126 keV, 与实验符合. 此外, 计算结果表明, 这两条带基于的是相同的宇称混合内禀组态, 其主要成分为 $\nu h_{9/2}$, 并且混

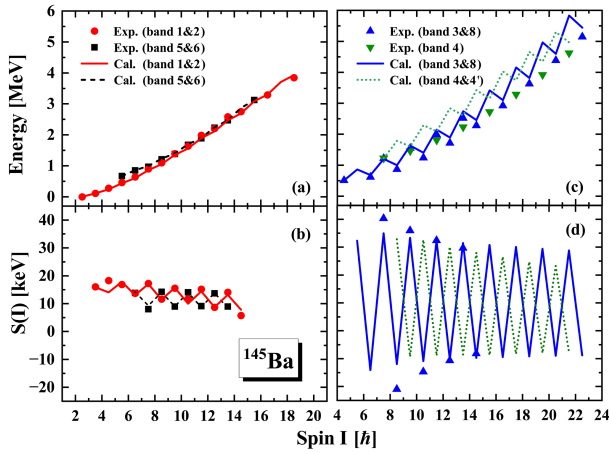


图 3 (网络版彩图) 基于反射不对称三轴粒子-转子模型计算得到的 ^{145}Ba 中基于 $5/2^-$ 基态的宇称双重带(带1&2和带5&6)和另外一对基于 $9/2^+$ 激发态(激发能为507.4 keV)的宇称双重带(带3&8和带4&4')的能谱 $E(I)$ ((a), (c)) 和能量振荡因子 $S(I) = [E(I) - E(I-1)]/2I$ ((b), (d)) 随自旋的变化与已有实验结果 [31] 的对比

Figure 3 (Color online) The energy spectra $E(I)$ ((a), (c)) and the energy staggering parameters $S(I) = [E(I) - E(I-1)]/2I$ ((b), (d)) for the parity doublet bands based on the ground state $5/2^-$ (band 1&2 and band 5&6) and the excited state $9/2^+$ with the excitation energy of 507.4 keV (band 3&8 and band 4&4') in ^{145}Ba by RAT-PRM in comparison with experimental data [31].

合了 $i_{13/2}$ 和 $f_{7/2}$ 成分.

图3(b)展示了理论计算的负宇称带1&2和正宇称带5&6的能量振荡因子 $S(I)$ 随自旋的变化与实验结果的对比. 从图中可以看出, 实验上正负宇称带的 $S(I)$ 均随自旋展现出奇偶振荡的行为, 且两条带的振荡相位相反. 除负宇称带自旋为 $9/2\hbar$ 处的旋称反转外, 理论均很好地再现了实验上能量振荡因子的大小和振荡相位. 正负宇称带的 $S(I)$ 随自旋振荡的行为可以通过其内禀主要成分随自旋的演化来解释, 后面将对此给出具体的分析.

对于基于 $9/2^+$ 激发态(激发能为507.4 keV)的另外一对可能的宇称双重带, 基于相同的数值细节, 当前的RAT-PRM可以给出统一的描述. 图3(c)展示了理论计算的角动量相差 $1\hbar$ 的正宇称带3&8以及负宇称带4&4'的能量随自旋的变化与已有实验结果的对比. 如图所示, 理论计算很好地再现了实验. 除此之外, 我们还预言了负宇称带4的旋称伴带带4'. 对于这一对可能的宇称双重带, 理论计算表明, 其内禀组态的主要成分为 $\nu i_{13/2}$. 由于八极关联的存在, 其内禀组态中

还混合了一些 $p_{3/2}$ 以及 $g_{9/2}$ 的成分. 与基于 $5/2^-$ 基态的宇称双重带相比, 图3(d)中展示的能量振荡因子的振荡幅度要更明显. 这是由这一对宇称双重带是基于高 j ($j = 13/2$)、低 Ω ($\Omega = 1/2$)的内禀组态导致的. 当前RAT-PRM的理论计算非常好地再现了实验 $S(I)$ 的大小以及振荡的相位, 同时也预言了负宇称带实验上可能存在的能量振荡.

