

粒子、空穴表示与 Xe 同位素 能谱结构的相变*

王玉成 刘庸

(华中师范大学粒子物理研究所, 武汉)

齐辉

(北京大学物理系)

摘 要

集体态空间截断会导致粒子表示与空穴表示不等价。本文以玻色子展开和 MJS 代换为基础的微观方法, 以半满壳核 ^{120}Xe 为例研究了这个问题及两种表示的差别对参数的依赖性。同时也研究了 Xe 同位素系列核谱结构从振动型向 γ —不稳定型的相变。

一、引 言

在壳模型空间中, 价核子体系的粒子表示与空穴表示可以用一个共轭变换联系起来, 两者是等价的^[1]。在微观的相互作用玻色子模型(IBM)空间中, 两种表示对应于两种不同的态空间截断方式, 它们的等价性不再保持^[2,3]。若考虑半满壳核, 填充主壳层一半的价核子用粒子或用空穴表示对应相同的玻色子数, 玻色子态空间维数相同, 因而有可能利用半满壳核来讨论由于截断而导致的两种表示间的差别, 这将有助于了解 s-d 截断的性质。一个很自然的问题是: 能否通过对单粒子能级的适当选择, 用同样的参数使经过截断的粒子态空间和空穴态空间的等价性基本上得以保持? 在弄清这个问题之后, 就可以进一步讨论不同表示下 s-d 态空间作为集体态空间的近似, 存在着哪些可能的系统性的偏差。

本文选取了价中子填充 50—82 主壳一半的核 ^{120}Xe 为例进行了上述研究, 所用的理论方法是以玻色子展开和修正的 Jancovici-Schiff (MJS) 代换为基础的 IBM 微观方案, 它在描述原子核的低能集体性质方面已取得了一定的成功^[4-7]。在求解微观 IBM 哈密顿量的本征值方程时, 我们用了 T. Otsuka 等人编制的 NPBS 程序^[8]。为了对所选取的单粒子能级及相互作用参数的合理性作出判断, 也为了考察微观哈密顿量是否能描

* 华中师范大学科学研究基金资助课题。
本文 1989 年 6 月 15 日收到。

述核谱结构从振动型到 γ —不稳定型谱的相变,我们同时研究了 $^{116-132}\text{Xe}$, 讨论了理论计算的结果并与实验作了比较。

二、理论方案

讨论一个价中子处于半满壳的核,同类核子间相互作用选为对力、四极对力和四极-四极力;中子-质子间相互作用选为四极-四极力。体系的哈密顿量可写为:

$$H_I = H_I^{(\sigma)} + H_I^{(np)} (\sigma = n, p), \quad (2.1)$$

$$H_I^{(\sigma)} = \sum_{\alpha} E_{\alpha}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)\dagger} a_{\alpha}^{(\sigma)} - g_{\sigma} P^{(\sigma)} P^{(\sigma)\dagger} - \frac{1}{2} G_{\sigma} \sum_{\mu} P_{\mu}^{(\sigma)} P_{\mu}^{(\sigma)\dagger} - \frac{1}{2} K_{\sigma} \sum_{\mu i i'} q_{\mu}^{(\sigma)} q_{\mu}^{(\sigma) i'}, \quad (2.2)$$

$$H_I^{(np)} = -K_{np} \sum_{\mu} \left(\sum_i q_{\mu}^{(n)} \right) \left(\sum_{i'} q_{\mu}^{(p)} \right). \quad (2.3)$$

式中 $i(i')$ 代表单粒子态 ($\alpha \equiv im$) 的三个转动不变的量子数 nlj, E_{α} 为单粒子态 (α) 的能量, $g_{\sigma}, G_{\sigma}, K_{\sigma}, K_{np}$ 为相互作用强度. P, P_{μ}, q_{μ} 分别是对力、四极对力、四极-四极力算符:

$$P^{(\sigma)} = \sum_{im} a_{im}^{(\sigma)\dagger} \tilde{a}_{im}^{(\sigma)\dagger} (\tilde{a}_{im}^{(\sigma)\dagger} \equiv (-1)^{i+m} a_{i-m}^{\dagger}), \quad (2.4)$$

$$P_{\mu}^{(\sigma)} = \sum_{im i' m'} \langle im | q_{\mu}^{(\sigma)} | i' m' \rangle a_{im}^{(\sigma)\dagger} \tilde{a}_{i' m'}^{(\sigma)\dagger}, \quad (2.5)$$

