

文章编号: 1007-4627(2017)03-0374-06

## 奇特核结构与激发的微观研究

裴俊琛, 王楷, 左致玮

(北京大学物理学院, 核物理与核技术国家重点实验室, 北京 100871)

**摘要:** 原子核是一个从少体到多体过渡的量子体系, 展现了很多有趣的集体现象。随着国际上若干大型放射性核束流实验装置的发展, 极不稳定奇特核的结构与激发的研究成为当前核物理的前沿热点问题。本工作以形变弱束缚核  $^{40}\text{Mg}$  为例, 基于格点空间连续谱能量密度泛函和自洽的 FAM-QRPA 对奇特核的基态与激发态跃迁进行了研究。发现弥散的表面密度分布与连续谱对低能共振有很大影响。通过对同位旋矢量偶极激发的研究, 说明低能矮共振与巨共振的微观机制有很大差异。此外还进行了大规模拟合, 发展针对丰中子核, 超重核的新的精度有效相互作用, 以期对相关学科如核天体物理、核裂变能等提供更为可靠的核理论模型。

**关键词:** 奇特核; 密度泛函理论; FAM-QRPA; 集体激发模式;

**中图分类号:** O571.53      **文献标志码:** A      **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.34.03.374

### 1 引言

原子核作为一个从少体到多体过渡的量子系统, 有很多有意思的集体现象, 而原子核的形变与超流性又可以显著增强其集体性。近些年来, 随着国际上若干先进大型放射性核束流实验装置的发展, 如美国稀有同位素束流装置 (FRIB) 与中国在建的强流重离子加速器 (HIAF) 和计划中的北京在线同位素分离中子束流装置 (BISOL), 远离稳定线的奇特核成为了目前核物理研究的热点科学问题<sup>[1, 2]</sup>。奇特核展现出许多不同于稳定核的新现象, 如: 晕结构<sup>[3]</sup>、软激发模式<sup>[4]</sup>等。原子核的晕结构与集团结构都是在接近阈值时的奇特现象, 也是对基于壳模型思想的核理论的一个挑战。晕核中往往  $S$  波成分比较大, 同时晕结构又可以降低  $S$  轨道能量<sup>[5]</sup>, 这两者的相互作用意味着可能存在比预期还多的晕核<sup>[6]</sup>。奇特核对于研究核天体物理也十分关键, 对核模型的有效性检验与外推也提供了极好的机遇。

理论上, 由于超级计算机的发展, 基于核子-核子相互作用的微观核理论研究正在兴起。微观核理论模型包括第一性原理计算 (全组态 *ab initio*)、组态相关壳模型、密度泛函理论与扩展<sup>[7]</sup>。这些模型各具特色, 其中密度泛函理论可以比较精确地描述几乎整个核素图的基态结构性质。扩展的密度泛函理论是描述中重核区的激发、裂变、含时动力学过程等的主要微观理论<sup>[8]</sup>。最近几年发展的格点有效场论原则上可以描述各种核结构

现象<sup>[9]</sup>, 但是其计算量极大。此外现实核力基于两体核子散射实验, *ab initio* 计算随着核子数增加误差增大, 到中等质量区时已出现了巨大偏差<sup>[10]</sup>, 其外推与收敛性遇到质疑。所以追求一个统一的核理论也许过于理想, 因而发展各种有效模型仍将是相当长时期内的主要选择。

目前比较受关注的是弱束缚核的软偶极激发模式 (又称 pygmy 共振), 这与核物质状态方程有关, 还可以增加天体环境的中子俘获<sup>[11]</sup>。弱束缚核是否存在一个形变去耦合的形变晕结构一直是一个理论预言<sup>[12-14]</sup>, 而偶极激发有  $K=0$  与  $K=1$  两种模式的劈裂可以反映形变效应, 所以实验上观测 pygmy 共振与巨共振的偶极劈裂可以确定形变晕结构。此外, pygmy 共振的模式也一直存在猜想。pygmy 共振可能是晕与核心的相对运动模式, 或 toroidal 模式与压缩模式。所以研究 pygmy 共振的表面流的直观图像是十分有用的。而研究共振态的表面流必须要大尺度的非球对称的格点空间计算。

