

文章编号: 1007-4627(2016)03-0268-06

丰中子锰同位素的壳模型计算

金华^{1,4}, 王韩奎², 孙扬^{3,4}

(1. 上海电机学院数理教学部, 上海 201306;

2. 周口师范学院物理与电信工程学院, 河南 周口 466000;

3. 上海交通大学物理与天文系, 上海 200240;

4. 中国科学院近代物理研究所高精度核谱学重点实验室, 兰州 730000)

摘要: 利用球形壳模型和投影壳模型两种方法对 $Z \leq 28$, $N = 40$ 附近 pf 壳的丰中子核素的结构进行了一系列的研究。以丰中子的锰同位素为例讨论了对奇奇核 $^{58,60}\text{Mn}$ 的两种壳模型计算结果。结果显示, 两种理论方法都很好地再现了 $^{58,60}\text{Mn}$ 实验上观测到的从低激发到高自旋态的能级。在对这两个同位素由中子 $g_{9/2}$ 轨道闯入所产生的负宇称转动带进行描述时, 两种理论计算也得到了一致的结果。通过对比, 阐明了两种壳模型方法及其采用的有效相互作用在该丰中子核区的适用性, 特别强调了中子 $g_{9/2}$ 轨道的激发对于 pf 壳 $Z \leq 28$ 丰中子核素结构的重要性。

关键词: 丰中子核; 锰同位素; 球形壳模型; 投影壳模型

中图分类号: O571.2 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.33.03.268

1 引言

得益于实验手段和探测技术在近年来的迅猛发展, 核结构实验逐渐向丰中子、丰质子、超重等极端条件推进^[1-3], 这为人们认识远离稳定谷时核素的性质创造了条件。例如, 在过去的几年, 对 pf 壳 $Z \leq 28$ 的丰中子核素的结构研究引起了人们的极大关注^[4-6], 实验上一些奇异的结构相继被发现。例如, 与中子 $g_{9/2}$ 轨道相关的高自旋激发^[7-8]、在 $N = 40$ 附近四极集体性的突然增强^[4, 9]、磁转动的存在^[10]、原子核的形状共存^[11-12]等等。这些现象被认为与该丰中子核区高 j 轨道的闯入及对应的壳结构演化密切相关。

壳模型是原子核结构理论中最为微观和基础的模型。基于球形基矢的大规模壳模型计算被广泛地应用于 pf 壳丰中子核素的结构研究^[13-15]。对于 pf 壳 $Z \leq 28$ 的核素而言, 随着中子数 N 的增大并逐渐靠近 $N = 40$ 时, 其结构将明显地受到中子激发到 pf 壳之上 $g_{9/2}$ 轨道甚至是 $d_{5/2}$ 轨道的影响。一些典型的适用于该核区较轻核素的 pf 壳相互作用, 如 GXPF1、KB3、FPD6 等^[16] 已无法讨论与中子 $g_{9/2}$ 轨道激发相关的结构问题。因而, 发展超越 pf 壳模型空间的有效

相互作用, 成为该核区大规模球形壳模型计算的重要课题。Lenzi 等^[13] 利用在 $pf g_{9/2} d_{5/2}$ 的模型空间下建立的一个混合型的有效相互作用 LNPS, 研究了 $Z \leq 28$ 的偶偶核丰中子同位素的低激发态, 成功地预言了由于中子 $g_{9/2}$ 轨道和 $d_{5/2}$ 轨道的闯入, 使得体系集体性突然增强, 在 $N = 40$ 闭壳附近形成所谓的反转岛。Coraggio 等^[14] 基于多体微扰理论, 利用 $V_{\text{low-k}}$ 方法重整高精度的 CD-Bonn 核核散射势, 得到的有效相互作用, 分别在截断的 $pf g_{9/2}$ 和 $pf g_{9/2} d_{5/2}$ 两种模型空间下系统比较了 $Z \leq 28$, $N = 28 - 40$ 不同核素同位素链的低激发态和 $E2$ 跃迁, 强调了中子 $d_{5/2}$ 轨道激发在该丰中子核区的重要性。而文献[15]则利用 pf 壳的 GXPF1Br 相互作用与来源于中心力、张量力的 V_{MU} 相互作用所共同决定的有效相互作用, 在一个截断的 $pf g_{9/2} d_{5/2}$ 模型空间下考察了 $N \leq 35$, Fe 和 Cr 丰中子同位素从低级激发到高自旋的正负宇称态, 并指出一中子的 $g_{9/2}$ 激发对于增强体系长椭圆变具有重要作用。

