

Xe 偶-偶同位素低激发态性质的 IBM2 描述*

张大立

(平顶山师范专科学校物理系 河南 467002)

刘玉鑫

(中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

韩其智

(北京大学物理系 北京 100871)

1993年7月8日收到

摘 要

通过考虑同类核子相干对 S_ρ 、 D_ρ 间的四极相互作用, 在 IBM2 中对 Xe 偶-偶同位素 ^{116}Xe — ^{132}Xe 的低激发态能谱和 $E2$ 跃迁几率进行了理论分析。计算结果有效地改善了 IBM 中这些核的准 γ 带能谱的 Staggering 现象, 较精确地描述了实验观察到的低激发态的性质。

关键词 原子核结构, Xe 同位素, Staggering 现象, 相互作用玻色子模型, 四极相互作用。

1 引 言

自七十年代中期原子核结构的相互作用玻色子模型 (IBM)^[1] 提出以来, 人们对 Xe 偶-偶同位素进行了大量研究。在早期的 IBM1 中, Xe 同位素被认为是“随着价核子数的增加, 由振动型逐渐平滑过渡到转动型的过渡区核”^[2], 并且 ^{128}Xe 是 $O(6)$ 对称的代表核。在质子-中子相互作用玻色子模型 (IBM2) 中, 人们对 Xe 同位素进行了更深入的研究^[3-6], 并认为“随着中子数由 82 逐渐减少, Xe 同位素从类 $O(6)$ 型过渡到 $U(5)$ 型”^[4]。最近, 随着原子核双 β 衰变研究和宇宙暗物质探测的广泛开展, 人们认为 Xe 同位素是研究原子核 $2\nu 2\beta$ 和 $0\nu 2\beta$ 衰变很好的母核^[7,8]和探测超对称暗物质粒子的敏感材料^[9,10], 因此, 对 Xe 同位素的能谱及电磁跃迁性质的研究又引起了人们的极大关注^[7-10]。尽管文献[2—6,9]对 Xe 同位素的性质进行了相当好的描述, 但是, 无论是 IBM1 或是

* 国家自然科学基金资助。

IBM2, 都不能很好地解决这些核的 Staggering 现象问题。

所谓 IBM 中原子核能谱的 Staggering 现象问题, 就是对类 $O(6)$ 核的准 γ 带, 理论计算有明显的 2_2^+ , $(3_2^+, 4_2^+)$, $(5_2^+, 6_2^+)$... 序列 (即 Staggering 现象), 实验结果虽然也有这样的序列, 但比计算结果均匀得多^[11]。为解决这一问题, 在 IBM1 中引入了核子相干对 D 间的三体相互作用^[11-14]。在 IBM2 中, 通过考虑同类核子相干对 (S_ρ, D_ρ) 间的四极相互作用 $\hat{Q}_\rho^{(2)} \cdot \hat{Q}_\rho^{(2)}$ ($\rho = \pi, \nu$) 与不同类核子相干对间的四极相互作用 $\hat{Q}_\pi^{(2)} \cdot \hat{Q}_\nu^{(2)}$ 的竞争, 有效地改善了类 $O(6)$ 核能谱的结构, 并在对 Ru 和 Pt 同位素的应用中得到了很好的结果^[15-17], 为这一问题的解决提供了新的途径。

本文把同类核子相干对间的四极相互作用引入到 Xe 偶-偶同位素的 IBM2 哈密顿量中, 计算其能谱和 $E2$ 跃迁几率, 通过把计算结果同实验及前人计算结果进行比较, 说明这一改善方案的普适性。

2 理论模型和计算结果

2.1 理论模型

在壳模型理论中, 人们认为原子核内同类核子间主要是对相互作用, 不同类核子间主要是四极相互作用。由于 IBM 是壳模型的截断理论, 在 IBM2 中, 哈密顿量通常取为^[3]

$$H = \varepsilon_\pi \hat{n}_{d_\pi} + \varepsilon_\nu \hat{n}_{d_\nu} + \kappa \hat{Q}_\pi^{(2)} \cdot \hat{Q}_\nu^{(2)} + M_{\pi\nu}. \quad (1)$$

