

# 原子核形变与价核子数的系统关系\*

张胜群 周善贵 许甫荣<sup>1)</sup>

(北京大学物理学院技术物理系 北京 100871)

**摘要** 利用  $N_p N_n$  方法研究了  $A \geq 100$  的偶-偶核基态四极形变参数  $\beta$  的系统规律. 根据质量数以及价质子(中子)是粒子还是空穴对原子核分组, 发现  $\beta$  与  $(N_p N_n)^{1/2}$  的关系曲线是平滑的. 不同组中原子核的  $\beta$  变化曲线的斜率和趋势显示, 价核子和空穴对核四极形变的贡献不同. 通过对近滴线原子核理论形变值的变化规律的研究表明, 在  $N_p N_n$  方法中 p-n 价核子相互作用的一般关系可能依然适用于不稳定核.

**关键词** 形变  $(N_p N_n)^{1/2}$  方法 价核子 空穴

## 1 引言

p-n 价核子相互作用在决定核结构方面的重要性历来受到人们的重视<sup>[1,2]</sup>. 然而, 只是在 Casten<sup>[3-5]</sup> 引入了  $N_p N_n$  方法之后, 人们才逐渐清楚地认识到 p-n 价核子剩余相互作用在原子核单粒子结构以及集体运动的变化规律等方面的重要性. 在  $N_p N_n$  方法中,  $N_p$  ( $N_n$ ) 是价质子(中子)的数目. 假定所有的价质子和价中子剩余相互作用强度都相等的情况下, 乘积  $N_p N_n$  可用于描述原子核中所有价质子和价中子之间的剩余相互作用. 当原子核的一些参量如  $E(2_1^+)$ 、 $E(4_1^+)$  和  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  等由  $N_p N_n$  参数而不是常用的中子数  $N$ 、质子数  $Z$  或质量数  $A$  来标度<sup>1)</sup>. 人们在很多核区发现了非常明显的规律.

以前有关  $N_p N_n$  方法的研究中, 没有区别价核子是粒子或空穴. 本文把原子核按价质子(中子)是否为粒子或空穴而分组, 系统地研究偶-偶核基态四极形变参数  $\beta$  与  $(N_p N_n)^{1/2}$  之间的关系. 研究表明价核子和空穴对中重和重核集体运动的贡献不同.

有关形变参数与  $N_p N_n$  的关系已经有一些研究

工作发表<sup>[6-8]</sup>, 但多局限于稳定线附近. 随着放射性核束技术的发展, 人们越来越关注远离稳定线原子核的性质. 一个有趣的问题是, 稳定线附近原子核的四极形变  $\beta$  与  $(N_p N_n)^{1/2}$  之间的关系是否在远离稳定线核中也存在. 本文也将通过  $\beta - N_p N_n$  关系研究远离稳定线原子核的性质. 由于没有充足的实验数据, 我们将研究从稳定线到滴线核的理论形变值与  $(N_p N_n)^{1/2}$  之间的变化规律.

## 2 $\beta$ 实验值与 $(N_p N_n)^{1/2}$ 的相互关系

文献[6-8]研究了  $\beta$  与  $N_p N_n$  的相互关系, 在文献[7]中, 利用刚性三维转子模型(RTRM)计算了  $\beta$  (和  $\gamma$ ), 其中利用  $2_{1,2}^+$  态的能量和分支比  $R = B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ . 他们的研究发现  $\beta$  和  $\gamma$  随  $N_p N_n$  的变化曲线是平滑的. 实验一般不能直接测量形变参数. 我们的主要目的是考察价核子和价空穴对原子核性质的不同贡献, 为简单计, 利用转动-振动模型(RVM)通过 E2 约化跃迁几率  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  来提取  $\beta$  值<sup>[9]</sup>. 在 RVM 中,  $\beta$  可以用下列公式从  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  中计算出来(精确到  $\beta$  的 2 次方)<sup>[10]</sup>:

2003-05-20 收稿

\* 国家自然科学基金(10175002), 国家 973 项目(G2000077400)和教育部博士点基金(20030001088)资助

1) E-mail: frxu@pku.edu.cn

$$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = \left( \frac{3ZR_0^2}{4\pi} \right)^2 \beta^2 \left( 1 + \frac{2}{7} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta \right)^2, \quad (1)$$

其中  $R_0 = 1.2A^{1/3} \text{ fm}$ .

