

偶偶核高自旋态的微观研究

(II)对同中子异荷素 ^{154}Dy 、 ^{156}Er 和 ^{158}Yb 的应用

桑建平

(武汉大学物理系 武汉 430072)

刘庸

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430070)

1993年6月3日收到

摘 要

从包括对力、四极对力及四极力的核子-核子有效相互作用出发,依据以广义的 Dyson 展开方法所建立的微观理论方案,对同中子异荷素 ^{154}Dy 、 ^{156}Er 和 ^{158}Yb 的低能态及高自旋态进行了研究.实际计算时,低能态及高自旋态分别用 $(sd)^N$ 组态及 $(sd)^{N-1}$ 加两中子组态描述,且取用了统一的参数值.计算结果与实验符合较好,特别是理论较好地复现了原子核的第一个回弯.

关键词 核子-核子有效相互作用,微观理论方案,低能态及高自旋态,同中子异荷素 ^{154}Dy 、 ^{156}Er 和 ^{158}Yb .

1 引 言

在上一篇文章中^[1],提出了从原子核多体体系出发描述偶偶核高自旋态及回弯现象的理论方案.为应用和考察这一方案,对不同核区中一些核作了计算,给出应用上述方案研究具体核所获结果中的一部分,并对一些相关的物理问题作较细致的讨论.

本文研究 $A\sim 150$ 区 ^{154}Dy 、 ^{156}Er 和 ^{158}Yb 核由于中子对激发占据侵入轨道所出现的第一个回弯现象以及回弯区以下的低能激发态. Bonatsos 曾对显示回弯现象的40个偶偶核做过系统分析^[2],这些核主要分布在三个不同核区,稀土区核素最多且实验资料也极为丰富.这些核素结构复杂,是高自旋态研究的典型对象.另一方面,在以前的工作中^[3],曾对该区域核素的正常激发态做过研究,这为进一步研究这些核在高自旋态时的行为提供了基础.加之有相应的唯象工作^[4]可以对照,因而研究稀土区的核素对于考察和应用理论方案具有一定意义.

本文是研究高自旋态系列文章中的第二篇,故在第二部分仅极简略地叙述理论框架,给出在适当选定核子有效相互作用形式下的哈密顿量,以及求解本征值方程的计算方法.第三部分是计算结果及所作的分析与讨论.最后给出由此引出的一些结论.

2 理论方案

在提出研究偶偶核高自旋态的理论方案的前一文中^[1], 借鉴了相应唯象研究工作的成功经验, 考虑两费米子与偶偶核心的耦合, 而偶偶核心考虑为 s-d 体系. 具体做法是, 从壳模型价核子组态及核子有效相互作用出发, 借助广义的 Dyson 展开^[2]将体系的价核子描述转换为理想玻色子-费米子描述; 按照 s、d 玻色子的性质用动力学方法给出了它们的微观定义, 通过态空间截断导出描述原子核高自旋态的 IBM 加两费米子模型的等效哈密顿量的普遍形式. 文献[1] 对方案已有详细叙述, 故本文将侧重介绍与研究 ^{154}Dy 等有关的内容.

就 $A \sim 150$ 的稀土区核来说, 价核子组态为:

$$(1g_{7/2}2d_{5/2}1h_{11/2}2d_{3/2}3s_{1/2})^{Z'}, \quad (2.1)$$

$$(2f_{7/2}1h_{9/2}3p_{3/2}1i_{13/2}2f_{5/2}3p_{1/2})^{N'}. \quad (2.2)$$

其中 $Z' = Z - 50$ 为价质子数, $N' = N - 82$ 为价中子数. 若价核子数超过半满主壳, 则以价空穴组态来描述.

价核子体系哈密顿量为:

$$H_i = H_i^{(n)} + H_i^{(p)} + H_i^{(np)}. \quad (2.3)$$

其中

$$H_i^{(\sigma)} = \sum_{\alpha} E_{\alpha}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)\dagger} a_{\alpha}^{(\sigma)} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)\dagger} a_{\beta}^{(\sigma)\dagger} a_{\gamma}^{(\sigma)} a_{\delta}^{(\sigma)}, \quad (2.4)$$

$$H_i^{(np)} = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(np)} a_{\alpha}^{(n)\dagger} a_{\beta}^{(p)\dagger} a_{\gamma}^{(p)} a_{\delta}^{(n)}, \quad (2.5)$$

式中 $P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\sigma)}$ 和 $P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(np)}$ 为相互作用矩阵元.