研究原子核集体激发与小幅度动力学的合适理论工具是准粒子随机相位近似 (Quasiparticle Random Phase Approximation, QRPA)<sup>[15]</sup>, 这种方法可以视作含时间的密度泛函理论的小幅度近似。QRPA 可以用来研究电磁激发与跃迁、同位旋有关的激发、 $\beta$  衰变和  $\beta\beta$  衰变<sup>[16]</sup>, 其中寻找无中微子的  $\beta\beta$  衰变是备受关注的跨学科问题。由于传统的 QRPA 使用矩阵对角化方案求解, 需要处理海量矩阵元, 非球对称的自

收稿日期: 2017-03-24;      修改日期: 2017-07-10

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11375016, 11522538)

作者简介: 裴俊琛(1981-), 男, 湖北松滋人, 研究员, 从事理论核物理研究; E-mail: peij@pku.edu.cn.

洽 QRPA 很难实现。最近 Nakatsukasa 研究组发展了有限幅度方法 (Finite Amplitude Method, FAM)<sup>[17]</sup>, 将原来的 QRPA 矩阵方程改写成等价的迭代求解方程, 极大地减少了计算量, 从而使得连续谱形变 QRPA 自洽计算成为可能。由于 FAM-QRPA 方法计算效率高, 目前国际上各个课题组都纷纷在不同的 Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) 框架上发展 QRPA 程序<sup>[18]</sup>。2014 年我们在形变格点空间程序 HFB-AX<sup>[19]</sup>基础上发展了计算单极激发的 FAM-QRPA<sup>[20]</sup>。格点空间连续谱密度泛函非常适合描述形变的弱束缚核的基态。在此基础上发展的 FAM-QRPA 对于形变弱束缚核激发的描述有独特优势。2015 年, Kortelainen 等<sup>[21]</sup>在基空间 HFB 程序 HFBTHO<sup>[22]</sup>上实现了能够计算任意 LK 极的多极激发 FAM-QRPA 程序。最近我们也实现了形变格点空间 FAM-QRPA 的任意多极集体激发程序<sup>[23]</sup>。至此, 我们为探索弱束缚核的奇特激发模式发展了非常理想的理论工具。

## 2 理论框架

FAM-QRPA 的核心是迭代求解非线性方程<sup>[17]</sup>:

$$\begin{aligned} (E_\mu + E_\nu - \omega) X_{\mu\nu}(\omega) + \delta H_{\mu\nu}^{20}(\omega) &= -F_{\mu\nu}^{20}, \\ (E_\mu + E_\nu + \omega) Y_{\mu\nu}(\omega) + \delta H_{\mu\nu}^{02}(\omega) &= -F_{\mu\nu}^{02}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $\mu, \nu$  等下标表示准粒子基,  $E$  表示准粒子能量,  $\omega$  表示激发能量,  $F$  表示外场,  $\delta H(\omega)$  表示体系对外场的小幅度动力学响应。  $X(\omega), Y(\omega)$  分别代表前幅和后幅, 跃迁强度函数为

$$S(F; \omega) = \frac{1}{2} \sum_{\mu\nu} \left\{ F_{\mu\nu}^{20*} X_{\mu\nu}(\omega) + F_{\mu\nu}^{02*} Y_{\mu\nu}(\omega) \right\}, \quad (2)$$

其中, 求和遍历所有满足跃迁定则的准粒子波函数。

我们发展的轴对称格点空间包含连续谱的多极 FAM-QRPA 程序可以自洽求解形变核的激发, 能

够求解跃迁强度函数、跃迁密度、跃迁动量流等一系列物理量。程序采纳 MPI+OpenMP 混合并行架构对计算进行加速: 对不同的激发能  $\omega$  采用分布式 MPI 并行, 对每个激发能点采用共享内存的 OpenMP 并行。需要指出的是, 在实际计算中, 激发能  $\omega$  通常要加上 Lorentz 平滑因子  $\gamma$ , 即  $\omega \rightarrow \omega + i\gamma$ 。为了得到具有精细结构的跃迁强度函数, 我们采用了  $\gamma = 0.25$  MeV。