利用扩展的对力加多极力加单极修正模型 (EPQQM 模型) 确定的有效相互作用, 在 $pf g_{9/2}$ 的模型空间下, 文献[17]对丰中子的 Cr 同位素链进行了大规模的壳模型计算。最近, 我们又将这个有效相互作用

收稿日期: 2016-07-18; 修改日期: 2016-08-11

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11505302, 11135005, 11575112); 中国科学院近代物理研究所高精度核谱学重点实验室开放课题项目

作者简介: 金华(1979-), 男, 上海人, 副教授, 博士, 从事原子核结构研究, E-mail: sdjujh@163.com.

应用于 $N = 40$ 附近, Mn 丰中子同位素的结构研究^[18]。借助于 EPQQM 模型决定的有效相互作用, 我们很好地再现了奇 A 核^{57,59,61}Mn 和奇奇核^{58,60,62}Mn 从低激发态到高自旋态的实验能级, 并重点分析了与中子 $g_{9/2}$ 轨道闯入态相关的物理。在这两个工作中, 模型空间虽然不包含中子的 $d_{5/2}$ 轨道, 但依然能较好地描述 $N = 40$ 附近, 尤其是 $N \leq 36$ 丰中子核素的结构信息, 体现出 EPQQM 模型在该丰中子核区大规模壳模型计算中的适用性。

在 $N = 40$ 附近, 由于集体性的突然闯入, 丰中子核素的基态往往具有一定的形变^[13]。而在球形壳模型的框架下, 不能对形变产生的集体运动给出内禀组态的相关信息。另外, 对于丰中子核而言, 基于球形基的大规模壳模型计算所要求的组态空间巨大。以 $pf g_{9/2} d_{5/2}$ 的价空间为例, 若以 ⁴⁸Ca 为冻结的壳芯, 在 m-scheme 下, 哈密顿矩阵的最大维数可达 10^{10} 量级^[13], 这对哈密顿矩阵的对角化带来极大的困难。在这种情况下, 基于形变基的投影壳模型^[19]不失为理论研究的另外一种选择。投影壳模型不仅能给出内禀结构, 而且在投影后的准粒子基矢下, 体系哈密顿矩阵的维数相对较小, 不像大规模壳模型计算那样存在对角化困难的问题。近几年, 我们利用对力加多极力确定的相互作用, 通过投影壳模型, 对 $N = 40$ 附近, Cr, Fe, Mn 等各种类型的丰中子核素进行了广泛的研究^[20-23], 系统分析了这些核素从低自旋到高自旋态的结构, 给出相关转动带的内禀组态, 并重点讨论了由中子 $g_{9/2}$ 轨道的闯入, 对这些丰中子核结构性质变化的影响。投影壳模型在该丰中子核区的成功应用表明, 该模型不仅适合于重形变核素的结构研究^[19], 同时也适用于中重质量的形变核区。

如前所述, 基于可分离力的有效相互作用, 我们采用的球形壳模型和投影壳模型计算在 pf 壳丰中子核区的研究中取得了一些成果。在本文中, 我们将对这两种壳模型方法做简单介绍, 并以丰中子奇奇核^{58,60}Mn 的结构讨论为例, 比较两者的计算结果。

2 模型

利用 EPQQM 模型确定的有效相互作用进行球形壳模型计算时, 体系的哈密顿量在同位旋表象下可具体表示成如下形式^[17-18]:

$$H = H_{sp} + H_{P_0} + H_{P_2} + H_{QQ} + H_{OO} + H_{mc}$$

$$= \sum_{\alpha} \varepsilon_{\alpha} c_{\alpha}^{\dagger} c_{\alpha} - \frac{1}{2} \sum_{J=0,2} g_J \sum_{M\kappa} P_{JM1\kappa}^{\dagger} P_{JM1\kappa} -$$

$$\frac{1}{2} \frac{\chi_2}{b_0^4} \sum_M : Q_{2M}^{\dagger} Q_{2M} : - \frac{1}{2} \frac{\chi_3}{b_0^6} \sum_M : O_{3M}^{\dagger} O_{3M} : +$$

$$\sum_{a \leq b} \sum_T k_{mc}^T(ab) \sum_{JM\kappa} A_{JM T \kappa}^{\dagger}(ab) A_{JM T \kappa}(ab), \quad (1)$$