对于大多数核, 我们用幻数 20, 28, 50, 82, 114(126)和 184 等来计算价核子或价空穴数  $N_p$  和  $N_n$ . 对于中子数为  $52 \leq N < 60$  和  $84 \leq N < 90$  的原子核, 也采用了在  $N_p N_n$  方法中常用的  $Z = 38$  和 64 的两个亚幻数来计算  $N_p$  [3-5]. 若  $N(Z)$  接近比它小的幻数, 则价核子为粒子, 反之为空穴. 例如, 对于  $^{144}\text{Nd}$ ,  $Z = 60$ ,  $N = 84$ , 价质子为空穴,  $N_p = 4$ , 价中子为粒子,  $N_n = 2$ .

按照上述方法, 我们将所研究的原子核分为 6 个组: (1) 价质子为空穴, 价中子为粒子:  $38 < Z < 50$ ,  $60 \leq N \leq 66$  和  $34 \leq Z < 38$  ( $44 \leq Z < 50$ ),  $50 < N < 60$  (这组主要是丰中子到滴线核); (2) 价质子为粒子, 价中子为空穴:  $50 < Z \leq 66$ ,  $66 \leq N < 82$  (稳定核和缺中子核); (3) 价质子为空穴, 价中子为粒子:  $66 \leq Z < 82$ ,  $82 < N \leq 104$  (主要为缺中子核); (4) 价质子为粒子, 价中子为粒子:  $50 < Z \leq 66$ ,  $90 \leq N \leq 104$  (丰中子核) 和  $50 < Z \leq 56$  (丰中子核) ( $64 < Z \leq 72$ , 缺中子核)  $82 < N \leq 88$ ; (5) 价质子为空穴, 价中子为空穴:  $66 \leq Z < 82$ ,  $104 \leq N < 126$  (包括缺中子核、稳定核和丰中子核) 和 (6) 价质子为粒子, 价中子为粒子:  $82 < Z \leq 98$ ,  $126 < N \leq 154$  (接近超重核区).

文献[5]表明  $\beta$  近似地与价核子数乘积  $N_p N_n$  的平方根成比例, 因此, 在我们的研究中, 将采用  $\beta$  与  $(N_p N_n)^{1/2}$  的关系而非  $\beta$  与  $N_p N_n$ . 图 1 给出了第 4, 5 和 6 组原子核的  $\beta - (N_p N_n)^{1/2}$  的关系, 从图 1(a), (b) 和 (c) 能清楚地看到  $\beta$  与  $(N_p N_n)^{1/2}$  在一定范围内有较好的线性关系, 粗略地讲, 这是由于价核子数乘积  $N_p N_n$  与约化跃迁几率  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  [4,5] 有较好的线性关系, 而  $\beta$  在一级近似下, 正比于  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  的平方根.

图 1(b) 表明,  $\beta$  在很大范围内与  $(N_p N_n)^{1/2}$  成比例. 第 4 组和第 6 组原子核中的价核子均为粒子. 从图 1(a) 和 (c) 可以看出, 在  $0 < (N_p N_n)^{1/2} < 10$  时,  $\beta$  与  $(N_p N_n)^{1/2}$  成比例, 但是当  $(N_p N_n)^{1/2}$  大于 10 时,  $\beta$  几乎成为常数. 第 4 组或第 6 组原子核与第 5 组原子核的  $\beta - (N_p N_n)^{1/2}$  关系之间的差异在图 1(d) 中可以很明显地看出. 这里把在图 1(a), (b) 和 (c) 中

经过平滑处理的  $\beta - (N_p N_n)^{1/2}$  关系曲线进行了比较. 在图 1(d) 中, 尽管  $\beta$  值有系统的差别, 相对于第 4 组和第 6 组原子核的两条曲线近似平行. 第 5 组核对应的曲线与第 4 组和第 6 组的曲线有不同的斜率, 但  $\beta$  与  $(N_p N_n)^{1/2}$  一直保持线性关系. 文献[4]研究了  $E(4_1^+)/E(2_1^+)$  与  $N_p N_n$  的关系 ( $E(4_1^+)/E(2_1^+)$  与  $\beta$  有密切的关系), 不同区域的原子核  $E(4_1^+)/E(2_1^+) - N_p N_n$  的类似的差异被归因于价核子之间不同的剩余相互作用. 从我们的分组和图 1 的结果可见, 这些差异也可能是因为价核子和价空穴对原子核的集体运动性质例如四极形变  $\beta$  的贡献不同.