八极形变(或强八极关联)原子核的实验信号除了观测到能谱上角动量相差 $1\hbar$ 、宇称相反、能量近简并的宇称双重带外, 还包含了对于正负宇称带间强电偶极($E1$)跃迁的观测. 基于文献[31]中最新关于 ^{145}Ba 跃迁能量 E_γ 和分支比 $I_\gamma(E1)/I_\gamma(E2)$ 的实验数据, 可以通过如下公式提取出正负宇称带间的电偶极($E1$)跃迁概率与带内电四极($E2$)跃迁概率的比值:

$$B(E1)/B(E2) = 0.771 \frac{E_\gamma^5(E2)I_\gamma(E1)}{E_\gamma^3(E1)I_\gamma(E2)} \quad (10^{-6} \text{ fm}^{-2}). \quad (6)$$

表1展示了理论与实验 [31] $B(E1)/B(E2)$ 的对比. 可以看到, 当 β_{30} 取三维格点空间协变密度泛函理论给出的值0.13时, 理论计算可以很好地再现实验结果. 进一步, 为了研究八极形变的效应, 除了 $\beta_{30} = 0.13$ 外, 我们还分别取 $\beta_{30} = 0.07, 0.10$ 和 0.16 进行了反射不对称粒子-转子模型的计算. 计算结果表明, 理论计算得到的能谱对八极形变参数的改变并不敏感, 然而 $B(E1)/B(E2)$ 的值受 β_{30} 的变化影响较大. 随着 β_{30} 的增加, 理论计算得到的 $B(E1)/B(E2)$ 的值会增大. 这是由于随着 β_{30} 的增加, 理论计算的 $B(E1)$ 显著增大, 而 $B(E2)$ 的改变不明显.

为了进一步研究 ^{145}Ba 中宇称双重带的内禀结构随自旋的演化行为, 图4(a), (b)和图4(c), (d)分别展示了在自旋 $I \leq 27/2\hbar$ 范围内, 理论上对于基于 $5/2^-$ 基态和 $9/2^+$ 激发态的两对宇称双重带在强耦合基 $|IMK\rangle\chi^\nu$ (简写为 $|K, \nu\rangle$)下展开的内禀主要成分随自旋的变化. 其中, $|IMK\rangle$ 为Wigner函数, I, M 和 K 分别表示总角动量、总角动量在实验室系和内禀系的投影分量. χ^ν 为通过对角化反射不对称三轴Nilsson单粒子哈密顿量得到的中子单粒子能级 $|\nu\rangle$ 的内禀波函数. 其中, 对于单粒子能级 $|\nu\rangle$ ($\nu = 1, 2, 3, 4, 5$), 其球形谐振子基的主要成分在表2中给出. 在当前的反射不对称三轴粒子-转子模型的计算中, 由于三轴形变 $\gamma = 0$, 八极形变 $\beta_{30} \neq 0$, 因此 Ω 是个好量子数, 并且具有相反宇称的

表 1 反射不对称三轴粒子-转子模型计算得到的正负宇称带带间的电偶极($E1$)跃迁概率与带内电四极($E2$)跃迁概率的比值 $B(E1)/B(E2)$ 与实验结果^[31]的对比

Table 1 The calculated $B(E1)/B(E2)$ ratios between the interband ($E1$) transitions and the intraband ($E2$) transitions by RAT-PRM in comparison with the available experimental data^[31]

$I_i^\pi (\hbar) \rightarrow I_f^\pi (\hbar)$	$B(E1)/B(E2) (10^{-6} \text{ fm}^{-2})$	
	Exp.	Cal.
bands (1) and (5)		
$15/2^+ \rightarrow 11/2^+$	0.254 ^(+0.042, -0.036)	0.264
$15/2^+ \rightarrow 13/2^-$		
$17/2^- \rightarrow 13/2^-$	0.238 ^(+0.071, -0.061)	0.267
$17/2^- \rightarrow 15/2^+$		
$19/2^+ \rightarrow 15/2^+$	0.269 ^(+0.047, -0.039)	0.303
$19/2^+ \rightarrow 17/2^-$		
$21/2^- \rightarrow 17/2^-$	0.132 ^{(+0.006, -0.006)^{a)}}	0.301
$21/2^- \rightarrow 19/2^+$		
$23/2^+ \rightarrow 17/2^+$	0.096 ^(+0.029, -0.024)	0.343
$23/2^+ \rightarrow 19/2^-$		
bands (2) and (6)		
$17/2^+ \rightarrow 13/2^+$	0.327 ^(+0.048, -0.040)	0.108
$17/2^+ \rightarrow 15/2^-$		
$21/2^+ \rightarrow 17/2^+$	0.500 ^(+0.239, -0.144)	0.107
$21/2^+ \rightarrow 19/2^-$		
bands (3) and (4)		
$27/2^- \rightarrow 23/2^-$	0.300 ^(+0.041, -0.035)	0.255
$27/2^- \rightarrow 25/2^+$		
$31/2^- \rightarrow 27/2^-$	0.333 ^(+0.033, -0.029)	0.598
$31/2^- \rightarrow 29/2^+$		
$35/2^- \rightarrow 31/2^-$	0.127 ^(+0.040, -0.034)	0.321
$35/2^- \rightarrow 33/2^+$		