上式中: H_{sp} 为哈密顿量的单粒子部分; b_0 为谐振子长度。剩余两体相互作用部分分别考虑了 $J = 0$ 和 $J = 2$ 的对力、四极-四极相互作用(QQ)、八极-八极相互作用(OO)以及单极修正(H_{mc})。参数 g_J , χ_2 , χ_3 和 $k_{mc}^T(ab)$ 分别对应相应的相互作用强度。这里, 除了对力和多极-多极项之外, 在相互作用中引入特定轨道之间的单极修正项, 可以正确给出体系相关组态的激发能^[17-18,24]。对于^{58,60}Mn 的计算, 我们取⁴⁰Ca 为壳芯, 模型空间由 4 个质子轨道 ($0f_{7/2}$, $1p_{3/2}$, $0f_{5/2}$, $1p_{1/2}$) 和 5 个中子轨道 ($0f_{7/2}$, $1p_{3/2}$, $0f_{5/2}$, $1p_{1/2}$, $0g_{9/2}$) 组成。为避免组态空间过大, 我们采取将中子 $g_{9/2}$ 轨道上的 8 个价核子进行冻结的方式, 来对模型空间进行截断。在此模型空间下, 公式 (1) 中采用的单粒子能量及相互作用参数可见文献^[18]。

基于角动量耦合, 大规模的壳模型计算构造基矢的方法可分成 m-scheme 和 J-scheme 两种^[25]。但无论哪种方式构造基矢, 若体系哈密顿矩阵的维数很大时, 需要通过 Lanczos 方法来进行对角化^[25], 得到能量和波函数。大规模的壳模型计算的具体方法和步骤可见综述文献^[25]。在本文中, 我们使用 J-scheme 的壳模型程序 NushellX^[26]来执行计算。

投影壳模型的基矢构造方法与球形壳模型有着很大的差别。该方法从形变的 Nilsson 单粒子态出发, 采用 Nilsson + BCS 准粒子基矢, 通过角动量投影将体系从内禀系变换到实验室系, 来恢复由形变平均场所破坏的转动对称, 从而在投影空间下对哈密顿量进行对角化^[19]。在投影壳模型的框架下, 原子核的波函数可以写成,

$$|\Psi_{JM}^{\sigma}\rangle = \sum_{K\kappa} f_{JK\kappa}^{\sigma} \hat{P}_{MK}^J |\Phi_{\kappa}\rangle, \quad (2)$$

这里, \hat{P}_{MK}^J 为角动量投影算符, $f_{JK\kappa}^{\sigma}$ 为展开系数, $|\Phi_{\kappa}\rangle$ 则为对应的内禀形变准粒子组态。通过求解下面的本征方程, 可进一步得到能量本征值和波函数(用展开系数 $f_{JK\kappa}^{\sigma}$ 表示):

$$\sum_{K'\kappa'} (H_{K\kappa, K'\kappa'}^J - E_J^{\sigma} N_{K\kappa, K'\kappa'}^J) f_{JK\kappa'}^{\sigma} = 0. \quad (3)$$

公式 (3) 中 $H_{K\kappa, K'\kappa'}^J$ 和 $N_{K\kappa, K'\kappa'}^J$ 分别为哈密顿量和 norm 的投影矩阵元。

类似于公式 (1), 投影壳模型同样采用可分离力来

描述两体相互作用^[20-21], 相应的哈密顿量可表示成:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \frac{1}{2}\chi \sum_{\mu} \hat{Q}_{2\mu}^{\dagger} \hat{Q}_{2\mu} - G_M \hat{P}^{\dagger} \hat{P} - G_Q \sum_{\mu} \hat{P}_{2\mu}^{\dagger} \hat{P}_{2\mu}, \quad (4)$$