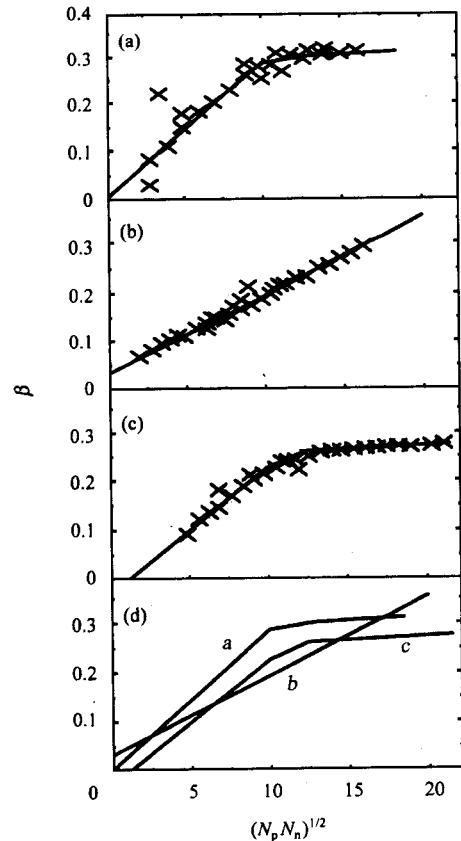


图 1  $\beta$  实验值与  $(N_p N_n)^{1/2}$  的关系

(a) 第 4 组原子核; (b) 第 5 组原子核; (c) 第 6 组原子核;  
(d) a, b, c 分别对应 4, 5, 6 组原子核.

上面讨论的是价质子和价中子都是粒子 (或空穴) 的核, 图 2 给出了 1, 2 和 3 组的原子核的结果. 在这些组中, 价质子 (价中子) 是粒子 (空穴), 或反之. 在图 2 中, 3 条  $\beta - (N_p N_n)^{1/2}$  曲线在  $(N_p N_n)^{1/2}$  接近 12.5 之前几乎平行, 在 12.5 之后, 第 3 组原子核的  $\beta$  值增加缓慢.

为了做进一步的比较, 我们把对应于 1—6 组原子核的 6 条曲线在图 2(d) 中绘制在一起. 根据斜率

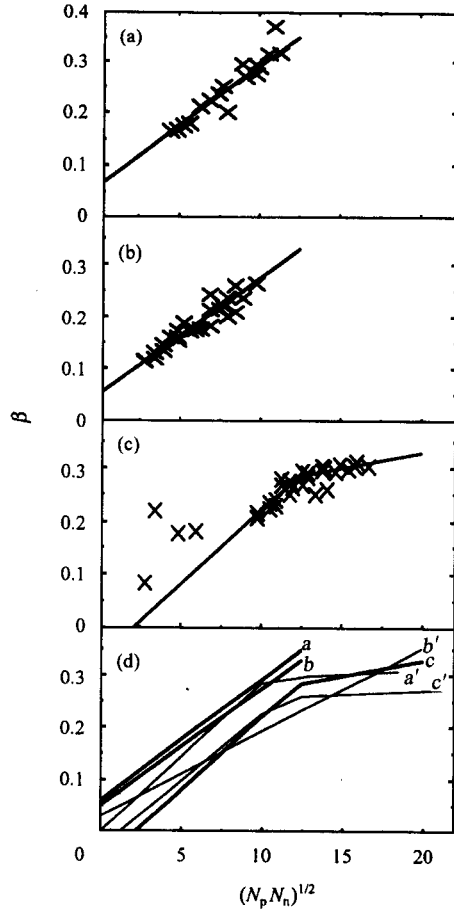


图 2  $\beta$  实验值与  $(N_p N_n)^{1/2}$  的关系

(a) 第 1 组原子核; (b) 第 2 组原子核; (c) 第 3 组原子核;  
(d) 把图 1 和本图的 6 组原子核对应的光滑曲线画在一起.  
a, b, c 和 a', b', c' 分别对应于第 1, 2, 3 和 4, 5, 6 组中的原子核.

的不同, 我们可以把 6 条曲线 (即 6 组原子核) 分为三类: (1) 曲线  $b'$  对应于价质子和价中子均为空穴的原子核; (2) 曲线  $a, b$  和  $c$  对应于价质子为粒子、价中子为空穴 (或反之) 的原子核; (3) 曲线  $a'$  和  $c'$  对应于价质子和价中子均为粒子的原子核.