FAM-QRPA 使用的基态准粒子波函数由格点空间 HFB 程序 HFBAX 计算所得。为保证计算的自洽性, 在计算基态与激发态时采用一致的模型空间和相互作用。我们所采用的格点空间为 27.6 fm, 因为大尺度空间对于精确描述晕与连续谱都很必要。我们采用了针对轻核区核素拟合出的拓展 SLy4 相互作用, 这套参数包含了额外的高阶密度项, 对轻核的性质有着更好的描述<sup>[24]</sup>。对于对关联相互作用, 本文选取密度依赖的零程相互作用:  $V_0[1 - \eta(\rho(\mathbf{r})/\rho_0(\mathbf{r}))^\gamma]$ , 其中,  $\eta = 0.8$ ,  $\gamma = 0.7$ , 对力强度  $V_0 = -448.3$  MeV fm<sup>3</sup> 以保证稳定核和滴线核的对能隙都可以得到较好的描述。

## 3 结果与讨论

### 3.1 <sup>40</sup>Mg 基态性质

<sup>40</sup>Mg 是 Mg 同位素链上迄今为止实验观测到的最丰中子核素<sup>[25]</sup>。理论计算和附近核的实验都表明, <sup>40</sup>Mg 存在长椭-扁椭的形状共存现象<sup>[26]</sup>, 所以 <sup>40</sup>Mg 是一个十分特殊的弱束缚核, 适合研究在软激发中的形变效应。

由表 1 知, 扁椭 <sup>40</sup>Mg 结合能比基态长椭 <sup>40</sup>Mg 高 1.9 MeV。实际上 <sup>40</sup>Mg 具有非常平缓的势能曲面<sup>[27]</sup>。这种形状竞争也体现在不同的超流性上: 长椭形仅中子之间存在对关联, 而扁椭形中仅质子之间有对关联。值得一提的是:  $N = 28$  对应传统幻数, 但 <sup>40</sup>Mg 基态却有显著的长椭形状, 且 <sup>42</sup>Si 的基态是明确的扁椭形状<sup>[28]</sup>。

表 1 <sup>40</sup>Mg 不同形状基态性质

形状	四极形变 $\beta_2$	结合能 $E_{\text{tot}}/\text{MeV}$	中子费米面 $\lambda_n/\text{MeV}$	中子对能隙 $\Delta_n/\text{MeV}$	质子对能隙 $\Delta_p/\text{MeV}$
长椭	0.39	-264.14	-0.33	1.23	0
扁椭	-0.31	-262.27	-0.79	0	0.98

图 1 展现了不同形状的 <sup>40</sup>Mg 中子密度  $\rho_n$  与中子对密度  $\tilde{\rho}_n$  在柱坐标两个方向上的分布。图 1(a) 与 (b) 分别描述长椭形状与扁椭形状, 实线表示  $z$  轴方向的密度分布, 虚线表示  $r$  轴方向的密度分布。从图 1(b) 中可以

看到, 扁椭 <sup>40</sup>Mg 的中子对密度非常小, 扁椭 <sup>40</sup>Mg 相应的中子对能隙  $\Delta_n \approx 0$ 。长椭 <sup>40</sup>Mg 中子对密度存在很长的“尾巴”, 这说明大尺度格点空间很适合用以描述奇特核的中子晕结构<sup>[14]</sup>。

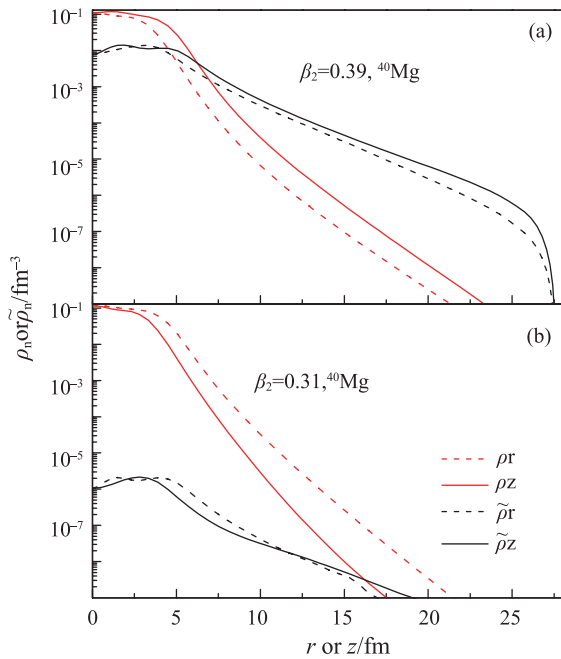


图 1 (在线彩图) HFBAx 计算得到的  $^{40}\text{Mg}$  长椭形状 (a) 和扁椭形状 (b) 的中子密度  $\rho_n$  与中子对密度  $\tilde{\rho}_n$  在柱坐标系中的分布图  
实线表示  $z$  轴, 虚线表示  $r$  轴。