在对实际核作计算时, 必须选定价核子间相互作用的具体形式, 以便对高自旋态和低激发态统一描述, 所以参照以前讨论基带、 β 带和 γ 带的工作, 对同类价核子之间的有效相互作用取为对力、四极对力和四极-四极力, 中子-质子间的有效相互作用取为四极-四极力. 相应的强度参数分别记为 $g_n(g_p)$ 、 $G'_n(G'_p)$ 和 $K'_n(K'_p)$ 以及 K'_{np} . 具体表达式见文献[6], 由此也就确定了 $P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\sigma)}$ ($\sigma = n, p$) 和 $P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(np)}$ 的表达式. 这样确定的相互作用形式意味着在把研究低集体态的方案^[6]推广到研究包括高自旋态在内激发态后, 将首先试探在不引入任何新的相互作用的条件下描述高自旋态的可能性.

经广义的 Dyson 展开^[2], 费米子哈密顿量 $H_i(a^\dagger, a)$ 变为理想玻色子-费米子哈密顿量 $H_{Bf}(A^\dagger, A, \xi^\dagger, \xi)$ 且满足以下条件:

$$UH_i(a^\dagger, a) = H_{Bf}(A^\dagger, A, \xi^\dagger, \xi)U, \quad (2.6)$$

式中 U 为广义 Dyson 玻色子展开的变换算符.

首先对 A 玻色子作角动量耦合, 再引入一么正变换变为 Q 玻色子表示:

$$Q_{i\pi JM}^{(\sigma)\dagger} = \sum_{\alpha < \beta} x_{\alpha\beta}^{(i\pi JM)} A_{\alpha\beta}^{(\sigma)\dagger}. \quad (2.7)$$

借助于哈密顿量的本征值方程, 可确定系数 $x_{\alpha\beta}^{(i\pi JM)}$ 及相应的 Q 玻色子的能量. 由此体现

的相干性可作为判断集体性的依据, 结合自旋、宇称及其它性质, 在最低阶近似下可把 s 、 d 玻色子算符定义为^[6]:

$$s^{(\sigma)\dagger} = Q_{0+00}^{(\sigma)\dagger}, \quad (2.8)$$

$$d_m^{(\sigma)\dagger} = Q_{0+2m}^{(\sigma)\dagger}. \quad (2.9)$$

一旦 s 、 d 玻色子确定之后, 经态空间截断, 给出以下哈密顿量:

$$h = h_{IBM-2} + h_f + V_{Bf} + h_{mix}. \quad (2.10)$$

由于态空间随着价核子数的增多而变得很大, 有时为了使问题易于处理, 也可取全对称近似^[7,8], 即假定低激发态近似地属于对中子玻色子和质子玻色子全对称的态子空间. 此时体系的等效哈密顿量可写为:

$$\hat{h} = h_{IBM-1} + h_f + \hat{V}_{Bf} + \hat{h}_{mix}. \quad (2.11)$$

在考虑中子拆对后占据侵入轨道的情况下, 有

$$h_f = \sum_m e_j^{(n)} \xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)} + \frac{1}{2} \sum_J V_J \sqrt{2J+1} [(\xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)\dagger})_J (\xi_j^{(n)} \xi_j^{(n)})_J]_0, \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} \hat{V}_{Bf} = & k_0 [(s^\dagger s)_0 (\xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)})_0] + k_2 [(d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d})_2 (\xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)})_2]_0 \\ & + \sum_I x_I [(d^\dagger \tilde{d})_I (\xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)})_I]_0, \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} \hat{h}_{mix} = & g_0 [s^\dagger (\xi_j^{(n)} \xi_j^{(n)})_0] + g'_0 [(\xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)\dagger})_0 s] + g_2 [d^\dagger (\xi_j^{(n)} \xi_j^{(n)})_2]_0 \\ & + g'_2 [(\xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)\dagger})_2 \tilde{d}]_0. \end{aligned} \quad (2.14)$$

其中 h_{IBM-1} 为普遍形式的 IBM-1 哈密顿量.