$$q_{\mu}^{(\sigma)} = r^2 Y_{2\mu}^{(\sigma)}. \quad (2.6)$$

为方便起见,我们将(2.2),(2.3)式写成:

$$H_I^{(\sigma)} = \sum_{\alpha} E_{\alpha}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)\dagger} a_{\alpha}^{(\sigma)} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)\dagger} a_{\beta}^{(\sigma)\dagger} a_{\gamma}^{(\sigma)} a_{\delta}^{(\sigma)}, \quad (2.7)$$

$$H_I^{(np)} = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(np)} a_{\alpha}^{(n)\dagger} a_{\beta}^{(p)\dagger} a_{\gamma}^{(p)} a_{\delta}^{(n)}. \quad (2.8)$$

其中 $P_{\alpha\beta\gamma\delta}$ 为相互作用矩阵元^[3,6].

按照微观方案,我们首先用 Dyson 玻色子展开,把价核子的壳模型空间映射到理想玻色子空间,则 H_I 所对应的玻色子像为:

$$H_B = H_B^{(\sigma)} + H_B^{(np)}. \quad (2.9)$$

尔后在玻色子空间构造强集体性的玻色子,给出 s, d 算符的定义,定义方法在文献[3]中有详细的阐述.作 s - d 截断后将推导出 s - d 哈密顿量

$$h = h^{(\sigma)} + h^{(np)}. \quad (2.10)$$

它即为描述原子核低能集体态的微观 IBM-2 的哈密顿量.只要选定了单粒子能级以及相互作用参数,即可进行具体计算.

若采用空穴表示,需作以下粒子-空穴变换

$$\begin{aligned} a_{im}^{\dagger} &= (-1)^{j-m} c_{i-m}, \\ a_{im} &= (-1)^{j-m} c_{i-m}^{\dagger}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

其中 $a_{im}^\dagger(c_{im}^\dagger)$, $a_{im}(c_{im})$ 分别代表粒子(空穴)的产生、湮没算符。变换后体系的哈密顿量为:

$$H_j = H_0 + H_j^{(co)} + H_j^{(cp)}, \quad (2.12)$$

因为 H_0 只提供结合能,在讨论低能激发谱时将它略去。

$$H_j^{(co)} = H_j^{(p)} + \sum_{im} (-E_i) c_{im}^\dagger c_{im} + \sum_i \frac{2G - K}{2j + 1} \sum_{i'm} q_{ii'}^2 c_{im}^\dagger c_{im} \\ + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(c)} c_\alpha^\dagger c_\beta^\dagger c_\gamma c_\delta, \quad (2.13)$$

$$H_j^{(cp)} = -H_j^{(np)}. \quad (2.14)$$

其中 $q_{ii'}$ 为四极算子 $q_\mu (= r^2 Y_{2\mu})$ 的约化矩阵元。

只要定义

$$E_i^{(c)} = -E_i + \frac{2G - K}{(2j + 1)_i} \sum_{i'} q_{ii'}, \quad (2.15)$$

$$K_{np}^{(c)} = -K_{np}. \quad (2.16)$$

就可以沿用粒子表示中推导出来的所有表达式。

三、计算结果

1. ^{120}Xe

^{120}Xe 有 16 个价中子,4 个价质子。对于价质子用 2 个粒子型玻色子描述,对于价中子,既可以用 8 个粒子型玻色子描述,又可以用 8 个空穴型玻色子描述。计算中,相互作用参数取为: $g'_n = 0.0395$, $G'_n = 0.0515$, $K'_n = 0.001$; $g'_p = 0.041$, $G'_p = 0.054$, $K'_p = 0.001$; $K'_{np} = 0.021$ 。(以 MeV 为单位),单粒子能级的能量如表 1 所示。

表 1 单粒子能级的能量 (MeV)

	$2d_{5/2}$	$1g_{7/2}$	$1h_{11/2}$	$3s_{1/2}$	$2d_{3/2}$
Neutron	4.00	4.28	6.22	6.64	6.74
Proton	4.54	4.00	5.90	7.47	7.24

图 1 是 ^{120}Xe 能谱的计算结果。我们看到,无论是用粒子表示还是用空穴表示,理论计算都与实验符合得较好。图中 E. 代表实验值,取自文献[9], C_h , C_p 分别为空穴表示与粒子表示时的计算值。