考虑同类核子间的剩余相互作用, 哈密顿量可表示为^[4]

$$H = \varepsilon_\pi \hat{n}_{d_\pi} + \varepsilon_\nu \hat{n}_{d_\nu} + \kappa \hat{Q}_\pi^{(2)} \cdot \hat{Q}_\nu^{(2)} + V_{\pi\pi} + V_{\nu\nu} + M_{\pi\nu}, \quad (2)$$

其中,

$$\hat{n}_{d_\rho} = \sum_{\mu} d_{\rho\mu}^+ d_{\rho\mu}, \quad (\rho = \pi, \nu), \quad (3)$$

$$\hat{Q}_{\rho\mu}^{(2)} = (s_{\rho}^+ \tilde{d}_{\rho} + d_{\rho}^+ s_{\rho})_{\mu}^{(2)} + \chi_{\rho} (d_{\rho}^+ \tilde{d}_{\rho})_{\mu}^{(2)}, \quad (\rho = \pi, \nu), \quad (4)$$

$$V_{\rho\rho} = \frac{1}{2} \sum_{L=0,2,4} \sqrt{2L+1} C_{\rho}^{(L)} [(d_{\rho}^+ d_{\rho}^+)^{(L)} (\tilde{d}_{\rho} \tilde{d}_{\rho})^{(L)}]^{(0)}, \quad (\rho = \pi, \nu), \quad (5)$$

$$M_{\pi\nu} = \xi_2 (s_{\nu}^+ d_{\pi}^+ - s_{\pi}^+ d_{\nu}^+)^{(2)} \cdot (s_{\nu} \tilde{d}_{\pi} - s_{\pi} \tilde{d}_{\nu})^{(2)} + \sum_{\lambda=1,3} \xi_{\lambda} (d_{\pi}^+ d_{\nu}^+)^{(\lambda)} \cdot (\tilde{d}_{\pi} \tilde{d}_{\nu})^{(\lambda)}. \quad (6)$$

一般而言, 由(1)或(2)式计算的结果与实验结果符合得相当好, 但对于类 $O(6)$ 核的准 γ 带, 理论计算比实验结果存在着严重得多的 Staggering 现象。仔细分析(2)式和(5)式可知, 对于同类核子相干对间的相互作用, (2)式仅考虑了其 D 间的作用。根据文献 [15-17] 的分析, 考虑同类核子相干对 S_ρ, D_ρ 间的四极相互作用 $\hat{Q}_\rho^{(2)} \cdot \hat{Q}_\rho^{(2)}$ ($\rho = \pi, \nu$), 可以得到较好的结果。因此, 我们取哈密顿量为

$$H = \varepsilon (\hat{n}_{d_\pi} + \hat{n}_{d_\nu}) + \kappa \hat{Q}_\pi^{(2)} \cdot \hat{Q}_\nu^{(2)} + \kappa' (\hat{Q}_\pi^{(2)} \cdot \hat{Q}_\pi^{(2)} + \hat{Q}_\nu^{(2)} \cdot \hat{Q}_\nu^{(2)}) + M_{\pi\nu}, \quad (7)$$

其中, ε 为角动量为 2 的核子相干对 D_ρ 的能量, κ 是质子相干对与中子相干对间的四极相互作用强度。核子相干对的四极子算符 $\hat{Q}_\rho^{(2)}$ 和 Majorana 相互作用 $M_{\pi\nu}$ 分别与(4)式, (6)式相同。同类核子相干对间的四极相互作用的引入使(7)式与(1)、(2)式明显不同, 当 $\hat{Q}_\rho^{(2)}$ 中的结构常数 χ_π 和 χ_ν 符号相反时, 它在 H 中引入三轴转子势, 并且随着