式中, \hat{H}_0 表示球形的 Nilsson 单粒子项。 χ , G_M 及 G_Q 分别表示四极-四极相互作用、单极对力和四极对力的相互作用强度。在对奇奇核 $^{58,60}\text{Mn}$ 的投影壳模型计算中, 我们考虑一质子加一中子的两准粒子组态, 并取 $N = 2, 3, 4$ 三个谐振子主壳作为准粒子基矢空间。计算中, Nilsson 单粒子态的形变参量及两体相互作用强度的取值可参见文献[23]。

3 计算结果与讨论

利用大规模的球形壳模型和投影壳模型这两种方法, 我们计算了 $^{58,60}\text{Mn}$ 从低激发到高自旋态正负宇称的能级。在图 1 中, 实验上观测到的这两个同位素的低激发态的正宇称能级与两种理论计算作了比较。可以看到, 这两种壳模型计算整体上很好地再现了实验能级, 并都正确地给出了 1^+ 的基态。球形壳模型计算得

到的波函数显示, 这些正宇称能级的组态不全都来自价核子在 pf 壳的激发, 中子在 $g_{9/2}$ 轨道上的占有数较大, 相关组态, 例如, $\{\pi(f_{7/2})^5\} \otimes \{\nu(pf)^{-2}(g_{9/2})^2\}$ 占总组态的比例不小, 表明两中子的 $g_{9/2}$ 轨道激发在正宇称态中不可忽略。由于在投影壳模型中只考虑了一中子的准粒子激发, 因而, 计算的正宇称能级组态相对简单, 为来自 $N = 3$ 的 pf 壳一质子和一中子的准粒子激发。实验上测得, 这两个核素在基态 1^+ 之上和 (2^+) 态之间存在着一个 4^+ 的同核异能态^[8]。球形壳模型所采用的 EPQQM 相互作用对于 ^{58}Mn 的 4_1^+ 态的预言较差, 没能给出正确的能级位置。但是, 投影壳模型很好地预言了这两个同核异能态, 不仅正确再现了 4_1^+ 的能级分布, 还自然给出了形成同核异能态的机制: 即这两个核素 4_1^+ 态都具有 $K = 4$ 的内禀准粒子组态, 与 1^+ 基态 $K = 1$ 的组态有很大的差别。而球形壳模型计算结果显示, 这两个核素 1^+ 基态和 4_1^+ 态具有较大程度的组态混合, 并且最大组态相同: 对于 ^{58}Mn , $\pi(f_{7/2})^5\nu(f_{7/2})^8(p_{3/2})^3(f_{5/2})^2$ 为 1^+ 基态和 4_1^+ 态的最大组态, 所占比例分别为 13% 和 12%; ^{60}Mn 这两个态的最大组态为 $\pi(f_{7/2})^5\nu(f_{7/2})^8(p_{3/2})^2(f_{5/2})^3(g_{9/2})^2$, 所占比例同为 18%。