a) 文献^[31]中自旋为 $21/2\hbar$ 能级的 $I_\gamma(E1)$ 标记为“< 0.4”, 未给出具体误差棒, 用该数据提取相应 $B(E1)/B(E2)$ 值时忽略其误差

单粒子轨道会发生混合, 比如 $f_{7/2}$ 和 $i_{13/2}$.

从图4中可以看到, 基于 $5/2^-$ 基态的第一对宇称双重带(由负宇称带1&2和正宇称带5&6组成)的内禀主要成分为 $|3/2, 1\rangle$. 而另外一对基于 $9/2^+$ 激发态的宇称双重带(由正宇称带3&8和负宇称带4&4'组成)的内禀主要成分则为 $|1/2, 2\rangle$. 结合图4和表2可以看出, 基于 $5/2^-$ 基态的第一对宇称双重带的内禀主要成分为 $\nu h_{9/2}$ ($\Omega = 3/2$), 并且混合了 $i_{13/2}$ 和 $f_{7/2}$ 的成分, 这里将其组态标记为 $h_{9/2}$ ($i_{13/2} \oplus f_{7/2}$) ($\Omega = 3/2$). 而另外一对可能的基于 $9/2^+$ 建立的宇称双重带的内禀主要成分则为 $i_{13/2}(p_{3/2} \oplus g_{9/2})$ ($\Omega = 1/2$). 这两对宇称双重带的内禀组态不一样, 即在同一个原子核中可能建立基于不

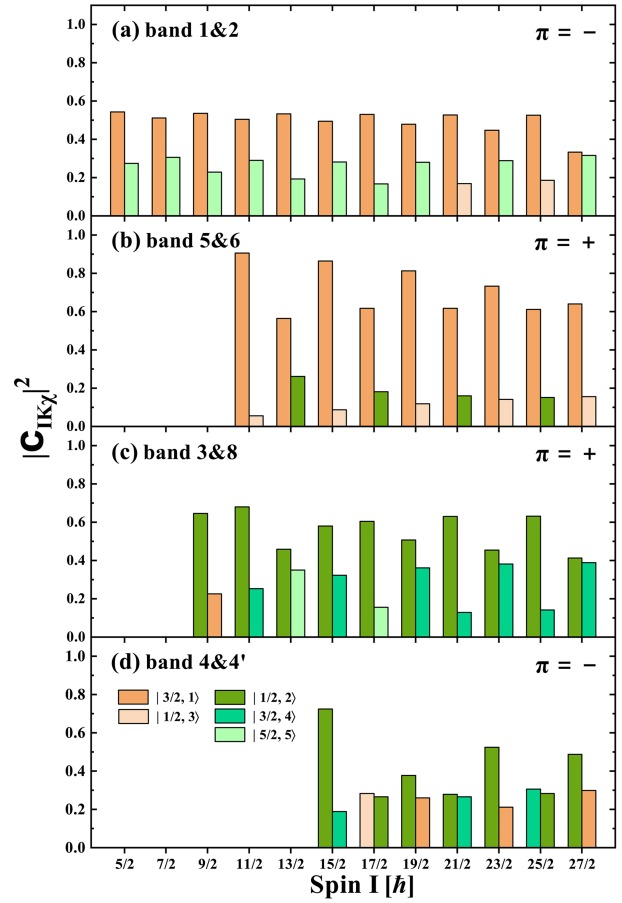


图 4 (网络版彩图)理论计算得到的¹⁴⁵Ba中基于 $5/2^-$ 基态的宇称双重带(带1&2和带5&6) ((a), (b))和基于 $9/2^+$ 激发态的宇称双重带(带3&8和带4&4') ((c), (d))在自旋 $I \leq 27/2\hbar$ 范围内由强耦合基 $|IMK\rangle\chi^\nu$ 展开的内禀主要成分随自旋的变化

Figure 4 (Color online) The main components of the intrinsic wave functions expanded in the strong-coupled basis $|IMK\rangle\chi^\nu$ for the parity doublet bands based on $5/2^-$ ground state (band 1&2 and band 5&6) ((a), (b)) and on $9/2^+$ excited state (band 3&8 and band 4&4') ((c), (d)) in ¹⁴⁵Ba within spin region $I \leq 27/2\hbar$.