只要给出壳模型单粒子能量及价核子之间的有效相互作用强度, 则可计算出哈密顿量中所有项的系数. 哈密顿量确定之后, 对角化计算方法就与相应的唯象工作完全一样了.

考虑到本文所选对象的价核子数较多, 态空间太大, 初步工作仅着重定性的考察, 故本文计算时取了全对称近似. 此时态空间中的基矢有两种类型:

(I) 自旋为 J 的 IBM-1 态 $\alpha: |\alpha JM\rangle$;

(II) 自旋为 K 的 IBM-1 态 α 与自旋为 L 的一对中子态的直积: $|\alpha K, j_n^2 L; JM\rangle$;

若玻色子核心采用 $U(5)$ 表象, 则基矢的形式为:

$$|\alpha JM\rangle = |N n_d \nu n_\Delta JM\rangle; \quad (2.15)$$

$$|\alpha K, j_n^2 L; JM\rangle = \sum_{m_1 m_2} \langle K m_1 L m_2 | JM \rangle |N-1 n_d \nu n_\Delta K m_1\rangle |j_n^2 L m_2\rangle; \quad (2.16)$$

以及

$$|j_n^2 L m_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (\xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)\dagger})_{L m_2} |0\rangle. \quad (2.17)$$

由于这种类型的玻色子-费米子哈密顿量是在空间固定的坐标系中讨论问题^[9], 因而不引入科里奥利力, 故对角化哈密顿量的结果与实验值能直接进行比较.

3 计算结果和讨论

对于 ^{154}Dy 、 ^{156}Er 和 ^{158}Yb , 价中子处于 82~126 主壳层, 价质子处于 50~82 主壳层.

对实验结果的分析及用偶偶核加准粒子模型所作的理论计算认为, 第一个回弯是中子 $i_{13/2}$ 能级的低 Q 轨道上的二准粒子带与基带的交叉^[10]。因此, 本文在计算中对低能区的描述是以纯 s - d 玻色子组态进行的, 对高自旋态则考虑 $(N-1)$ 个 s 、 d 玻色子的核心及一对占据 $i_{13/2}$ 能级上的中子, 并用低 Q 轨道上的 Nilsson 能级确定两粒子带的内禀激发能量。

在具体计算时, 主壳单粒子能级取自把 Woods-Saxon 势外推从理论上获得的价壳能级分布^[11], 把能级图数值化后的单粒子能量(准确到 10keV 量级)见表 1。

表 1 单粒子能级的能量 (MeV)

核子	中 子						质 子				
	$3p_{1/2}$	$2f_{5/2}$	$1i_{13/2}$	$3p_{3/2}$	$1h_{7/2}$	$2f_{7/2}$	$3s_{1/2}$	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{5/2}$	$1g_{7/2}$
^{154}Dy	6.57	6.41	6.25	5.75	4.57	4.00	7.28	6.91	6.73	4.91	4.00
^{156}Er	6.68	6.39	6.02	5.77	4.50	4.00	7.31	6.90	6.70	4.95	4.00
^{158}Yb	6.79	6.37	6.17	5.79	4.43	4.00	7.36	6.92	6.68	5.20	4.00

在文献[3]中, 曾研究过中子数 $N = 88 \sim 90$ 核区 $\text{Nd} \sim \text{Dy}$ 16 个核素所发生的突然相变。在此基础上取参数以符合低能态, 然后试探性地作微小调整计算高自旋态, 最终确定出同时描述高自旋态以及低能态的一套参数值(见表 2), 其中数据与文献[3]只有非常微小的差别。

表 2 核子-核子有效相互作用参数 (MeV)

核	g_n	G_n'	K_n'	g_p	G_p'	K_p'	K_{np}'
^{154}Dy	0.052	0.053	0.002	0.040	0.060	0.002	0.009
^{156}Er	0.051	0.053	0.004	0.0415	0.054	0.006	0.004
^{158}Yb	0.051	0.053	0.004	0.042	0.058	0.006	0.004