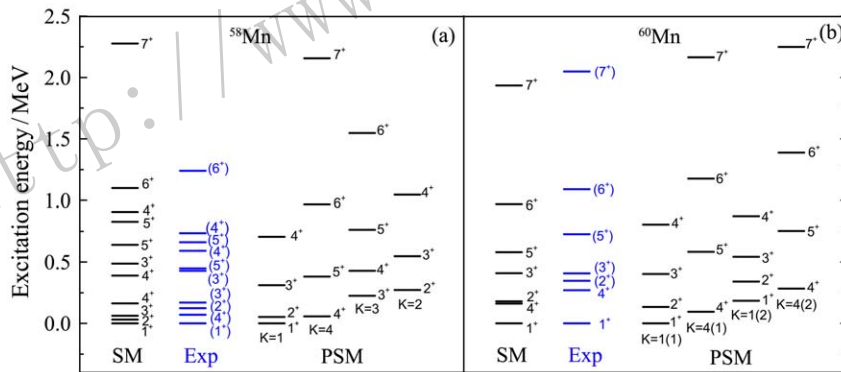


图 1 (在线彩图) $^{58,60}\text{Mn}$ 实验上的正宇称能级与两种壳模型计算的比较
实验数据来源于文献[8]。

实验上对于 $^{58,60}\text{Mn}$ 还分别测得以自旋 $J = 4$ 为带头, 高至 $J = 16$ 的类转动带结构, 它们被认为是负宇称的晕带^[8]。在图 2 中画出了两种壳模型计算的这两个核素负宇称晕态的激发能 E 随自旋 J 的变化, 并与实验值作了比较。两种理论计算的能级不仅很好地再现了实验上的负宇称态, 还同实验值一起整体上遵循 $E \propto J(J+1)$ 的规律, 体现出具有转动谱的特征。球形壳模型计算显示, 这两个负宇称的晕带主要由一中子甚至于三中子的 $g_{9/2}$ 轨道激发产生, 具有 $\{\pi(f_{7/2})^5\} \otimes \{\nu(pf)^{-1}(g_{9/2})^1\}$ 或 $\{\pi(f_{7/2})^5\} \otimes \{\nu(pf)^{-3}(g_{9/2})^3\}$ 的

组态。这与投影壳模型的计算相似, 这两个带具有一个质子 $f_{7/2}$ 准粒子加一个中子 $g_{9/2}$ 准粒子激发的内禀组态。这表明, 即使是 $N < 36$ 相对较轻的丰中子核素, $g_{9/2}$ 轨道的闯入对于集体激发具有重要的作用。

为了描述 $^{58,60}\text{Mn}$ 负宇称晕带的转动特征, 我们引入转动惯量:

$$\mathcal{J} = \frac{2J-1}{E(J) - E(J-2)}. \quad (5)$$

在图 3 中, 我们计算了自旋从 $J = 6$ 变化到 16 时, 两个同位素的转动惯量 (MoI), 并与由实验值计算的结果做

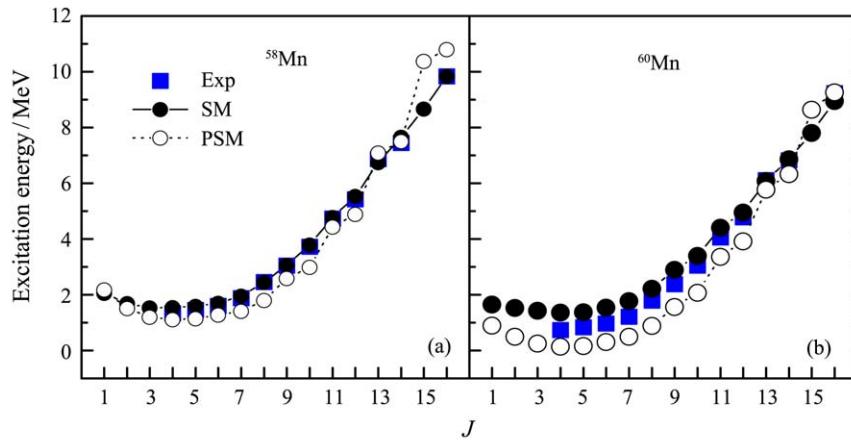


图 2 (在线彩图) 两种壳模型计算预言的 $^{58,60}\text{Mn}$ 的负宇称晕带
图中的实验数据来源于文献[8]。

了比较。两种壳模型的理论计算较好地吻合了转动惯量随自旋 J 变化的趋势。可以看到, 从 $J = 8$ 开始, 转动惯量随着自旋的增加大体接近为一常数。这意味着当这两个核素转得很快时, 可以看作是一个具有一定转动

惯量的转子, 并具有稳定的形变。为了验证这个观点, 通过公式(1)对应的EPQQM有效相互作用, 利用受限的Hartree-Fock方法^[27], 分别计算了 ^{58}Mn 在 $J = 4$ 和 8 时, β - γ 平面内的等势能面(见图4)。可看到, $J =$