χ_p 的变化, H 具有多种可能的动力学对称性。这样既破坏了 H 的 $O(6)$ 对称性又引入了三轴转子势, 从而可以改善能谱计算结果。

2.2 哈密顿量参数的选取和能谱计算结果

因为 IBM 中核子相干对的数目等于价核子数 (或空穴数) 之半, 则对 Xe 同位素, $N_p = 2$ 。对偶-偶核 ^{116}Xe — ^{120}Xe , N_p 分别为 6, 7, 8; 对偶-偶核 ^{122}Xe — ^{132}Xe , N_p 分别为 7, 6, 5, 4, 3, 2。为反映相同的质子相干对数和不同的中子相干对数对 Xe 同位素低激发态性质的影响, 取结构常数 $\chi_p = 0.700$ 为常数, 而使 χ_n 随中子相干对数的不同而变化。为体现同类核子相干对间的四极相互作用对能谱结构的影响, 使 $\kappa = -0.140\text{MeV}$ 为常数, κ' 随原子核的不同而不同。为反映原子核壳效应对核谱的影响, 使 ε 因核而异。对于决定混合对称态性质的 Majorana 相互作用 $M_{\mu\nu}$, 由于其对低激发态能谱影响较小, 在没有混合对称态实验数据参考的情况下, 我们取 $\xi_1 = \xi_3 = 0.100\text{MeV}$, 而让 ξ_2 随原子核的不同而改变, 从而使混合对称态 1_1^+ 的能量计算值接近于已发现的数据 (2.0MeV 左右)。通过多次计算拟合, 取表 1 所示参数时得到图 1 所示的计算结果。

表 1 计算 Xe 同位素能谱所用参数

	^{116}Xe	^{118}Xe	^{120}Xe	^{122}Xe	^{124}Xe	^{126}Xe	^{128}Xe	^{130}Xe	^{132}Xe
$\varepsilon(\text{MeV})$	0.700	0.650	0.660	0.750	0.650	0.630	0.670	0.730	0.810
$\kappa'(\text{MeV})$	-0.001	-0.005	-0.005	-0.005	-0.005	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001
χ_p	0.100	0.100	0.100	-0.100	-0.120	-0.120	-0.100	-0.600	-0.700
$\xi_2(\text{MeV})$	-0.300	-0.100	-0.300	-0.500	-0.300	-0.200	-0.200	-0.100	0.000

($\kappa = -0.140\text{MeV}$, $\xi_1 = \xi_3 = 0.100\text{MeV}$, $\chi_n = 0.700$.)

由表 1 可知, ε , κ' 和 χ_p 的变化除个别核外都相当平滑。对 ^{122}Xe 、 ^{130}Xe 和 ^{132}Xe , ε 和 $|\chi_p|$ 的突然增大反映了原子核主壳及支壳附近壳效应较强, 单核子对激发能较高的性质。对于计算结果, 为便于比较, 按基带、准 γ 带和边带将其分为三部分, 并同时给出实验结果和前人计算结果。

从图 1 可以看出, 这些核基带各能级, 即使是较高自旋态, 计算结果和实验结果都符合得相当好, 有效地改善了前人计算中随角动量增大理论结果逐渐明显高于实验结果的现象。但对能谱结构特殊的 ^{130}Xe , 由于其 10_1^+ 态的能量相对较低, 无论如何选取参数进行计算都难以很好地反映这一压低现象。在准 γ 带中, 这些核的实验谱都有程度不同的 Staggering 现象, 无论是对双重态 (3_1^+ , 4_1^+) 还是对 (5_1^+ , 6_1^+), 计算结果都相当精确地反映了其分布特征, 理论与实验的符合令人满意。图中还给出了边带的计算结果, 总体而言, 绝大多数核边带能谱的计算结果与实验显示的趋势是相同的。在 ^{116}Xe 和 ^{118}Xe 中, 那些明显较高的 0^+ 态和 2^+ 态, 可能是 $N = 64$ 的支壳效应引起的混合组态或闯入态。