2. Xe 同位素

图 2 为 Xe 同位素的能谱计算结果。为了清晰起见,激发能级被分成三组与实验分别进行比较,其中有实验资料的能级共 90 条,从图中可以看到,理论计算与实验谱在定性上符合得较好,特别是第一组能级在 4MeV 以下符合得都很好。值得注意的是,图 2 也给出了目前还没有实验观测数据的核 $^{108-114}\text{Xe}$ 的计算结果,理论预见与实验能否一致,随着实验技术的提高,这将是很有趣的问题。

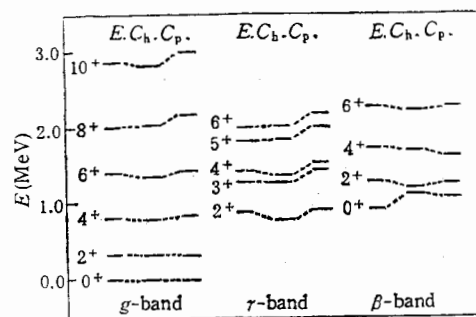
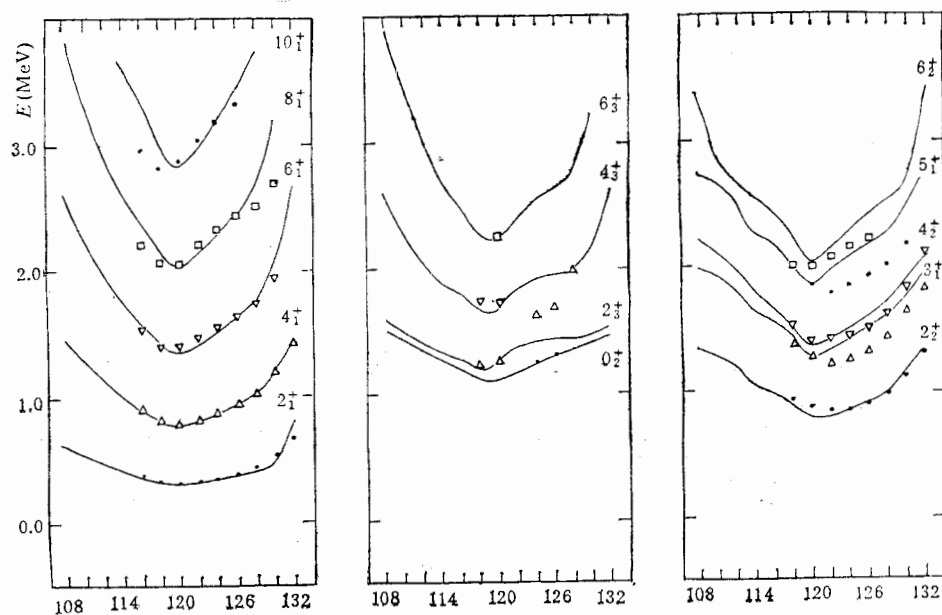
图 1 ^{120}Xe 的计算结果与实验谱的比较

图 2 Xe 同位素能谱的计算值与实验谱的比较

图中曲线理论值、实验值取自文献[9,10]

图 3 为计算能谱时所选取的参数, 参数的选取方法是: 从 ^{120}Xe 的单粒子能级和相互作用参数出发, 不改变单粒子能级, 分别向粒子表示的缺中子方向和空穴表示的丰中子方向外推, 尽量保持参数的平缓变化。对于 $^{108-114}\text{Xe}$ 同位素, 分别参照玻色子数相同的 $^{132-126}\text{Xe}$ 同位素而选取。图中 K'_{np} 的变化偏大一些, 但与唯象工作中^[11]对应参数的变化趋势是一致的。

四、讨 论

对于非半满壳核, 按照 IBM 的假定, 只有唯一的一种计算玻色子数的方法, 粒子和空穴表示显然是不等价的, 但是对于半满壳核, 图 1 给出的结果表明, 只要适当地选取壳模型单粒子能级的能量, 对同一组参数, 用两种不同的表示能够得到大体上相同的计算结

果, 等价性并不受到严重破坏. 以前我们也曾经研究过 ^{120}Xe , 由于利用了最大 F ——旋截断, 对不同的表示必须选取不同的参数才能获得符合实验的结果, 因此对既有空穴又有粒子的体系, F ——旋截断的确不是一个很好的近似^[12].