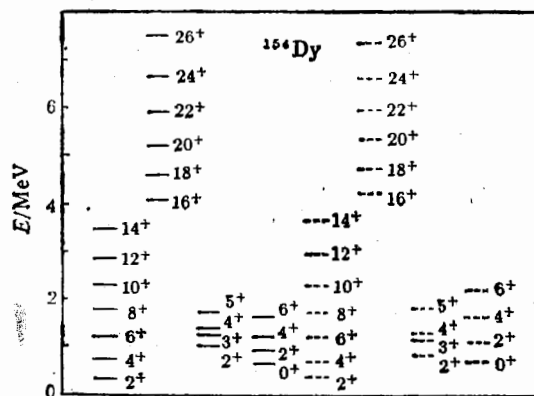


图 1

实验值取自文献[12], — Exp, --- Cal.

图 1 至图 3 给出了理论计算结果与实验值的比较。

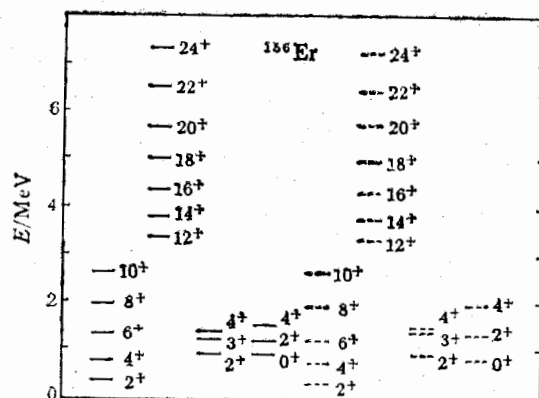


图 2

实验值取自文献[13], —Exp, ---Cal.

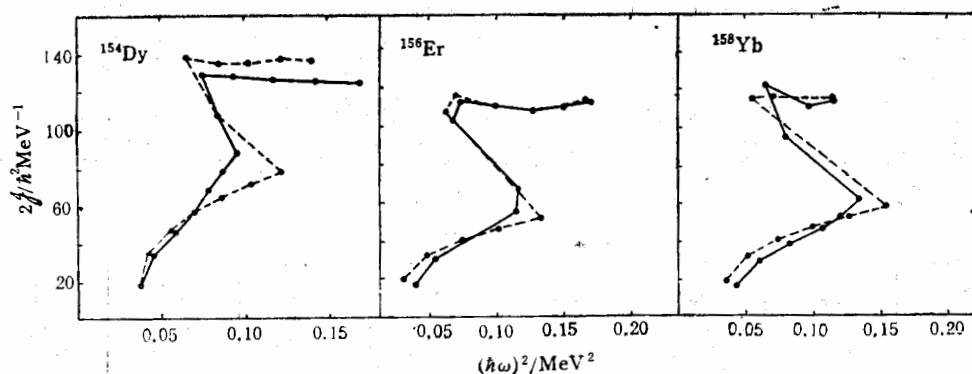


图 3

实验值取自文献[12-14], —Exp, ---Cal.

从图1和图2给出的 ^{154}Dy 和 ^{156}Er 的能谱计算结果与实验值的比较来看,低能区基带、 β 带和 γ 带的能谱与实验符合较好,情况与它们的唯象研究是一致的,其中 β 带转动惯量偏小,也与唯象情况相同。作者注意到,这是在IBM的计算结果中呈现的系统偏差,故认为偏离产生的原因在S-D截断,应考虑其它激发模式的贡献才有可能得到改善。

从图3给出的 ^{154}Dy 、 ^{156}Er 和 ^{158}Yb 的 $\mathcal{J}-\omega^2$ 曲线来看,理论与实验符合较好。从物理图象上说,所有对回弯作出成功描述的工作均采用了“偶偶核心”加费米子对的图象。能得到符合实验的结果,表明用本文方法截断得到的s-d体系反映了偶偶核心的重要性质,同时也给出了偶偶核心与费米子对的相互作用的主要部分。