### 3 理论 $\beta$ 值与 $(N_p N_n)^{1/2}$ 的关系

放射性核束的应用使得人们可以研究大量远离稳定线原子核. 进一步人们要问<sup>[5]</sup>: 在稳定线附近原子核中发现的  $\beta$  与  $(N_p N_n)^{1/2}$  的关系是否仍然适用于远离稳定线甚至滴线核? 当然, 只有在累积了足够的实验数据之后, 这个问题才能得到较好的回答. 目前关于远离  $\beta$  稳定线核的实验数据不是非常多. 为了能系统地研究不稳定核行为, 我们也给出了理论形变值与  $(N_p N_n)^{1/2}$  之间的变化关系, 它不但能在一定程度上有助于解释上述问题, 而且还有助

于研究理论本身的有效性.

图 3 给出了第 4, 5 和 6 组中原子核的  $\beta$  理论值, 其中的曲线分别为图 1(d) 中的  $a, b, c$  3 条反映实验  $\beta - (N_p N_n)^{1/2}$  规律的曲线. 在图中分别给出了两种不同理论模型的  $\beta$  值. 一种是 Moller 等<sup>[11]</sup> 用宏观-微观模型得到的  $\beta$  值; 另一种是用胡济民等人的连续介质宏观模型<sup>[12]</sup> 结合 Nilsson 势<sup>[13]</sup> 计算得到的. 为了和相应的实验结果进行比较, 使用了理论  $\beta$  值的绝对值, 这是因为四极形变的正负号不能用实验的方法确定.

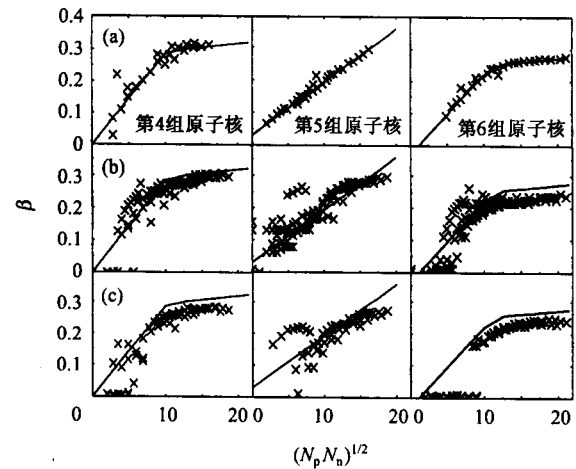


图 3 第 4, 5, 6 组原子核的  $\beta$  理论值与  $(N_p N_n)^{1/2}$  的关系.

(a) 为实验提取的  $\beta$  值; (b) 为文献[11]的理论  $\beta$  值;  
(c) 为用连续介质宏观模型计算的  $\beta$  值. 为了与实验比较, 也给出了实验值的平滑曲线.

从图中可以看出, 除了在过渡区域 (原子核的形变很小) 有细节上的差别外, 两种理论模型都给出了与实验大致相符的结果, 这表明用于计算  $\beta$  值的两个模型在已有的实验范围内都比较有效. 即使对于远离稳定线原子核, 理论给出的  $\beta$  值仍然很好地符合由实验  $\beta$  值决定的  $\beta - (N_p N_n)^{1/2}$  曲线的趋势, 这表明 p-n 相互作用在决定远离稳定线核的四极形变方面所起的作用与在稳定核中相似. 应该指出, 远离稳定线原子核的  $N_p N_n$  值不一定比稳定线附近的原子核大, 因此, 包含远离稳定线原子核后,  $\beta - (N_p N_n)^{1/2}$  曲线并没有在  $N_p N_n$  增大的方向上延长.

需要指出的是, 实验提取的  $\beta$  值没有包含十六级形变的影响, 这在滴线核附近可能是不可忽略的. 理论计算中包含着十六级形变的影响, 尽管如此, 理论和实验还是很好地符合, 这为 p-n 相互作用研究提供了合理的基础. 在两个理论模型中, 没有考虑中子质子间的剩余相互作用, 绝大多数情况下, 这种

剩余相互作用不影响形变,只可能影响结合能.

## 4 小结

我们从实验  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  值得到了  $A \geq 100$  的偶-偶核基态四极形变参数  $\beta$  值,并且研究了  $\beta$  相对于  $(N_p N_n)^{1/2}$  的变化. 我们将被研究的原子核按照价质子(中子)是粒子或空穴而分成 6 组,发现全部 6 组原子核的  $\beta$  值与  $(N_p N_n)^{1/2}$  的对应曲线是有规律的. 我们认为,  $\beta - (N_p N_n)^{1/2}$  的 6 条曲线中不同斜率和变化表明了价粒子和空穴对集体运动可观测量,至少对四极形变参数  $\beta$  的贡献不同.