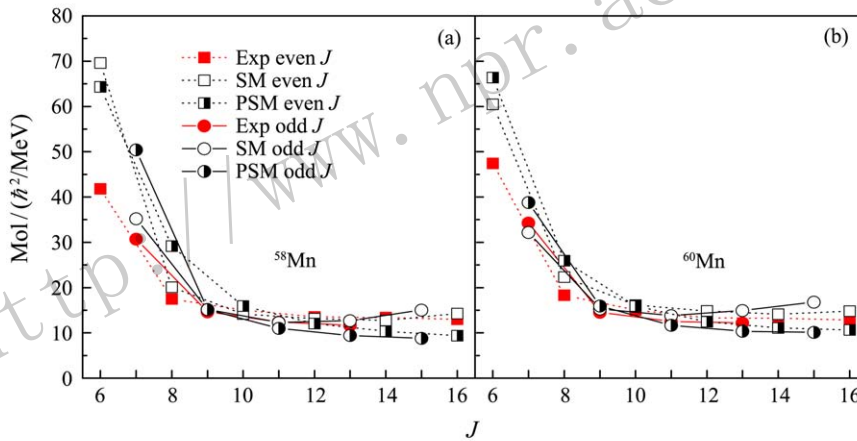


图 3 (在线彩图) 由实验数据^[8]计算的 $^{58,60}\text{Mn}$ 负宇称晕带的转动惯量与两种壳模型计算预言的数值的比较

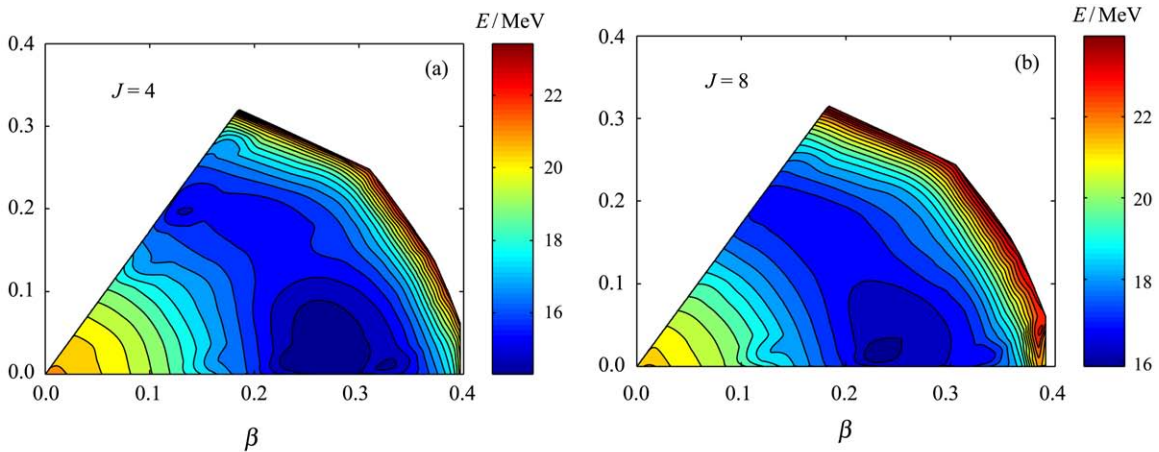


图 4 (在线彩图) ^{58}Mn 在 $J = 4$ 和 $J = 8$ 时的等势能面图

4 时, 在形变参量 $\beta = 0.28$ 附近具有较软的形变。当 $J = 8$ 时, 势能极小点趋向 $\beta = 0.23$, 体系此时具有比较确定的长椭形变。

旋称反转是存在于形变的奇奇核或奇质量核集体转动带中的一类特殊现象^[28]。在本文考察的两个奇奇核的负宇称晕带中, 我们也发现了类似的现象。定义 $S(J)$ 来表征能级旋称劈裂引起的锯齿相位变化^[28],

$$S(J) = \Delta E(J) - \frac{1}{2} [\Delta E(J+1) + \Delta E(J-1)], \quad (6)$$

这里 $\Delta E(J) = E(J) - E(J-1)$ 。在图 5 中, 由实验数据绘制的 $S(J)$ 随自旋 J 变化的曲线可以看到, $^{58,60}\text{Mn}$ 的负宇称晕带具有相同的 $S(J)$ 的变化行为, 在 $J = 9$ 处, 都出现了锯齿相位关系的变化, 存在旋称反转。同时, 在图 5 中, 两种壳模型计算的能级的 $S(J)$ 值与实验值作了比较。除了球形壳模型对于 ^{58}Mn 的旋称反转再现较好外, 其他的理论计算得到的旋称反转处的自旋出现了超前的现象。但从整体上看, 两种理论计算还是非常较好地描述了 $S(J)$ 随 J 的变化趋势, 并预言了 $^{58,60}\text{Mn}$ 负宇称晕带旋称反转现象的存在。