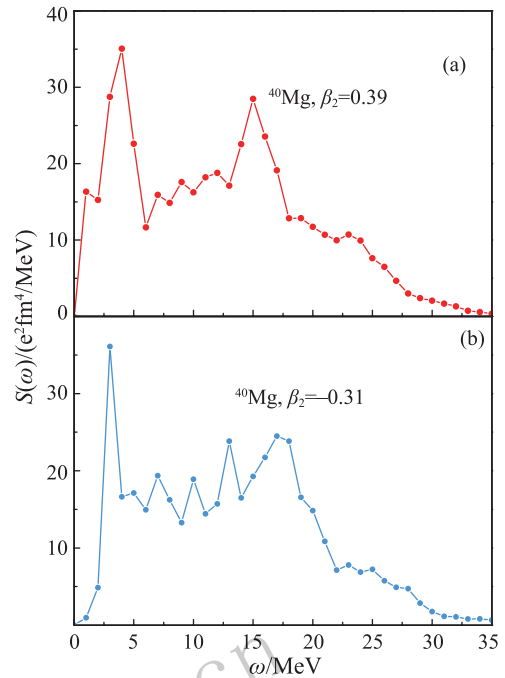


图 2 (在线彩图)  $^{40}\text{Mg}$  长椭形状 (a) 和扁椭形状 (b) ISM 跃迁强度函数

### 3.2 $^{40}\text{Mg}$ 同位旋标量单极激发模式

同位旋标量单极激发模式 (Isoscalar Monopole mode, ISM), 即呼吸模式, 其相应的外场算符形式为:

$$F_{1K}^{\text{ISM}} = \frac{eZ}{A} \sum_{i=1}^A r_i^2 Y_{00}(\hat{r}_i), \quad (3)$$

该模式与核物质的不可压缩系数密切相关<sup>[29]</sup>。在文献[20]中, 我们利用单极激发程序计算了长椭  $^{40}\text{Mg}$  的 ISM 跃迁强度函数, 采用两种不同的 Skyrme 参数 SLy4 和 SkM\* 进行计算。本文采用的是新发展的多极激发的程序, 利用拓展的 SLy4 参数计算了不同形状的 ISM 跃迁强度函数。

对比文献[20]中长椭  $^{40}\text{Mg}$  的 ISM 跃迁强度函数, 可以发现图 2(a) 的跃迁强度函数有许多不平滑的点, 这是由于本文的计算中选取的平滑因子  $\gamma$  比较小。虽然采用的相互作用有细微差异, 但是得到的跃迁强度函数从数值上非常接近。这表明新的多极激发程序能够较好地重复原有结果。图 2(a) 和图 2(b) 显示, 无论是长椭圆形还是扁椭圆形,  $^{40}\text{Mg}$  在 3~4 MeV 之间存在显著的软单极共振, 其成因来自于表面的晕结构, 主要由  $\Omega^\pi = 1/2^-$  的低能非共振连续谱贡献。随着 Mg 同位素链接近中子滴线, 该软单极激发模式的强度和集体性也在逐渐增强。

### 3.3 $^{40}\text{Mg}$ 同位旋矢量偶极激发模式

同位旋矢量偶极激发模式 (Isovector Dipole mode, IVD) 对应的外场算符形式:

$$F_{1K}^{\text{ISV}} = \frac{eN}{A} \sum_{i=1}^Z r_i Y_{1K}(\hat{r}_i) - \frac{eZ}{A} \sum_{i=1}^N r_i Y_{1K}(\hat{r}_i). \quad (4)$$

