

文章编号: 1007-4627(2016)03-0263-05

平均场加邻近轨道对力模型描述 $N = 94$ 同中异质素性质

戴连荣, 张万里

(辽宁师范大学物理与电子技术学院, 辽宁 大连 116029)

摘要: 利用严格可解的 Nilsson 平均场加邻近轨道对力模型, 在区分质子和中子情况下, 研究了大形变核的性质, 主要计算了中子数为 $N = 94$ 的同中异质素的结合能、奇偶能差和转动惯量, 并与相应的实验值进行了系统比较, 结果表明此模型可以合理描述这些性质, 正确反映原子核奇偶性质的变化规律。然后以偶偶核 ^{160}Dy 为例, 研究了基态中各角动量 $J = 0, 1, \dots, 12$ 价核子对的占有率。结果表明, 偶角动量占有率远高于奇角动量占有率, 其中 S, D, G 价核子对各组份在基态波函数中是主要的。

关键词: 邻近轨道对力; 奇偶能差; 转动惯量; 占有率

中图分类号: O572.2 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.33.03.263

1 引言

原子核壳模型是最成功的理论模型之一, 它解释了幻数等实验数据。壳模型中假定原子核的每个核子可看成是在由其他核子共同产生的平均场中做近似独立运动, 使原子核呈现出壳层结构。作为近似, 还要考虑剩余相互作用。壳模型中剩余相互作用虽然较弱, 但在描述原子核各种性质时却起着十分重要的作用, 其中长程关联使原子核发生形变, 短程关联使核子配对。四极-四极相互作用和对相互作用一直是原子核的各种平均场模型必须要考虑的, 是最重要的两种剩余相互作用, 其中四极-四极相互作用主要贡献给原子核的形变, 因此当引入形变平均场后, 只需考虑对力相互作用。

针对大形变核, 最早提出的形变平均场加等强度对力即标准对力模型, 可以利用 Both 假定方法得到其形式解^[1-2], 这一方法具有严格可解和价核子对数守恒的优势。随后, 在此方法基础上, 发展出了只考虑邻近轨道核子对相互作用的形变平均场加邻近轨道对力模型^[3-5], 这可看作是高斯型对力的近似。文献[6]中进一步引入了多对核子间的相互作用, 从而得到推广对力模型。应用平均场加邻近轨道对力模型, 初步研究了大形变稀土区和超铀区的结合能和奇偶能差性质^[7-10], 最近又扩展研究了轻核大形变 ^{24}Mg 等核的性质^[11]。本文将在形变平均场加邻近轨道对力模型下, 系统地研究 $N = 94$ 的同中异质素的结合能、奇偶能差和转动惯量, 并与相应的实验值进行比较, 并在此基础上进一步计算

各角动量价核子对的基态波函数中各组份的占有率。

2 理论模型

本文采用 Nilsson 平均场加邻近轨道对力模型研究大形变核的性质。对力强度通常采用依赖轨道的高斯型形式^[12]:

$$G_{ij} = A_{ij} e^{-B(\varepsilon_i - \varepsilon_j)^2}, \quad (1)$$

其中 ε_i 和 ε_j 分别为形变平均场中对应轨道的单粒子能量, 参数 $A < 0, B > 0$ 。

由公式(1)式可以看出, 对相互作用的大小随能级差 $|\varepsilon_i - \varepsilon_j|$ 的增大迅速衰减, 因而作为进一步近似, 可以把高斯型对力简化为邻近轨道对力。

Nilsson 形变平均场加邻近轨道对力模型的哈密顿量可写为

$$\hat{H} = \sum_i' \varepsilon_i^\pi + \sum_i' \varepsilon_i^\nu + \sum_{\langle i, j \rangle} \mathcal{P} t_{ij}^\pi b_i^\dagger(\pi) b_j(\pi) \mathcal{P} + \sum_{\langle i, j \rangle} \mathcal{P} t_{ij}^\nu b_i^\dagger(\nu) b_j(\nu) \mathcal{P}, \quad (2)$$