研究了  $\beta$  理论值与  $(N_p N_n)^{1/2}$  的相互关系,并扩展到滴线核区,发现  $\beta$  理论值和实验值具有相似变化趋势,这表明价核子相互作用在决定不稳定核四极形变方面仍然起着与稳定核类似的作用,同时也说明了所用的理论模型在考察不稳定核的形变时,

仍然具有较好的适用性.

从图 1,图 3 可以明显看出,对于第 4,6 组原子核,当  $(N_p N_n)^{1/2}$  约大于 10 时,  $\beta$  值趋于常数(见图 1). 这是因为核子满壳底部区域的单粒子能级大多是高  $j$  低  $k$  态,如:  $Z$  或  $N = 50-82$  壳的底部区域主要是  $1g_{7/2}$ ,  $1h_{11/2}$  和  $2d_{5/2}$  的低  $k$  轨道;  $Z$  或  $N \geq 82$  壳的底部区域主要是  $1h_{9/2}$ ,  $1i_{13/2}$  和  $2f_{7/2}$  的低  $k$  轨道. 这些高  $j$  低  $k$  轨道随着  $\beta$  增加(长椭球形变),能量迅速下降,即有很强的  $\beta$  极化力,使原子核  $\beta$  形变增加. 但当核子费米面上升到壳层中间区域时,核子主要填充中间  $k$ (或低  $j$ )能级,这些能级随  $\beta$  的变化是非常弱的,几乎没有  $\beta$  极化影响,所以,当  $(N_p N_n)^{1/2}$  增加到一定数值后,  $\beta$  形变值近似趋于常数.

本文的完成得到了北京大学物理学院郭华老师的指导和帮助,特此致谢!

## 参考文献 (References)

- 1 Shalit A de, Goldhaber M. Phys. Rev., 1953, **92**:1211
- 2 Talmi I. Rev. Mod. Phys., 1962, **34**:704
- 3 Casten R F. Phys. Lett., 1985, **152B**:145
- 4 Casten R F. Nucl. Phys A, 1985, **443**:1
- 5 Casten R F, Zamfir N V. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1996, **22**:1521
- 6 Tabor S L. Phys. Rev., 1992, **C45**:242
- 7 Esser L, Neneyer U, Casten R F et al. Phys. Rev., 1997, **C55**:206
- 8 Hao Y M et al. Phys. Rev. Lett, 2000, **85**:720; Phys. Rev., 2001, **C63**:067302
- 9 Raman S et al. At. Data Nucl. Data Tables, 1987, **36**:1
- 10 Eisenberg J M, Greiner W. Nuclear Models. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1970
- 11 Möller P, Nix J R, Meyers W D et al. At. Data Nucl. Data Tables, 1995, **A59**:195
- 12 HU Ji-Min, ZHENG Chun-Kai. Chin. Phys., 1986, **6**:105
- 13 Nilsson S G, Tsang C F, Sobiczewski A et al. Nucl. Phys., 1969, **A131**:1

## Systematic Relation between Quadrupole Deformation $\beta$ and Valence Nucleon Product $(N_p N_n)^{1/2}$ \*

ZHANG Sheng-Qun ZHOU Shan-Gui XU Fu-Rong<sup>1)</sup>

(Department of Technical Physics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

**Abstract** The variation of the quadrupole deformations  $\beta$  of the ground state even-even nuclei with  $A \geq 100$  are investigated systematically. The studied nuclei are classified into different groups not only by their mass numbers but also by if the valence nucleons are particles or holes. Smooth behaviors of the  $\beta$  values against  $(N_p N_n)^{1/2}$  are found with different slopes and trends in different groups of nuclei. This is explained as that the contribution to the quadrupole deformation from valence particles and that from valence holes are different. The behavior of the  $\beta$  values against  $(N_p N_n)^{1/2}$  are also investigated for the nuclei near the drip lines. This seems to imply that the universal correlations under the  $N_p N_n$  scheme is still valid for nuclei far from stability.

**Key words** deformation,  $N_p N_n$  scheme, valence particle, valence hole

---

Received 20 May 2003

\* Supported by the National Natural Science Foundation of China (10175002), Major State Basic Research Development Program (G2000077400) and the Doctoral Foundation of Ministry of Education of China (200300011088)

1) E-mail: frxu@pku.edu.cn