其中  $K$  量子数的取值范围是  $-1, 0, 1$ 。根据 Wigner-Eckart 定理知, 在球对称性下, 三个分量得到的跃迁强度函数完全相同; 在轴对称下,  $K=1$  和  $K=-1$  计算得到的跃迁强度函数完全相同。IVD 巨共振的经典图像是质子中子间的相对振动, 但其低能矮共振的图像的微观研究还很少<sup>[30]</sup>。最近我们首次给出了  $^{40}\text{Mg}$  的 pygmy 共振的表面流具有压缩模式<sup>[23]</sup>。

图 3<sup>[23]</sup> 显示了  $^{40}\text{Mg}$  的 IVD 跃迁强度函数。为了更好地分析连续谱和表面形变效应, 文献[23]在不同尺寸的格点空间中计算了长椭- $^{40}\text{Mg}$  的跃迁强度函数, 空间尺度分别为 12, 21 和 27.6 fm (对应图 3(a), 3(b), 3(c))。当格点空间比较小时, 连续谱没有很好地离散化导致出现了一些假态峰结构。比如, 13 MeV 附近的峰随着计算空间的增大而减弱, 并在格点空间为 27.6 fm 时消失。另外, 连续谱描述不精确还会引起低能区共振态的碎片化。这说明连续谱对跃迁强度函数有着很大的影响, 所以应该尽量选取较大的计算空间。

图 3(d) 展示了 27.6 fm 的计算空间下, 扁椭  $^{40}\text{Mg}$  的 IVD 跃迁强度函数。由液滴模型的流体动力学知,



IVD 中  $K$  分裂大小与原子核的形变和中心激发能成正比, 即  $\delta_E \propto \beta_2 E^{[31]}$ 。我们的计算表明: 在巨共振区域, 长椭和扁椭的  $K$  分裂能量都约为 5 MeV, 这与液滴模型的结论基本吻合。然而, 在低能矮共振区域, 长椭形的  $K$  分裂能约为 1.40 MeV, 而扁椭圆形  $K$  分裂能仅约为 0.45 MeV。显然, 这意味着在矮共振区的等比关系不在成立。为了排除对关联的影响, 我们将扁椭圆形时的

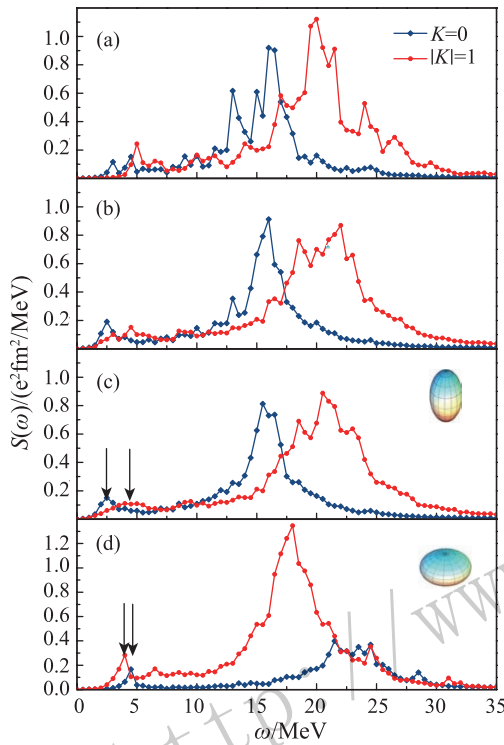


图 3 (在线彩图)  $^{40}\text{Mg}$  的 IVD 跃迁强度函数  
(a) 长椭, 格点空间为 12 fm; (b) 长椭, 格点空间为 21 fm; (c) 长椭, 格点空间为 27.6 fm; (d) 扁椭, 格点空间为 27.6 fm。注: 该图与文献[23]中图 1 除格式变化外无本质差异。

对力强度增加 5%, 结果显示能量分裂并无明显变化。所以我们推测, 低能矮共振区域的  $K$  分裂不仅仅和静态形变有关, 对形变晕的去耦合效应不能很好区分。由于原子核 IVD 跃迁强度函数与光致吸收截面有直接关联, 光吸收截面的高精度实验将非常有用。