2.3 E2 跃迁的计算

IBM2 中, $E2$ 跃迁算符通常取为

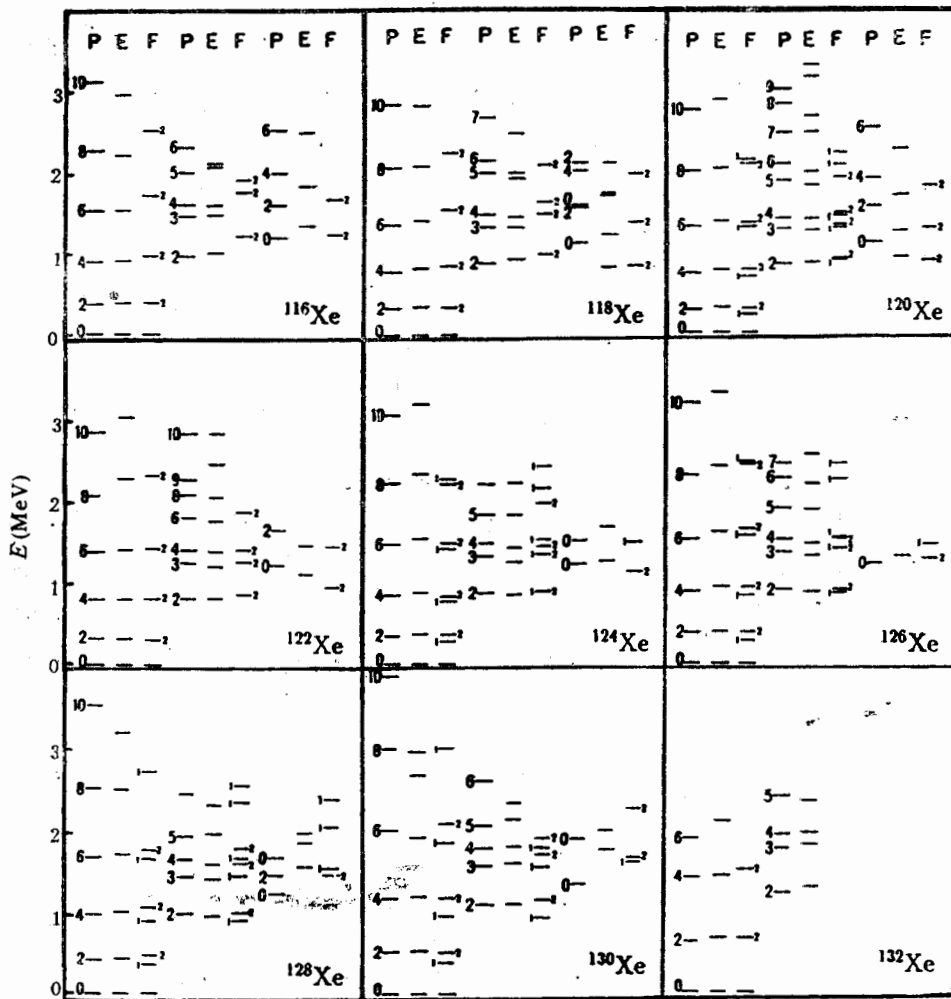


图1 Xe 偶-偶同位素能谱计算结果及与实验的比较

E代表实验结果^[18], P代表本文计算结果, F代表前人计算结果, 其中带“1”者为文献[4]的结果, 带“2”者为文献[6]的结果。

$$\hat{T}(E2) = e_x \hat{Q}_x^{(2)} + e_v \hat{Q}_v^{(2)}. \tag{8}$$

原则上, 计算跃迁几率时 $\hat{Q}_p^{(2)}$ 中的结构常数 χ_p 与计算能谱时所取的 χ_p 可以相同也可以不同, 为方便起见, 使之相同。那么, 决定 E2 跃迁几率的参数只是有效电荷 e_p 。由于质子(中子)间的相互作用仅依赖于同类核子的组态, 因而在计算中使 e_x 为常数, e_v 随原子核的不同由其 $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ 的实验值决定(见表2)。计算结果如表3所示。

表2 E2 跃迁中的有效电荷 ($e_x = 0.1285eb$)

	¹¹⁸ Xe	¹²⁰ Xe	¹²² Xe	¹²⁴ Xe	¹²⁶ Xe	¹²⁸ Xe	¹³⁰ Xe	¹³² Xe
$e_v(eb)$	0.1223	0.0825	0.0886	0.1445	0.1017	0.1209	0.1352	0.1258