表 2 反射不对称三轴粒子-转子模型计算得到的中子单粒子能级 $|\nu\rangle$ ($\nu = 1, 2, 3, 4, 5$)的球形谐振子基主要成分

Table 2 The main spherical harmonic oscillator components of the neutron single-particle levels $|\nu\rangle$, $\nu = 1, 2, 3, 4$, and 5 calculated by RAT-PRM

$ \nu\rangle$	$ Nlj\Omega\rangle$
[1]	$0.760 5h_{9/2} \frac{3}{2}\rangle - 0.352 6i_{13/2} \frac{3}{2}\rangle - 0.337 5f_{7/2} \frac{3}{2}\rangle + \dots$
[2]	$0.706 6i_{13/2} \frac{1}{2}\rangle - 0.365 5p_{3/2} \frac{1}{2}\rangle + 0.283 6g_{9/2} \frac{1}{2}\rangle + \dots$
[3]	$0.637 5h_{9/2} \frac{1}{2}\rangle + 0.469 5f_{5/2} \frac{1}{2}\rangle + 0.249 5f_{7/2} \frac{1}{2}\rangle + \dots$
[4]	$0.617 6i_{13/2} \frac{3}{2}\rangle - 0.513 5f_{7/2} \frac{3}{2}\rangle + 0.343 6g_{9/2} \frac{3}{2}\rangle + \dots$
[5]	$0.575 6i_{13/2} \frac{5}{2}\rangle - 0.536 5h_{9/2} \frac{5}{2}\rangle + 0.471 5f_{7/2} \frac{5}{2}\rangle + \dots$

同组态的两对宇称双重带, 展示了 ^{145}Ba 中空间反射对称性破缺的多样性. 值得指出的是, 对比反射不对称壳模型^[53]以及相互作用玻色子-费米子模型^[54]的结果可以发现, 虽然本文与这些文献分别采用了不同的模型, 但是对于这两对宇称双重带主要成分的指定基本一致.

如图4(a)中所示, 负宇称带1&2的最大以及第二大内禀成分随自旋变化出现奇偶振荡. 具体来讲, 对于旋称为 $+i$ 的态(自旋为 $5/2, 9/2, \dots$), 其最大的内禀成分 $|3/2, 1\rangle$ 从0.54 ($5/2$)变化到0.53 ($25/2$), 而第二大内禀成分 $|5/2, 5\rangle$ 从0.27 ($5/2$)减小为0.17 ($17/2$). 对于旋称为 $-i$ 的态(自旋为 $7/2, 11/2, \dots$), 其最大的内禀成分 $|3/2, 1\rangle$ 从0.51 ($7/2$)减小到0.33 ($27/2$), 而第二大内禀成分 $|5/2, 5\rangle$ 从0.30 ($7/2$)增加到0.32 ($27/2$). 在轴对称的情况下, 具有高 Ω ($\Omega = 5/2$)的单粒子能级 $|5\rangle$ 所受到科里奥利力的作用比低 Ω ($\Omega = 3/2$)的单粒子能级 $|1\rangle$ 要弱. 这里我们会发现, 相较于旋称为 $+i$ 的态, 旋称为 $-i$ 的态中具有明显科里奥利力效应的最大成分随着自旋增加在减小. 这就意味着, 对于负宇称带1&2而言, 旋称为 $+i$ 的态由于科里奥利力的影响会使其能量相比于旋称为 $-i$ 的态更优惠. 这种效应在能量振荡因子上的表现为旋称为 $+i$ 的态的 $S(I)$ 值要比旋称为 $-i$ 的态的值小, 进而出现能量振荡因子随自旋的振荡行为. 这与图3(c)中展示的结果一致. 当然, 理论上对于其他

带的成分演化以及旋称劈裂同样可以结合图4和表2给出相应的解释.