### 3.4 其他进展

为了发展奇特核结构与动力学的可靠理论, 我们还进行了大规模的拟合工作, 发展针对丰中子核, 超重核的新的精确有效相互作用。在传统的 Skyrme-Hartree-Fock 计算方法中, 三体力部分通常用密度依赖的两体力形式来替代。为了得到更精准的有效相互作用, 我们在此基础上提出了一项额外的高阶密度项, 并首先对 SLy4 参数进行了改进[24]。2010-2014 年

间, 在美国橡树岭国家实验室超级计算机上拟合得到的 UNEDF 系列参数是目前 Skyrme 参数中精度最高的参数[32]。目前, 我们在 UNEDF0 参数基础上引入密度依赖的高阶项, 用形变的 Hartree-Fock+BCS 的模型进行改进拟合, 并对所得参数进行了全核区 603 个偶偶核的核结构性质的系统计算, 原子核结合能的方均根为 1.31 MeV, 相比于 UNEDF0 算出的结果有近 0.2 MeV 的改进。如图 4, 可以看出能量密度泛函理论在全核区计算得到的结合能和实验有较高的吻合度, 但相互作用的精度可以被进一步提高。我们的最终目标就是提供高精度有效相互作用, 为相关学科如核天体物理、核裂变能发展更为可靠的核理论模型。

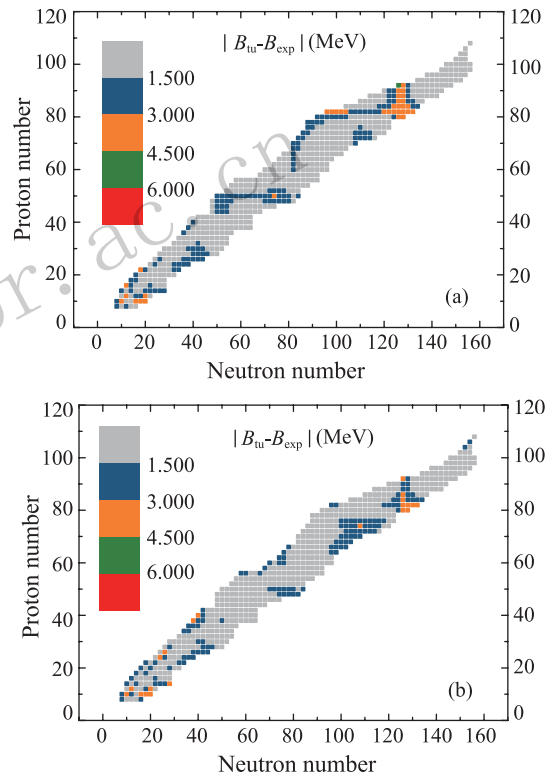


图 4 (在线彩图) 使用 UNEDF0 参数(图(a))和使用含有高阶密度项的拓展 UNEDF0 参数(图(b))的 HFBAX 程序计算所得的元素结合能与实验值的差距  $|B_{th} - B_{exp}|$ , 单位为 MeV。横坐标为 neutron 数, 纵坐标为 proton 数

## 4 结论

本文以形状共存滴线核  $^{40}\text{Mg}$  为例, 基于格点空间 HFB 程序 HFB-AX 和包含连续谱自洽 QRPA 程序对奇异核的基态与集体激发态的性质进行了研究。利用 HFB-AX 计算了  $^{40}\text{Mg}$  形状共存的长椭和扁椭的形变结构。其中基态为弱束缚的长椭球形状, 有比较明显的形变晕结构。两种形状结构都有显著的软单极激发

模式。在对偶极激发模式的研究中,我们通过改变计算空间揭示了奇特核激发态连续谱的处理与表面效应对于奇特核激发态十分重要。通过仔细比对由形状造成的  $K$  分裂与形变的关系,我们发现巨共振区域的  $K$  分裂与形变成正比,但在低能矮共振区该等比例性不再成立。这是由于矮共振与巨共振具有不同的微观形成机制,矮共振分裂不仅仅和静态形变有关也和动态形状效应相关。此外,为了提高对奇特核结构与动力学研究的模型可靠性,我们拟合发展了含有高阶密度项的 Skyrme 参数,相比于已有的 UNEDF0 参数对全局核素的多数基态性质的描述有整体改善<sup>[24]</sup>。