前两项带撇的求和号仅对奇 A 核或拆对时的单个价质子和价中子占据的轨道进行, 而这些轨道在后两项求和中被分别排除掉, \mathcal{P} 是保证轨道不被双对占有的投影算符。对质子情况, $t_{ii}^\pi = 2\varepsilon_i^\pi + G_{ii}^\pi, t_{ii+1}^\pi = t_{i+1i}^\pi = G_{ii+1}^\pi$, 其他 $t_{ij}^\pi = 0$; 同理, 对中子情况, $t_{ii}^\nu = 2\varepsilon_i^\nu + G_{ii}^\nu, t_{ii+1}^\nu = t_{i+1i}^\nu = G_{ii+1}^\nu$, 其他 $t_{ij}^\nu = 0$, 其中 G_{ij} 由公式(1)式给出。公式(2)中的 $b_i^\dagger(\pi), b_i(\pi)$ 分别为价质子对

收稿日期: 2016-02-04; 修改日期: 2016-03-11

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11375080, 11575076); 辽宁省高等学校优秀科技人才支持计划项目(LR2015032)

作者简介: 戴连荣(1968-), 女(满族), 辽宁开原人, 教授, 博士, 从事理论物理研究; E-mail: dair@lnnu.edu.cn.

的产生算符和湮灭算符, $b_i^\dagger(\nu), b_i(\nu)$ 分别为价中子对的产生算符和湮灭算符。它们可表示为

$$b_i^\dagger(\rho) = a_i^\dagger(\rho)a_{\bar{i}}^\dagger(\rho), \quad b_i(\rho) = a_{\bar{i}}(\rho)a_i(\rho), \quad (3)$$

其中 $\rho = \pi$ 或 ν , $a_i^\dagger(\rho)$ 是第 i 轨道价质子(价中子)的产生算符, $a_i^\dagger(\rho)$ 为相应的时间反演态算符, $a_i(\rho)$ 是第 i 轨道价质子(价中子)的湮灭算符, $a_{\bar{i}}(\rho)$ 是其相应的时间反演态算符。其中 $N_i(\rho) = \frac{1}{2}[(a_i^\dagger(\rho)a_i(\rho) + a_{\bar{i}}^\dagger(\rho)a_{\bar{i}}(\rho))]$ 由于泡利不相容原理的限制, 每一条轨道上最多只能容纳一对价核子, 所以此时价核子对可当做玻色子来处理, 但其组态空间和哈密顿量都要被投影到无轨道被双对占有的子空间内^[3]。

k 对价核子时公式(2)的本征态可表示为

$$|k; \xi, (n_{j_1}, n_{j_2}, \dots, n_{j_r})n_r \rangle = \sum_{i_1 < i_2 \dots i_k} C_{i_1 i_2 \dots i_k}^{(\xi)} \times b_{i_1}^\dagger b_{i_2}^\dagger \dots b_{i_k}^\dagger |(n_{j_1}, n_{j_2} \dots n_{j_r})n_r \rangle, \quad (4)$$

其中 $|(n_{j_1}, n_{j_2} \dots n_{j_r})n_r \rangle$ 表示单个价核子占据相应轨道后的单粒子乘积态, 即对真空态, 满足

$$b_i(\rho)|(n_{j_1}, n_{j_2} \dots n_{j_r})n_r \rangle = 0, \quad (5)$$

其中 $i = 1, 2, \dots, N(\rho)$, ρ 取 π 或 ν , $N(\rho)$ 为所考虑主壳层内的轨道总数。 $C_{i_1 i_2 \dots i_k}^{(\xi)}$ 由下列行列式给出

$$C_{i_1 i_2 \dots i_k}^{(\xi)} = \begin{vmatrix} g_{i_1}^{\xi_1} & g_{i_2}^{\xi_1} & \dots & g_{i_k}^{\xi_1} \\ g_{i_1}^{\xi_2} & g_{i_2}^{\xi_2} & \dots & g_{i_k}^{\xi_2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ g_{i_1}^{\xi_k} & g_{i_2}^{\xi_k} & \dots & g_{i_k}^{\xi_k} \end{vmatrix}. \quad (6)$$