与相应的唯象工作^[4]相比,微观导出的玻色子-费米子哈密顿量的形式是普遍的,包括了所有可能的相互作用项。但是,相互作用强度系数是导出的,互相关联,唯象工作则基于某些物理分析或假定而作了简化。因此从微观角度看,玻色子-费米子哈密顿量中系数的关联是重要的。但也可以通过参数的重整化调整而像唯象那样把某些相互作用略去,对此要作出较准确的判断,还有待于波函数的分析。

4 结 束 语

本文的计算结果在整体上与实验定性符合较好,特别是 Y_{rast} 带 $\mathcal{J}-\omega^2$ 曲线再现了高自旋态的第一个回弯。这表明文献[1]所提出的微观理论方案基本上反映了正常态与高自旋态的激发机制及由相互作用导致的带内结构。从计算结果来看,本文的工作进一步证实了导致回弯形成的主要因素可归结为组态的不同,并且用 $s-d$ 描述偶偶核心是可行的。此外,在该区域将核子-核子之间的有效相互作用取为对力、四极对力以及四极-四极力,基本上能讨论本文所关心的问题。

本文与唯象工作所不同的是,不需要引入新的参数(如文献[4]中的 α 、 β 和 ε_j)来计算高自旋态,而是将低能区的态及高自旋态用一组参数统一描述。这样的做法意味着用同一个哈密顿量描述不同自旋区的能态,这是微观研究方案的出发点。当然,它在不同组态空间中的有效算子是不同的,差别完全由组态确定。

本文的结果表明:文献[1]中所提出的微观研究方案可以较好地描述稀土区原子核的第一个回弯现象。试探性地用它研究 $A \sim 130$ 轻过渡核区的高自旋态回弯现象是有益的课题。这一部分的计算结果和讨论将在下一篇文章中报道。

参 考 文 献

- [1] 桑建平、刘庸,高能物理与核物理,18(1994)936.
- [2] D. Bonatsos, *Phys. Rev.*, **C31** (1985) 2256.
- [3] 桑建平、刘朝山、刘庸,高能物理与核物理,15(1991)150.
- [4] D. S. Chuu and S. T. Hsieh, *Phys. Rev.*, **C38** (1988) 960.
- [5] 杨泽森、钟毓澍、齐辉、杨立铭,高能物理与核物理,2(1978)158.
- [6] Yang Zesen, Liu Yong and Qi Hui, *Nucl. Phys.*, **A421** (1984) 297.
- [7] T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello and I. Talmi, *Phys. Lett.*, **76B** (1978) 139.
- [8] 章慧敏、刘庸,华中师范大学学报(自然科学版),21(1987)348.
- [9] A. Arima, 张锡珍、李祝震,高能物理与核物理,6(1982)347.
- [10] 曾谨言、吴崇试,物理学进展,2(1982)344.
- [11] P. Mukherjee, R. Bhattacharya and I. Mukherjee, *Phys. Rev.*, **C24** (1981) 1810.
- [12] H. W. Cranmer-Gordon et al., *Nucl. Phys.*, **A465** (1987) 506.
- [13] F. S. Stephens et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54** (1985) 2584.
- [14] C. Baktash et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985) 978.

**Microscopic Investigation of High-Spin States
for Even-Even Nuclei
(II) Application to isotones ^{154}Dy , ^{156}Er and ^{158}Yb**

Sang Jianping

(Department of Physics, Wuhan University, Wuhan 430072)

Liu Yong

(Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University, Wuhan 430070)

Received on June 3, 1993

Abstract

With the effective interactions consisting of a pairing force, a quadrupole pairing force and a quadrupole-quadrupole force among valence nucleons, the microscopic approach based on the generalized Dyson expansion theory is applied in studying both the low-lying and high spin states for the isotones ^{154}Dy , ^{156}Er and ^{158}Yb . In the truncated state space, the configurations $(sd)^N$ and $(sd)^{N-1} + \text{neutron-pair}$ are assumed, respectively, for the low-lying and high spin states, although the same values of strength parameters are taken in the numerical calculations in the two subspaces. The calculated results are in good agreement with experiment, especially the data of first backbendings are reproduced satisfactorily.

Key words effective interactions among valence nucleons, microscopic approach, low-lying and high spin states, isotones ^{154}Dy , ^{156}Er and ^{158}Yb .