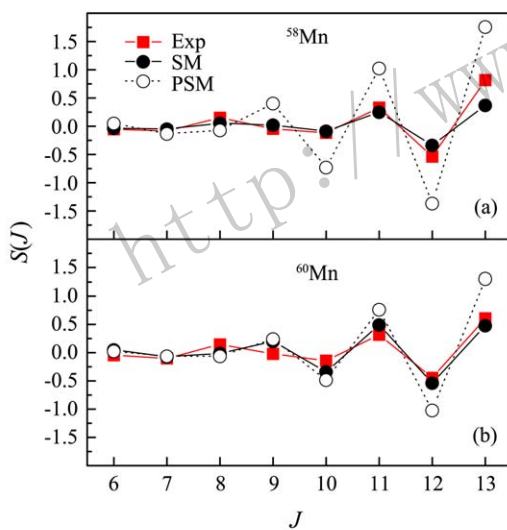


图 5 (在线彩图) 由实验数据^[8]计算的 $^{58,60}\text{Mn}$ 负宇称晕带的 $S(J)$ 值与两种壳模型计算预言的数值的比较

4 总结

在过去的几年中, 我们利用大规模的球形壳模型计算和投影壳模型计算, 在 pf 壳的丰中子核区开展了卓有成效的结构研究。本文以丰中子的奇奇核 $^{58,60}\text{Mn}$ 为例, 在这两种壳模型方法的框架下, 研究了 $^{58,60}\text{Mn}$ 正负宇称态的结构, 并对由中子 $g_{9/2}$ 轨道的闯入产生的负宇称晕带的转动特征进行了详细讨论。两种理论计算得

到了非常一致的结果。我们注意到, 这两种壳模型计算中都使用了基于可分离力的有效相互作用, 表明这种唯象的有效相互作用对于丰中子核区核力描述的适用性。另外, 球形壳模型没有形变自由度, 但与投影壳模型一样, 得到了 $^{58,60}\text{Mn}$ 类似的转动特征, 这说明在组态混合之下, 大规模的球形壳模型计算也同样能较好地描述原子核的集体激发。

就在最近, 我们对于上述两种壳模型方法有了新的发展。在球形壳模型中, 我们将基于可分离力的 EPQQM 有效相互作用中的单极修正用基于中心力和张量力的 V_{MU} 决定的单极作用替代, 并对一部分 pf 壳的核素进行了大规模的壳模型计算^[29-30]。另外, Pfaffian 算法被引入到投影壳模型计算转动矩阵元, 来高效地处理多准粒子激发^[31]。改进后的模型在 $Z \leq 28$, $N = 40$ 附近 pf 壳丰中子核素核结构研究中的应用, 及向更为丰中子的滴线附近的推广, 将会是引人入胜的工作。

参考文献:

- [1] THOENNESSEN M. Rep Prog Phys, 2004, **67**: 1187.
- [2] THOENNESSEN M. Rep Prog Phys, 2013, **76**: 056301.
- [3] HOFMANN S, MÜNZENBERG G. Rev Mod Phys, 2000, **72**(3): 733.
- [4] ROTHER W, DEWALD A, IWASAKI H, *et al.* Phys Rev Lett, 2011, **106**: 022502.
- [5] CRAWFORD H L, CLARK R M, FALLON P, *et al.* Phys Rev Lett, 2013, **110**: 242701.
- [6] SANTAMARIA C, LOUCHART C, OBERTELLI, *et al.* Phys Rev Lett, 2015, **115**: 192501.
- [7] DEACON A N, FREEMAN S J, JANSSENS R V F, *et al.* Phys Rev C, 2007, **76**: 054303.
- [8] STEPPENBECK D, DEACON A N, FREEMAN S J, *et al.* Phys Rev C, 2010, **81**: 014305.
- [9] LJUNGVALL J, GÖRGEN A, OBERTELLI A, *et al.* Phys Rev C, 2010, **81**: 061301(R).
- [10] STEPPENBECK D, JANSSENS R V F, FREEMAN S J, *et al.* Phys Rev C, 2012, **85**: 044316.
- [11] RECCHIA F, LENZI S M, LUNARDI S, *et al.* Phys Rev C, 2012, **85**: 064305.
- [12] LIDDICK S N, SUCHYTA S, ABROMEIT B, *et al.* Phys Rev C, 2011, **84**: 061305(R).
- [13] LENZI S M, NOWACKI F, POVES A, *et al.* Phys Rev C, 2010, **82**: 054301.
- [14] CORAGGIO L, COVELLO A, GARGANO A, *et al.* Phys Rev C, 2014, **89**: 024319.
- [15] TOGASHI T, SHIMIZU N, UTSUNO Y, *et al.* Phys Rev C, 2015, **91**: 024320.
- [16] HONMA M, OTSUKA T, BROWN B A, *et al.* Phys Rev C, 2002, **65**: 061301(R).