从表3可知,在半满壳($N=66$)后, $B(E2,0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ 的值除 ^{124}Xe 外都随核子数的增加逐渐减小。第二行 $B(E2,2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ 的值普遍较小,并且随核子数的增加成数量级减小,这正是该跃迁在IBM2的三种极限($U(5)$ 、 $O(6)$ 、 $SU(3)$)下都禁戒的解析结果的反映。对其它跃迁, $B(E2,2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ 、 $B(E2,3_1^+ \rightarrow 2_2^+)$ 、 $B(E2,3_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ 、 $B(E2,4_2^+ \rightarrow 2_2^+)$ 同 $B(E2,0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ 的规律基本相同,而 $B(E2,3_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ 、 $B(E2,4_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ 又同 $B(E2,2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ 的规律相仿。这些结果充分反映了Xe偶-偶同位素随价核子(空穴)数的增加逐渐从振动型到转动型的过渡。

表3 约化跃迁几率 $B(E2, L_1^+ \rightarrow L_2^+)$ 的计算结果(单位: e^2b^2)

	^{118}Xe	^{120}Xe	^{122}Xe	^{124}Xe	^{126}Xe	^{128}Xe	^{130}Xe	^{132}Xe
$B(E2,0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	1.4002	0.9428	1.1234	1.4979	0.7701	0.7505	0.6504	0.4602
$B(E2,2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	0.0553	0.0206	0.0136	0.0279	0.0078	0.0071	0.0064	0.0001
$B(E2,2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.2368	0.1508	0.2422	0.3457	0.1741	0.1775	0.1417	0.0896
$B(E2,3_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.0225	0.0062	0.0023	0.0090	0.0011	0.0010	0.0011	0.0000
$B(E2,3_1^+ \rightarrow 2_2^+)$	0.4735	0.3315	0.4049	0.4492	0.2181	0.1500	0.0791	0.1305
$B(E2,3_1^+ \rightarrow 4_1^+)$	0.0755	0.0509	0.0751	0.0854	0.0407	0.0250	0.0072	0.0144
$B(E2,4_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.0002	0.0000	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
$B(E2,4_2^+ \rightarrow 2_2^+)$	0.2255	0.1503	0.1885	0.2442	0.1192	0.1106	0.0565	0.0510

3 讨 论

如前所述,Xe同位素是IBM研究中引起人们极大关注的原子核,文献[4]取(2)式所示的哈密顿量,文献[6]取类似于IBM2的 $SU^*(3)$ 极限的哈密顿量

$$H = \epsilon(\hat{A}_{d_x} + \hat{A}_{d_y}) + \kappa \hat{Q}^{(2)} \cdot \hat{Q}^{(2)} + M_{\pi\nu}, \quad (9)$$

其中 $\hat{Q}^{(2)} = \hat{Q}_x^{(2)} + \hat{Q}_y^{(2)}$,取(7)式所示的哈密顿量,分别研究其低激发态的性质。比较(2)、(7)、(9)式可知,其差别主要是同类核子相干对间的相互作用,(2)式取具有 $U_\rho(5)$ 对称的相互作用,(7)和(9)式都取四极相互作用,但其作用强度却不同,(9)式取 $\kappa_{\rho\rho} = \frac{1}{2}\kappa_{\pi\nu}$,我们却取 $0 < \kappa_{\rho\rho}/\kappa_{\pi\nu} < \frac{1}{2}$ 从而引入同类核子相干对间的四极相互作用与不同类核子相干对间的四极相互作用的竞争。计算中,对相同的参数取与文献[4]中接近的数值得到令人相当满意的结果。虽然这些参数与文献[6]所取值差别较大,但我们的参数较好地反映了原子核内同类核子间主要是对相互作用,而不同核子间主要是四极相互作用的微观基础^[19]。

计算结果表明,在IBM2中引入同类核子相干对 S_ρ 、 D_ρ 间四极相互作用 $\hat{Q}_\rho^{(2)} \cdot \hat{Q}_\rho^{(2)}$ ($\rho = \pi, \nu$)与不同类核子相干对间四极相互作用 $\hat{Q}_x^{(2)} \cdot \hat{Q}_y^{(2)}$ 的竞争,显著地改善了Xe同位素能谱的Staggering现象,成功地描述了准 γ 带复杂的能谱结构。对基带、边带及