若单粒子轨道数为 M , 则公式(2)中的 t 矩阵维数为 $M \times M$ 。由于泡利阻塞效应, 被单个价核子所占据的 r 条轨道没有对力相互作用。这时要把 t 矩阵中被单粒子占据的行和列划去, 得到 $(M-r) \times (M-r)$ 矩阵即为 \tilde{t} 矩阵。 $\xi = \{\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_k\}$ 表示选取 \tilde{t} 矩阵的相应 k 个本征矢量, $g_{i_j}^{\xi_\rho}$ 表示 \tilde{t} 矩阵的第 ξ_ρ 个本征矢量的 i_j 分量。这时公式(2)的本征值为

$$E_k^\xi = \sum_j' \varepsilon_j + \sum_{j=1}^k E^{\xi_j}, \quad (7)$$

其中第一项求和对单个价核子占据的轨道进行, 而第二项为 \tilde{t} 矩阵的 k 个不同本征值之和, 其中 E^{ξ_j} 满足本征方程

$$\sum_{i'} \tilde{t}_{i'i} g_i^{\xi_i} = E^{(\xi_i)} g_i^{\xi_i}. \quad (8)$$

因此求解公式(2)的本征值问题就转化为公式(8)中 \tilde{t} 矩阵的对角化问题, 在很大程度上缩减了计算量, 从而实现对中重核的计算。

本文实际计算时, 对第 i 个轨道上的单粒子能量 ε_i 做了近似修正, 取 $\varepsilon_i = \bar{\varepsilon}_i - \varepsilon - \varepsilon_0$, 其中 $\bar{\varepsilon}_i$ 是 Nilsson 单粒子轨道能量; ε 为所在大壳的价核子平均结合能, 真实原子核的平均结合能一般不是常数, 然而实验数据表明中重核的平均结合能基本是常数, 所以对给定的大壳把平均结合能选取为常数应该是合理的近似; ε_0 为所在壳无形变也无价核子时对应的 Nilsson 轨道能量, 实际上就是把双幻核的结合能作为计算的参考点, 哈密顿量(2)的最低的能量本征值加上对应的双幻核结合能就是本文计算的原子核结合能理论值。应该提及的是本文的计算方法和文献[7-11]是一致的。

哈密顿量(2)的求解问题已经在文献[4]中做了详细的证明和讨论, 此工作通过代数实现最后给出了对应 N 个单粒子轨道和 k 对价核子时的能量本征值。此工作发展的这一方法, 可以对 N 和 k 较大时实行简单的代数方法对角化, 因而更适合于对大形变核的计算。此方法进一步又被推广到平均场加推广对力模型中^[6]。

3 数值分析

3.1 结合能

本文计算中, 对力强度公式(1)中的参数 A 和 B 是拟合 $N = 94$ 的同中异质素核结合能的实验值得到的。在此基础上, 利用得到的波函数, 进一步研究了奇偶能差和转动惯量及基态波函数中各角动量价核子对的组份占有率。

在计算中, 只考虑满壳外价质子或价中子所占据的那个主壳层所包含的所有的单粒子能级, 而不考虑跨壳层激发, 同时忽略质子与中子之间的相互作用。

表 1 给出了 $N = 94$ 同中异质素结合能的理论值和实验值^[13-14], 可以看出理论值和实验值是一致的。这一点也可以从图 1 中更直接地看出来。

表 1 同中异质素结合能的理论值和实验值

质量数	基态自旋和宇称	理论值/MeV	实验值/MeV
156Sm	0 ⁺	-1279.969	-1279.997
157Eu	5/2 ⁺	-1287.362	-1287.383
158Gd	0 ⁺	-1295.934	-1295.901
159Tb	3/2 ⁺	-1301.992	-1302.033
160Dy	0 ⁺	-1309.494	-1309.462
161Ho	7/2 ⁻	-1314.283	-1314.276

续表 1

质量数	基态自旋和宇称	理论值/MeV	实验值/MeV
^{162}Er	0^+	-1320.673	-1320.702
^{163}Tm	$\frac{1}{2}^+$	-1324.395	-1324.385
^{164}Yb	0^+	-1330.016	-1329.963
^{165}Lu	$\frac{1}{2}^+$	-1332.677	-1332.678
^{166}Hf	0^+	-1337.366	-1337.384