5 总结

本文结合三维格点空间的协变密度泛函理论和反射不对称三轴粒子-转子模型对丰中子奇-A核 ^{145}Ba 中可能的两对宇称双重带进行了研究. 三维格点空间形变约束的协变密度泛函理论计算表明, 原子核 ^{145}Ba 的基态对应一个轴对称和反射不对称的形状. 结合三维格点空间的协变密度泛函理论给出的形变, 基于反射不对称三轴粒子-转子模型对原子核 ^{145}Ba 中可能的两对宇称双重带的能谱和电多极跃迁概率进行了研究. 理论计算能够很好地再现宇称双重带的能谱、能量振荡因子以及正负宇称带带间电偶极跃迁概率与带内电四极跃迁概率的比值 $B(E1)/B(E2)$. 通过对内禀波函数的成分分析表明, 基于 $5/2^-$ 基态的第一对宇称双重带的内禀主要成分为 $\nu h_{9/2}(f_{7/2} \oplus i_{13/2})$, 另外一对基于 $9/2^+$ 激发态(激发能为507.4 keV)的候选宇称双重带的内禀主要成分为 $\nu i_{13/2}(p_{3/2} \oplus g_{9/2})$. 这两对宇称双重带基于不同的内禀成分, 展示了在同一个原子核中空间反射对称性破缺的多样性. 最后, 通过分析宇称双重带内禀主要成分随自旋的演化行为, 解释了其中的旋称劈裂现象.

参考文献

- 1 Frauendorf S. Spontaneous symmetry breaking in rotating nuclei. *Rev Mod Phys*, 2001, 73: 463–514
- 2 Butler P A, Nazarewicz W. Intrinsic reflection asymmetry in atomic nuclei. *Rev Mod Phys*, 1996, 68: 349–421
- 3 Lister C J K, Butterworth J. Exotic pear-shaped nuclei. *Nature*, 2013, 497: 190–191
- 4 Gaffney L P, Butler P A, Scheck M, et al. Studies of pear-shaped nuclei using accelerated radioactive beams. *Nature*, 2013, 497: 199–204
- 5 Stephens F, Asaro F, Perlman I. Low-lying 1-states in even-even nuclei. *Phys Rev*, 1954, 96: 1568–1572
- 6 Butler P A. Octupole collectivity in nuclei. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2016, 43: 073002
- 7 Butler P A. Pear-shaped atomic nuclei. *Proc R Soc A*, 2020, 476: 20200202
- 8 Wang Y, Zhang S. Rotational spectroscopies of reflection-asymmetric nuclei within particle rotor model. *Int J Mod Phys E*, 2023, 32: 2340010
- 9 Bucher B, Zhu S, Wu C Y, et al. Direct evidence of octupole deformation in neutron-rich ^{144}Ba . *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 112503
- 10 Bucher B, Zhu S, Wu C Y, et al. Direct evidence for octupole deformation in ^{146}Ba and the origin of large $E1$ moment variations in reflection-asymmetric nuclei. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 152504
- 11 Zhu S J, Wang E H, Hamilton J H, et al. Coexistence of reflection asymmetric and symmetric shapes in ^{144}Ba . *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 032501
- 12 Chen X C, Zhao J, Xu C, et al. Evolution of octupole correlations in ^{123}Ba . *Phys Rev C*, 2016, 94: 021301
- 13 Mason P, Benzoni G, Bracco A, et al. Evidence for octupole correlations in $^{124,125}\text{Ba}$. *Phys Rev C*, 2005, 72: 064315
- 14 Zhu S J, Hamilton J H, Ramayya A V, et al. Octupole correlations in neutron-rich $^{145,147}\text{La}$ nuclei: Coriolis-limit-coupling bands with aligned $h_{11/2}$ proton. *Phys Rev C*, 1999, 59: 1316–1323