由于两种表示对应两种不同的 s - d 截断, 图 2 能谱表现出的差别指出了两种 s - d 截断性质上的差异. 对计算数据的分析我们发现两个较重要的特点. 在有效相互作用强度相同的时候, 空穴表示计算的 IBM 哈密顿量系数 $\varepsilon_d - \varepsilon_s$ 小于粒子表示的相应值, 致使一般激发态的激发能稍低, 而哈密顿量中属于 $O(6)$ 群 Casimir 算子项的系数大于粒子表示的相应值, 主要效果表现为 0_2^+ 态偏高. 如果向缺中子核和丰中子核两个方向外推, 以上特点正好表明微观方案定义的 s - d 截断适合于在壳层开始的区域描述振动型的能谱, 而在壳层末尾的区域描述 γ ——不稳定型的能谱, 这也是 s - d 态空间为集体态空间的好的近似在定性上的一个表现. 当然, 就 ^{120}Xe 来说, 两种表示的差别是由截断引起的, 因此, 考虑 s - d 以外的自由度的效应, 必定能进一步消除上述不等价性^[2].

我们为计算 ^{120}Xe 所选取的单粒子谱不仅适用于 ^{120}Xe , 还适用于整个 Xe 系列的所有同位素, 图 2 给出的结果证明了这一点. 本文所用的理论方案曾成功地用于描述振动、转动和 γ ——不稳定核, 以及描述振动向转动的过渡^[3], 而唯象分析认为 Xe 核谱结构的变化表现了从 $U(5)$ 向 $O(6)$ 的相变^[11], 因此, 图 2 还具有另一方面的意义, 这就是: 它表明从微观理论导出的 IBM 哈密顿量, 也能够对从振动型能谱到 γ ——不稳定型能谱的相变给出合理的描述.

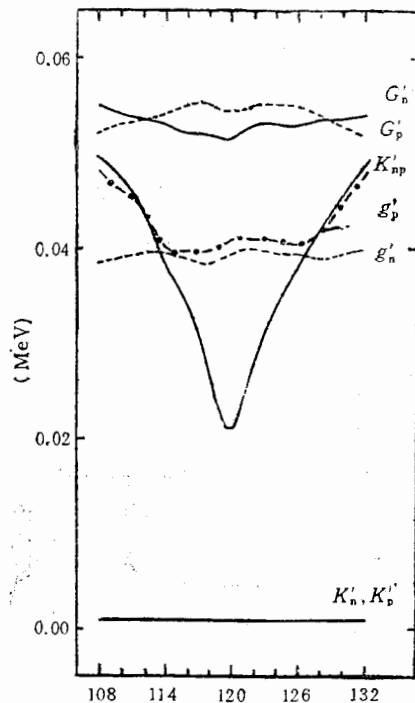


图 3 相互作用参数随质量数的变化

参 考 文 献

- [1] A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear structure Vol.1, W. A. Benjamin, Inc. New York, (1969) p. 312
- [2] S. Pittel, P. D. Duval and R. Barrett, *Phys. Rev.*, **25**(1982), 2834.
- [3] 刘庸, 博士论文, 北京大学, 1984.
- [4] Interacting Boson-Fermi System in Nuclei, ed. F. Iachello. (Plenum, New York, 1981).
- [5] T. S. Yang, Y. Liu and H. Qi. *Nucl. Phys.*, **A421**(1984), 297c.
- [6] 杨泽森, 刘庸, 田晓岑, 高能物理与核物理, **6**(1982), 472.
- [7] 杨泽森, 高能物理与核物理, **9**(1985), 341.
- [8] T. Otsuka and N. Yoshida, JAERI-M Report, 85-094.
- [9] M. Saika and Y. Gono, Quasi-ground, quasi-beta and quasi-gamma bands, Preprint INS-J-160 (July, 1979).
- [10] *Nucl. Data Sheet*, **41**(1984), 225; **36**(1982), 227; **38**(1983), 191.

- [11] G. Puddu, O. Scholten and T. Otsuka, *Nucl. Phys.*, **A348**(1980), 109.
[12] O. Castanos, P. Federman, A. Frank and S. Pittel, *Nucl. Phys.*, **A379**(1982), 61.

PARTICLE, HOLE REPRESENTATIONS AND PHASE TRANSITION IN THE STRUCTURE OF THE ENERGY SPECTRUM FOR Xe ISOTOPES

WANG YUCHENG LIU YONG

(*Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan*)

QI HUI

(*Department of Physics, Peking University, Beijing*)

ABSTRACT

Collective state space truncation causes a difference between particle and hole representations. By taking the midshell ^{120}Xe as an example, the problem as well as the dependence of the difference on parameters are studied within the framework of microscopic approach based on boson expansion and the MJS substitution. The phase transition in the energy spectrum structure from vibrational mode to γ -unstable mode for Xe isotopes is also studied.