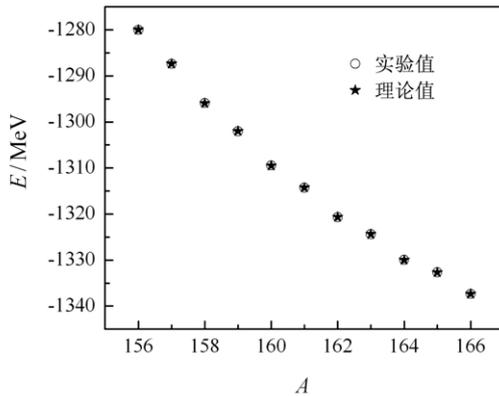


图 1 同中异质素结合能的理论值和实验值

3.2 对激发能

在表 2 给出了 $N = 94$ 同中异质素对激发能的理论值和实验值^[13-14], 这里 ^{165}Lu 没有实验值。从对激发谱来, 偶偶核第一 0^+ 激发态实验值基本在 1 MeV 左右, 理论计算值均比实验值小。同时也可以看出, 偶偶核和奇 A 核第一激发态能量的变化趋势理论和实验数据是一致的。

表 2 同中异质素对激发能的理论值和实验值

质量数	对激发态自旋和宇称	理论值/MeV	实验值/MeV
^{156}Sm	0_2^+	0.654	1.068
^{157}Eu	$\frac{5}{2}_2^+$	0.535	0.454
^{158}Gd	0_2^+	0.908	1.196
^{159}Tb	$\frac{3}{2}_2^+$	0.618	0.618
^{160}Dy	0_2^+	0.663	1.280
^{161}Ho	$\frac{7}{2}^-$	0.727	0.694
^{162}Er	0_2^+	0.707	1.087
^{163}Tm	$\frac{1}{2}_2^+$	0.613	1.345
^{164}Yb	0_2^+	0.698	0.976
^{165}Lu	$\frac{1}{2}_2^+$	0.747	-
^{166}Hf	0_2^+	0.696	1.065

3.3 奇偶能差

根据奇偶能差的定义

$$P(A) = E(A+1) + E(A-1) - 2E(A), \quad (9)$$

可以得到 $N = 94$ 同中异质素的奇偶能差, 公式(9)中 $E(A)$ 是原子核的质量数为 A 时的结合能。奇偶能差的理论值和实验值均在表 3 中给出, 结果表明 Nilsson 平均场加邻近轨道对力模型可以合理描述 $N = 94$ 同中异质素实验上奇偶能差的变化规律。这一点可以在图 2 锯齿状的变化规律下更明显地看出来, 充分表明原子核中对力的存在导致了原子核的奇偶效应, 和文献是一致的^[15]。

表 3 同中异质素核奇偶能差理论值和实验值

质量数	基态自旋和宇称	理论值/MeV	实验值/MeV
^{157}Eu	$\frac{5}{2}^+$	-1.179	-1.132
^{158}Gd	0^+	2.514	2.386
^{159}Tb	$\frac{3}{2}^+$	-1.444	-1.297
^{160}Dy	0^+	2.713	2.615
^{161}Ho	$\frac{7}{2}^-$	-1.601	-1.612
^{162}Er	0^+	2.668	2.743
^{163}Tm	$\frac{1}{2}^+$	-1.899	-1.895
^{164}Yb	0^+	2.960	2.863
^{165}Lu	$\frac{1}{2}^+$	-2.028	-1.991

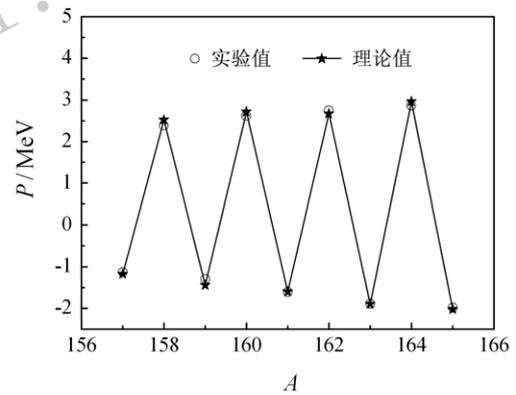


图 2 同中异质素奇偶能差的理论值与实验值

3.4 转动惯量

本工作进一步计算了同中异质素偶偶核和奇 A 核的转动惯量。根据推转模型, 转动惯量的公式^[16] 为

$$\mathfrak{I} = 2\hbar^2 \sum_n \frac{|\langle n | J_{x'} | 0 \rangle|^2}{E_n - E_0}, \quad (10)$$