- 15 Wiśniewski J, Urban W, Rząca-Urban T, et al. Parity-doublet structure in the $^{147}_{57}\text{La}_{90}$. *Phys Rev C*, 2017, 96: 064301
- 16 Hwang J K, Ramayya A V, Hamilton J H, et al. Possible octupole correlation in ^{147}Pr and $\pi h_{11/2}$ bands in $^{149,151}\text{Pr}$. *Phys Rev C*, 2000, 62: 044303
- 17 Vermeer W J, Khan M K, Mowbray A S, et al. Octupole correlation effects in ^{151}Pm . *Phys Rev C*, 1990, 42: R1183–R1186
- 18 Urban W, Bacelar J C, Gast W, et al. High-spin parity doublets in the nucleus ^{151}Pm . *Phys Lett B*, 1990, 247: 238–241
- 19 Pearson C J, Phillips W R, Durell J L, et al. Opposite-parity bands in ^{153}Eu . *Phys Rev C*, 1994, 49: R1239–R1242
- 20 Basu S, Chattopadhyay S, Chatterjee J M, et al. High spin behavior of ^{153}Eu . *Phys Rev C*, 1997, 56: 1756–1761
- 21 Smith J F, Simon M W, Ibbotson R W, et al. Lifetimes of states in the opposite-parity bands of ^{153}Eu : Recoil-distance measurements following Coulomb excitation. *Phys Rev C*, 1998, 58: 3171–3180
- 22 Hartley D J, Riley M A, Archer D E, et al. Rotational structures in ^{155}Eu and ^{157}Tb . *Phys Rev C*, 1998, 57: 2944–2961
- 23 Leander G A, Nazarewicz W, Olanders P, et al. A new region of intrinsic reflection asymmetry in nuclei around ^{145}Ba ? *Phys Lett B*, 1985, 152: 284–290
- 24 Robertson J D, Faller S H, Walters W B, et al. Decay of ^{145}Cs to levels of ^{145}Ba . *Phys Rev C*, 1986, 34: 1012–1023
- 25 Zhu S J, Lu Q H, Hamilton J H, et al. Octupole deformation in $^{142,143}\text{Ba}$ and ^{144}Ce : New band structures in neutron-rich Ba-isotopes. *Phys Lett B*, 1995, 357: 273–280
- 26 Jones M A, Urban W, Durell J L, et al. Parities and multipolarities of gamma rays in neutron-rich odd-mass Ba nuclei. *Nucl Phys A*, 1996, 605: 133–159
- 27 Hamilton J. New cold and ultra hot binary and cold ternary spontaneous fission modes for ^{252}Cf and new band structures with gammasphere. *Prog Particle Nucl Phys*, 1997, 38: 273–287
- 28 Zhu S J, Hamilton J H, Ramayya A V, et al. Octupole correlations in neutron-rich $^{143,145}\text{Ba}$ and a type of superdeformed band in ^{145}Ba . *Phys Rev C*, 1999, 60: 051304
- 29 Rząca-Urban T, Urban W, Pinston J A, et al. Reflection symmetry of the near-yrast excitations in ^{145}Ba . *Phys Rev C*, 2012, 86: 044324
- 30 Olaizola B, Babu A, Umashankar R, et al. ^{145}Ba and $^{145,146}\text{La}$ structure from lifetime measurements. *Phys Rev C*, 2021, 104: 034307
- 31 Brewer N T, Wang E H, Yzaguirre W A, et al. Octupole deformation in $^{143,145,146}\text{Ba}$. *Nucl Phys A*, 2023, 1039: 122738
- 32 Möller P, Nix J R. Nuclear mass formula with a Yukawa-plus-exponential macroscopic model and a folded-Yukawa single-particle potential. *Nucl Phys A*, 1981, 361: 117–146
- 33 Chen Y S, Gao Z C. Reflection asymmetric shell model for octupole-deformed nuclei. *Phys Rev C*, 2000, 63: 014314
- 34 Leander G A, Sheline R K. Intrinsic reflection asymmetry in odd-A nuclei. *Nucl Phys A*, 1984, 413: 375–415
- 35 Rohozinski S G. Octupole vibrations in nuclei. *Rep Prog Phys*, 1988, 51: 541–603
- 36 Liu Y X, Sun H Z, Zhao E G. The effect of quadrupole and octupole deformations on low-lying energy levels. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 1994, 20: 1771–1778
- 37 Alonso C E, Arias J M, Frank A, et al. Description of octupole-deformed nuclei within the interacting boson and interacting boson-fermion models. *Nucl Phys A*, 1995, 586: 100–124
- 38 Adamian G G, Antonenko N V, Jolos R V, et al. Cluster interpretation of parity doublet rotational bands in odd-mass nuclei. *Phys Rev C*, 2004, 70: 064318
- 39 Minkov N, Drenska S, Yotov P, et al. Coherent quadrupole-octupole modes and split parity-doublet spectra in odd-A nuclei. *Phys Rev C*, 2007, 76: 034324
- 40 Sun W, Quan S, Li Z P, et al. Microscopic core-quasiparticle coupling model for spectroscopy of odd-mass nuclei with octupole correlations. *Phys Rev C*, 2019, 100: 044319
- 41 He X T, Li Y C. Alternating-parity bands of $^{236,238}\text{U}$ and $^{238,240}\text{Pu}$ in a particle-number-conserving method based on the cranked shell model. *Phys Rev C*, 2020, 102: 064328
- 42 Bonche P, Heenen P H, Flocard H, et al. Self-consistent calculation of the quadrupole-octupole deformation energy surface of ^{222}Ra . *Phys Lett B*, 1986, 175: 387–391
- 43 Robledo L M, Egido J L, Berger J F, et al. Stable octupole deformation in some actinide nuclei. *Phys Lett B*, 1987, 187: 223–228
- 44 Egido J L, Robledo L M. A self-consistent approach to the ground state and lowest-lying negative-parity state in the barium isotopes. *Nucl Phys A*, 1990, 518: 475–495
- 45 Rutz K, Maruhn J A, Reinhard P G, et al. Fission barriers and asymmetric ground states in the relativistic mean-field theory. *Nucl Phys A*, 1995, 590: 680–702
- 46 Geng L S, Meng J, Toki H. Reflection asymmetric relativistic mean field approach and its application to the octupole deformed nucleus ^{226}Ra .