$E2$ 跃迁几率,理论计算也较好地重复了实验观测的结果。这进一步说明同类核子相干对间四极相互作用与不同类核子相干对间四极相互作用的竞争决定了类 $O(6)$ 核能谱准 γ 带的结构,同时也影响基带、边带及电磁跃迁几率。这些结果为类 $O(6)$ 核低激发态性质的研究积累了经验,为原子核双 β 衰变及宇宙暗物质探测的研究提供了一组较完备的资料。但是,在 $^{116,118}\text{Xe}$ 和 $^{128,130}\text{Xe}$ 中还存在 0_2^+ 态和 2_2^+ 态计算能量与实验结果差别较大的问题。再者,由于 Xe 同位素 $E2$ 跃迁和 $M1$ 跃迁等电磁性质的实验资料太少,理论结果与实验结果的符合程度尚不清楚,所有这些问题都有待进一步研究。

在本文工作过程中,孙洪洲教授、王稼军副教授、龙桂鲁副教授及马丙现同志与作者进行了许多有益的讨论,在此向他们表示感谢。

参 考 文 献

- [1] A. Arima and F. Iachello, *Ann. Phys. (N.Y.)*, **99**(1976) 253; *ibid*, **111**(1978) 201; *ibid*, **123**(1979)468.
- [2] 曾谨言、孙洪洲,原子核结构理论(上海科学技术出版社)1987年.
- [3] F. Iachello, G. Puddu and O. Scholten, *Phys. Lett.*, **89B**(1979)1.
- [4] G. Puddu and O. Scholten, *Nucl. Phys.*, **A348**(1980)109.
- [5] A. Novoselsky and I. Talmi, *Phys. Lett.*, **172B** (1986)139.
- [6] A. Sevrin, K. Hedye and J. Jolie, *Phys. Rev.*, **C36**(1987)2631.
- [7] V.A. Artemev and E.V. Brakhman et al., *Sov. J. Nucl. Phys.*, **54**(1991)531.
- [8] H.T. Wang, F. Bochm and P. Fisher et al., *Nucl. Phys. B. Proc. Suppl.*, **28A** (1992)226.
- [9] F. Iachello and L.A. Krauss, *Phys. Lett.*, **254B** (1991)220.
- [10] J. Engel, *Phys. Lett.*, **284B**(1991)114.
- [11] R.F. Casten and P. von Brentano, *Phys. Lett.*, **152B**(1985)22.
- [12] H.Z. Sun, M.Zhang and D.H. Feng, *Phys. Lett.*, **163B**(1985)7.
- [13] K. Hedye, P. van Isacker, M. Waroquier and J. Moreau, *Phys. Rev.*, **C29**(1984)1420.
- [14] G.Vanden Berghe, H.E. de Meyer and P. van Isacker, *Phys. Rev.*, **C32**(1985) 1049.
- [15] G.L. Long, Y.X. Liu and H.Z. Sun, *J. Phys.*, **G16**(1990)813.
- [16] Y.X. Liu, G.L. Long and H.Z. Sun, *High Energy Phys. Nucl. Phys.*, **15**(1991) 189.
- [17] Y.L. Liu, G.L. Long and H.Z. Sun, *J. Phys.*, **G17**(1991)877.
- [18] M. Sakai, *At. Data Nucl. Data Tables*, **31**(1984)399.
- [19] L.S. Kisslinger and R.A. Sorensen, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **32**(1960) No. 9.

An IBM2 Description on the Low-lying States of Even-even Xe Isotopes

Zhang Dali

(Department of Physics, Pingdingshan Teacher's College Henan 467002)

Liu Yuxin

(Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica, Beijing 100080)

Han Qizhi

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871)

Received on July 8, 1993

Abstract

A discussion on the energy spectra and E2 transition rates of the even-even Xe isotopes with $A = 116$ to 132 is carried out in the framework of neutronproton Interacting Boson Model. With the quadrupole interactions among like coherent nucleon pairs S and D being taken into account, the staggering phenomenon in the quasi- γ bands of these nuclei are improved. The calculated results of the low-lying energy levels agree with the experimental data quite well.

Key words nuclear structure, Xe isotopes, staggering phenomenon, interacting boson model, quadrupole interaction.