- [17] KANEKO K, SUN Y, HASEGAWA M, *et al.* Phys Rev C, 2008, **78**: 064312.
- [18] JIN H, SUN Y, KANEKO K, *et al.* Phys Rev C, 2013, **87**: 044327.
- [19] HARA K, SUN Y. Int J Mod Phys E, 1995, **4**(4): 637.
- [20] SUN Y, YANG Y C, LIU H L, *et al.* Phys Rev C, 2009, **80**: 054306.
- [21] YANG Y C, SUN Y, KANEKO K, *et al.* Phys Rev C, 2010, **82**: 031304(R).
- [22] YANG Y C, JIN H, SUN Y, *et al.* Phys Lett B, 2011, **700**: 44.
- [23] SUN Y, YANG Y C, JIN H, *et al.* Phys Rev C, 2012, **85**: 054307.
- [24] WANG Hankui, JIN Hua, SUN Yang, *et al.* Nuclear Physics Review, 2016, **33**(2): 242.(in Chinese)
(王韩奎, 金华, 孙扬, 等. 原子核物理评论, 2016, **33**(2): 242.)
- [25] CAURIER E, MARTÍEZ-PINEDO G, NOWACKI F, *et al.* Rev Mod Phys, 2005, **77**(2): 427.
- [26] <http://www.garsington.eclipse.co.uk/>
- [27] KANEKO K, MIZUSAKI T, SUN Y, *et al.* Phys Lett B, 2009, **679**: 214.
- [28] HARA K, SUN Y. Nucl Phys A, 1991, **531**: 221.
- [29] KANEKO K, MIZUSAKI T, SUN Y, *et al.* Phys Rev C, 2014, **89**: 011302(R).
- [30] KANEKO K, MIZUSAKI T, SUN Y, *et al.* Phys Rev C, 2015, **92**: 044331.
- [31] WANG L J, CHEN F Q, MIZUSAKI T, *et al.* Phys Rev C, 2014, **90**: 011303(R).

Shell Model Calculations for Neutron-rich Mn Isotopes

JIN Hua^{1,4,1)}, WANG Hankui², SUN Yang^{3,4}

(1. Department of Mathematics and Physics, Shanghai Dianji University, Shanghai 201306, China;

2. College of Physics and Telecommunication Engineering,
Zhoukou Normal University, Zhoukou 466000, Henan, China;

3. Department of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

4. Key Laboratory of High Precision Nuclear Spectroscopy, Institute of Modern Physics,
Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

Abstract: Recently, we have carried out a series of studies on the structures of pf shell neutron-rich nuclei around $N = 40$ using the spherical shell model and the projected shell model respectively. As an example, these two types of shell model calculations for the neutron-rich odd-odd isotopes $^{58,60}\text{Mn}$ are discussed in this paper. The results show that both the calculations reproduce the observed experimental energy levels from the low-excitation states to the high-spin ones in $^{58,60}\text{Mn}$. Consistent results are also obtained by these two theoretical calculations when describing the negative-parity rotational band derived from the intruder neutron $g_{9/2}$ orbital in both isotopes. Through comparison, we show the applicability of these two shell model methods and the adopted effective interactions in the present neutron-rich mass region. The significance of the excitations from neutron $g_{9/2}$ orbital to the structures of the neutron-rich nuclei in pf shell with $Z \leq 28$ are especially emphasized in this paper.

Key words: neutron-rich nuclei; Mn isotope; spherical shell model; projected shell model

Received date: 18 Jul. 2016; **Revised date:** 11 Aug. 2016

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11505302, 11135005, 11575112); Project Funded by the Key Laboratory of High Precision Nuclear Spectroscopy, Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences

1) E-mail: sdjujh@163.com.