- [Chin Phys Lett](#), 2007, 24: 1865–1868
- 47 Zhang W, Li Z P, Zhang S Q, et al. Octupole degree of freedom for the critical-point candidate nucleus ^{152}Sm in a reflection-asymmetric relativistic mean-field approach. [Phys Rev C](#), 2010, 81: 034302
- 48 Guo J Y, Jiao P, Fang X Z. Microscopic description of nuclear shape evolution from spherical to octupole-deformed shapes in relativistic mean-field theory. [Phys Rev C](#), 2010, 82: 047301
- 49 Lu B N, Zhao E G, Zhou S G. Potential energy surfaces of actinide nuclei from a multidimensional constrained covariant density functional theory: Barrier heights and saddle point shapes. [Phys Rev C](#), 2012, 85: 011301
- 50 Zhou S G. Multidimensionally constrained covariant density functional theories-nuclear shapes and potential energy surfaces. [Phys Scr](#), 2016, 91: 063008
- 51 Xu F, Wang Y. Shell-model-like approach based on covariant density functional theory in 3D lattice space: Evolution of octupole shape in rotating ^{224}Th . [Int J Mod Phys E](#), 2023, 32: 2340007
- 52 Li Z K, Wang Y Y. Robustness of the octupole collectivity in ^{144}Ba within the cranking covariant density functional theory in 3D lattice. [NUCL SCI TECH](#), 2024, 35: 139
- 53 Chen Y J, Gao Z C, Chen Y S, et al. Octupole bands and simplex inversion in the neutron-rich nucleus ^{145}Ba . [Phys Rev C](#), 2015, 91: 014317
- 54 Nomura K, Nikšić T, Vretenar D. Signatures of octupole correlations in neutron-rich odd-mass barium isotopes. [Phys Rev C](#), 2018, 97: 024317
- 55 Wang Y Y, Zhang S Q, Zhao P W, et al. Multiple chiral doublet bands with octupole correlations in reflection-asymmetric triaxial particle rotor model. [Phys Lett B](#), 2019, 792: 454–460
- 56 Wang Y P, Wang Y Y, Meng J. Pseudospin symmetry and octupole correlations for multiple chiral doublets in ^{131}Ba . [Phys Rev C](#), 2020, 102: 024313
- 57 Wang Y Y, Zhang S Q. Interpretation of chiral symmetry breaking and octupole correlations in ^{124}Cs by the reflection-asymmetric triaxial particle rotor model. [Phys Rev C](#), 2020, 102: 034303
- 58 Wang Y, Wu X, Zhang S, et al. Selection rules of electromagnetic transitions for chirality-parity violation in atomic nuclei. [Sci Bull](#), 2020, 65: 2001–2006
- 59 Wang Y Y, Chen Q B, Zhang S Q. Interpretation of enhanced electric dipole transitions in ^{73}Br by the reflection-asymmetric triaxial particle rotor model. [Phys Rev C](#), 2022, 105: 044316
- 60 Rajbanshi S, Palit R, Raut R, et al. Evidence of octupole correlation in ^{79}Se . [Phys Rev C](#), 2021, 104: 064316
- 61 Morse C, Macchiavelli A O, Crawford H L, et al. Quadrupole and octupole collectivity in ^{143}Ba . [Phys Rev C](#), 2020, 102: 054328
- 62 Wang Y Y, Peng J, Zhang S Q. Existence of intrinsic octupole shape in ^{151}Pm : The reflection asymmetric triaxial particle rotor model. [Phys Rev C](#), 2024, 110: 024315
- 63 Wang Y, Zhang S. Octupole correlations in stable nucleus ^{153}Eu within reflection-asymmetric particle rotor model. [Chin Phys C](#), 2025, 49: 014103
- 64 Madhu A. Y. D, Yadav K, Sahoo D, et al. Coexisting single-particle excitations and octupole correlations in the transitional nucleus ^{217}Ra . [Phys Rev C](#), 2023, 108: 014309
- 65 Wang Y Y. Parity doublet bands in ^{223}Th within reflection-asymmetric triaxial particle rotor model. [Phys Rev C](#), 2021, 104: 014318
- 66 Hamamoto I. Band crossing in the cranking model. [Nucl Phys A](#), 1976, 271: 15–28
- 67 Hamamoto I, Mottelson B. On the intrinsic spectra of rotating nuclei with tri-axial shape. [Phys Lett B](#), 1983, 127: 281–285
- 68 Zhang S Q, Qi B, Wang S Y, et al. Chiral bands for a quasi-proton and quasi-neutron coupled with a triaxial rotor. [Phys Rev C](#), 2007, 75: 044307
- 69 Nilsson S G. Binding States of Individual Nucleons in Strongly Deformed Nuclei. Technical Report. Royal Danish Academy of Sciences and Letters, 1955
- 70 Wang Y Y, Ren Z X. Single particles in a reflection-asymmetric potential. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2018, 61: 082012
- 71 Bohr A, Mottelson B R. Nuclear Structure. Vol. II. New York: Benjamin, 1975
- 72 Ring P, Schuck P. The Nuclear Many-Body Problem. Berlin: Springer, 2004
- 73 Ren Z X, Zhang S Q, Zhao P W, et al. Stability of the linear chain structure for ^{12}C in covariant density functional theory on a 3D lattice. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2019, 62: 112062
- 74 Zhao P W, Li Z P, Yao J M, et al. New parametrization for the nuclear covariant energy density functional with a point-coupling interaction. [Phys Rev C](#), 2010, 82: 054319
- 75 Bengtsson T, Ragnarsson I. Rotational bands and particle-hole excitations at very high spin. [Nucl Phys A](#), 1985, 436: 14–82