公式(10)中的求和取遍所有的激发态, $J_{x'}$ 为所有核子的角动量 x' 分量之和。 $|0\rangle$ 表示原子核的基态, E_0 是相应基态的能量; $|n\rangle$ 表示第 n 个激发态, E_n 为其相应激发态的能量。

本工作只考虑了拆散一对粒子的情况, 因为拆散两对或拆散更多对时的高能量激发态对转动惯量的贡献很小^[17]。同时本文没有对基态自旋为 $1/2$ 核的转动惯量

进行计算, 因为此时转动-粒子耦合项不为零, 需要进一步考虑此项的贡献。

对于偶偶核, 转动惯量实验值由下列公式得到^[14]

$$\frac{2\mathfrak{S}_{\text{Exp}}}{\hbar^2} = \frac{6}{E(2_1^\dagger)}, \quad (11)$$

$E(2_1^\dagger)$ 表示实验上 2^\dagger 态的第一激发能量^[11]。

对于奇 A 核, 转动惯量实验值由下列公式得到

$$\frac{2\mathfrak{S}_{\text{Exp}}}{\hbar^2} = \frac{2(k+1)}{E(k+1)}. \quad (12)$$

表 4 给出了中子数 $N = 94$ 转动惯量的理论值和实验值, 其中第 2 列为对应核的基态自旋和宇称, 第 3 列是理论计算值, 第 4 列是根据公式(11)和(12)计算出的转动惯量的实验值。这里不考虑奇 A 核 ^{163}Tm 和 ^{165}Lu , 转动惯量的计算, 因为它们的基态自旋为 $1/2$ 。从表 4 中可以看出, 在 Nilsson 平均场加邻近轨道对力模型下, 理论计算出的转动惯量可以合理描述中子数 $N = 94$ 实验上转动惯量的变化趋势, 也就是奇 A 核的转动惯量系统大于与其相邻的偶偶核的转动惯量。

表 4 同中异质素转动惯量的理论值和实验值

质量数	基态自旋和宇称	理论值 $/(h^2\text{MeV}^{-1})$	实验值 $/(h^2\text{MeV}^{-1})$
^{156}Sm	0^\dagger	88.09	79.06
^{157}Eu	$\frac{5}{2}^\dagger$	97.05	91.25
^{158}Gd	0^\dagger	68.98	75.46
^{159}Tb	$\frac{3}{2}^\dagger$	111.84	86.21
^{160}Dy	0^\dagger	61.65	69.13
^{161}Ho	$\frac{7}{2}^-$	65.85	90.33
^{162}Er	0^\dagger	57.67	58.80
^{164}Yb	0^\dagger	57.02	48.66
^{166}Hf	0^\dagger	43.09	37.82

3.5 价核子对占有率

将 Nilsson 形变壳模型中各轨道价核子对的产生算符按球形基下的价核子产生算符展开

$$b_i^\dagger = \sum_{j_i j_i'} C_{j_i}^{\Omega_i} C_{j_i'}^{\bar{\Omega}_i} a_{j_i \Omega_i}^\dagger a_{j_i' \bar{\Omega}_i}^\dagger, \quad (13)$$

其中 b_i^\dagger 为第 i 条 Nilsson 轨道的对产生算符, $C_{j_i}^{\Omega_i}$ 为相应的展开系数, 求和对第 i 轨道按球形基展开时的所有可能角动量进行, $a_{j_i \Omega_i}^\dagger$ 为具有确定角动量量子数 j_i 的单核子产生算符, $a_{j_i \bar{\Omega}_i}^\dagger$ 是其相应的时间反演算符, Ω_i 表示 j_i 的三分量量子数且 $\bar{\Omega}_i = -\Omega_i$ 。总角动量为 J_i