Parity-doublet bands in pear-shaped nucleus ^{145}Ba

LI Yang¹, WANG YuanYuan^{1,2*} & ZHANG ZhenHua^{1,2}

¹*Mathematics and Physics Department, North China Electric Power University, Beijing 102206, China*

²*Hebei Key Laboratory of Physics and Energy Technology, North China Electric Power University, Baoding 071000, China*

**Corresponding author (email: yywang1021@ncepu.edu.cn)*

The spontaneous breaking of the space reflection symmetry occurs in nuclei with octupole deformations (such as pear shape), which has attracted a lot of attention in nuclear physics. The possible two pairs of parity doublet bands observed in neutron-rich odd-mass nucleus ^{145}Ba are investigated using the reflection-asymmetric triaxial particle-rotor model. The experimental energy spectra, energy staggering parameters, and the $B(E1)/B(E2)$ ratios are well reproduced by the theoretical calculations. The detailed analysis of the intrinsic wave functions shows that the main components of the parity doublet bands based on $5/2^-$ ground state and $9/2^+$ excited state (with the excitation energy of 507.4 keV) are $\nu h_{9/2}(f_{7/2} \oplus i_{13/2})$ ($\Omega = 3/2$) and $\nu i_{13/2}(p_{3/2} \oplus g_{9/2})$ ($\Omega = 1/2$), respectively. By analyzing the variation of these main components with spin, the signature splitting behavior for the parity doublet bands can be understood.

pear-shaped nuclei, parity doublet bands, reflection asymmetric triaxial-particle-rotor model

PACS: 21.10.-k, 21.60.-n, 21.60.Jz, 23.20.-g

doi: [10.1360/SSPMA-2025-0015](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2025-0015)