的对产生算符可由具有确定角动量量子数 j_i 的单核子产生算符表示

$$a_{j_i \Omega_i}^\dagger a_{j_i' \bar{\Omega}_i}^\dagger = \sum_{j_i \Omega_i} \langle J_i 0 | j_i \Omega_i j_i' \bar{\Omega}_i \rangle A_{j_i j_i' J_i 0}^\dagger. \quad (14)$$

由于费米子具有交换反对称性, 要求

$$\begin{aligned} J_i = \text{odd}, \quad j_i + j_i' = \text{even}; \\ J_i = \text{even}, \quad j_i + j_i' = \text{odd}. \end{aligned} \quad (15)$$

将公式(14)代入式(13), 得到

$$b_i^\dagger = \sum_{j_i j_i' J_i} C_{j_i}^{\Omega_i} C_{j_i'}^{\bar{\Omega}_i} \langle j_i \Omega_i j_i' \bar{\Omega}_i | J_i 0 \rangle A_{j_i j_i' J_i 0}^\dagger. \quad (16)$$

计算各角动量价核子对的占有率时要将所有价核子对占据的轨道全部考虑进来, 其定义由文献[8]首先给出, 随后在文献[16]中被应用到推广对力模型的计算中。

$$\eta_J = \frac{N_J}{K_{\pi, \nu}} \times C_{i_1 i_2 \dots i_k}^2 \times \prod_{i_1 i_2 \dots i_k} \left(\sum_{j_i j_i' J} (C_{j_i}^{k_i} C_{j_i'}^{\bar{k}_i})^2 \langle j_i k_i j_i' \bar{k}_i | J 0 \rangle^2 \right), \quad (17)$$

其中 N_J 为角动量为 J 的价核子对数, $K_{\pi, \nu}$ 为总价核子对数, $C_{i_1 i_2 \dots i_k}$ 为 Nilsson 形变壳模型计算出的系数。

图 3 给出了中子数 $N = 94$ 核 ^{160}Dy 基态中 $J = 0, 1, 2, \dots, 12$ 各角动量价核子对的占有率, 横坐标为角动量, 纵坐标为占有率。从图 3 中可以看出, 偶角动量占有率远大于奇角动量占有率; 随着偶角动量的增大其占有率是递减的, 可以明显看出 $J = 0$ 的 S 价核子对、 $J = 2$ 的 D 价核子对、及 $J = 4$ 的 G 价核子对, 这三对占有率是相对比较大的, 也就是说 S, D, G 价核子对在基态波函数中的组份是主要的。对其他偶偶核各角动量价核子对的占有率的计算, 结论也基本是一致的。

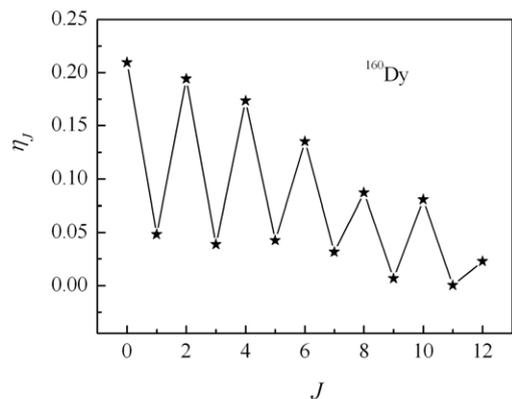


图 3 ^{160}Dy 核基态各角动量价核子对的占有率

4 结论

本文利用严格可解的 Nilsson 平均场加邻近轨道对力模型, 首先计算了中子数 $N = 94$ 同中异质素的结合能和奇偶能差。利用得到的拟合参数, 进一步计算了转动惯量的变化规律。研究结果表明, Nilsson 平均场加邻近轨道对力模型可以合理描述实验上 $N = 94$ 同中异质素链奇偶性的变化规律, 表明该模型可以较好地描述原子核低激发态的性质。在此基础上, 以 ^{160}Dy 为例, 研究了原子核基态各角动量价核子对的占有率, 结果表明 S , D , G 价核子对在基态波函数中是主要的。更深入的工作仍在进行中, 比如考虑质子和中子对的相互作用及对奇 A 核 $1/2$ 态转动惯量的计算考虑转动-粒子耦合项等。

参考文献:

- [1] COOPER D W, BATCHLDER J S, TAUBENBLATT M A. *Coll J Int Sci*, 1991, **144**: 201.
- [2] RICHARDSON R W. *J Math Phys*, 1965, **6**: 1034.
- [3] PAN F, DRAAYER J P. *Phys Lett B*, 1998, **442**: 7.
- [4] PAN F, DRAAYER J P. *J Phys A*, 2000, **33**: 9095.
- [5] PAN Feng, DAI Lianrong. *High Energ Phys & Nucl Phys*, 2001, **25**: 134. (in Chinese)
(潘峰, 戴连荣. 高能物理与核物理, 2001, **25**: 134.)
- [6] PAN F, GUEORGUIEV V G, DRAAYER J P. *Phys Rev Lett*, 2004, **92**: 112503.
- [7] CHEN Yuyan, PAN Feng. *High Energ Phys & Nucl Phys*, 2002, **26**: 1142. (in Chinese)
(陈玉艳, 潘峰. 高能物理与核物理, 2002, **26**: 1142.)
- [8] CHEN Yueer, LU Xiaohua, PAN Feng. *High Energ Phys & Nucl Phys*, 2004, **28**: 814. (in Chinese)
(陈月娥, 卢晓华, 潘峰. 高能物理与核物理, 2004, **28**: 814.)
- [9] YAO Youkun, PAN Feng, LUO Yanan. *High Energ Phys & Nucl Phys*, 2006, **30**: 56. (in Chinese)
(姚友坤, 潘峰, 罗延安, 等. 高能物理与核物理, 2006, **30**: 56.)
- [10] PAN Feng, LI Hang, BAO Lina, *et al.* *Journal of Liaoning Normal University: Natural Science Edition*, 2011, **34**: 286. (in Chinese)
(潘峰, 李杭, 包莉娜, 等. 辽宁师范大学学报: 自然科学版, 2011, **34**: 286.)
- [11] WANG Y, PAN F, LAUNEY K D, *et al.* *Nucl Phys A*, 2016, **950**: 1.
- [12] MOLIQUÉ H, DUDEK J. *Phys Rev C*, 1997, **56**: 1795.
- [13] <http://t2.lanl.gov/nis/data/astro/molnix96/massd.html>.
- [14] <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [15] ZENG Jinyan, SUN Hongzhou. *Nuclear structure theory*[M]. Shanghai Science and Technology Press, 1987: 284. (in Chinese)
(曾谨言, 孙洪洲. 原子核结构理论[M]. 上海科学技术出版社, 1987: 284.)
- [16] INGLIS D R. *Phys Rev*, 1954, **96**: 1059.
- [17] ZHOU S G, ZHENG C, HU J. *Phys Rev C*, 2001, **63**: 047305.
- [18] GUAN X, LAUNEY K D, WANG Y, PAN F, DRAAYER J P. *Phys Rev C*, 2015, **92**: 044303.

A Study of Properties of Neutron Number $N = 94$ Nuclei in the Mean-field Plus the Nearest Orbit Pairing Model

DAI Lianrong¹⁾, ZHANG Wanli

(*Department of Physics, Liaoning Normal University, Dalian 116029, Liaoning, China*)

Abstract: The Nilsson mean-field plus the nearest orbit pairing model for deformed nuclei is applied to investigate systematically the properties of the $N = 94$ nuclei, employing both proton-proton and neutron-neutron pairing interactions. The binding energies, even-odd mass differences, moments of inertia are calculated and compared with the corresponding experimental data. The results show that this model can reasonably describe these properties. Further, the ground-state occupation probabilities of valence nucleon pairs with angular momentum $J = 0, 1, \dots, 12$ for even-even ^{160}Dy are calculated, and the results show that it is much higher for the even angular momenta than the odd angular momenta, and the S , D , G components in the ground-state wave function are dominant.

Key words: Nearest orbit pairing; even-odd mass difference; moment of inertia; occupation probability

Received date: 4 Feb. 2016; **Revised date:** 11 Mar. 2016

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (11375080, 11575076), Program for Liaoning Excellent Talents in University (LR2015032)

1) E-mail: dailr@lnnu.edu.cn.