目前奇特核研究已经成为了国际上放射性核束装置发展的主要科学目标。奇特核的激发模式可能蕴含着丰富的新物理,我们主要研究了电激发 pygmy 模式,其磁激发的 scissors 模式和 twist 模式也非常有意思<sup>[33]</sup>,更多研究有待开展。奇特核研究对传统核理论模型是一个很大的挑战。一方面我们要提高模型的预言精度,发展新的有效相互作用,检验理论模型的有效性,探索奇特结构与动力学现象;另一方面我们需要考虑平均场以外的多体关联,发展能微观描述集团结构与晕结构的新理论模型。

#### 参考文献:

- [1] ZHOU S G. arXiv: nucl-th/1703.09045, 2017.
- [2] ERLER J, BIRGE N, KORTELAINEN M, *et al.* Nature, 2012, **486**: 509.
- [3] TANIHATA I, SAVAJOLS H, KANUNGO R. Progress in Partical and Nuclear Physics, 2013, **68**: 215.
- [4] BERTULANI C A. Phys Rev C, 2007, **75**: 024606.
- [5] HOFFMAN C R, KAY B P, SCHIFFER J P. Phys Rev C, 2014, **89**: 061305.
- [6] HAMMER H W, JI C, PHILLIP D R. arXiv: nucl-th/1702.08605, 2017.
- [7] BENDER M, HEENEN P H, REINHARD P G. Rev Mod Phys, 2003, **75**: 121.
- [8] NAKATSUKASA T, MATSUYANAGI K, MATTUO M, *et al.* Rev Mod Phys, 2016, **88**: 045004.
- [9] ELHATISARI S, LEE D, RUPAK G, *et al.* Nature, 2015, **528**: 111.
- [10] HAGEN G, PAPPENBROCK T, DEAN D J, *et al.* Phys Rev Lett, 2008, **101**: 092502.
- [11] PAAR N, VRETENAR D, KHAN E, *et al.* Rept Prog Phys, 2007, **70**: 691.
- [12] MISU T, NAZAREWICZ W, ABERG S. Nucl Phys A, 1997, **614**: 44.
- [13] ZHOU S G, MENG J, RING P, *et al.* Phys Rev C, 2010, **82**: 011301(R).
- [14] PEI J C, ZHANG Y N, XU F R. Phys Rev C, 2013, **87**: 051302(R); ZHANG Y N, PEI J C, XU F R. Phys Rev C, 2013, **88**: 054305.
- [15] RING P, SCHUCK P. The Nuclear Many-body Problem[M]. Berlin: Springer, 1980.
- [16] FANG D L, FAESSLER A, RODIN V, *et al.* Phys Rev C, 2010, **81**: 037303.
- [17] AVOGADRO P, NAKATSUKASA T. Phys Rev C, 2011, **84**: 014314.
- [18] STOITSOV M, KORTELAINEN M, NAKATSUKASA T, *et al.* Phys Rev C, 2011, **84**: 041305(R); NIKŠIĆ T, KRALJ N, TUTIŠ T, *et al.* Phys Rev C, 2013, **88**: 044327; LIANG H, NAKATSUKASA T, NIU Z, *et al.* Phys Rev C, 2013, **87**: 054310; HINOHARA N, KORTELAINEN M, NAZAREWICZ W. Phys Rev C, 2013, **87**: 064309.
- [19] PEI J C, STOITSOV M V, FANN G I, *et al.* Phys Rev C, 2008, **78**: 064306.
- [20] PEI J C, KORTELAINEN M, ZHANG Y N, *et al.* Phys Rev C, 2014, **90**: 051304(R).
- [21] KORTELAINEN M, HINOHARA N, NAZAREWICZ W. Phys Rev C, 2015, **92**: 051302(R).
- [22] STOITSOV M V, DOBACZEWSKI J, NAZAREWICZ W, *et al.* Comp Phys Comm, 2015, **167**: 43
- [23] WANG K, KORTELAINEN M, PEI J C. arXiv: nuclth/1612.06019, 2016.
- [24] XIONG X Y, PEI J C, CHEN W J. Phys Rev C, 2016, **93**: 024311.
- [25] BAUMANN T, AMTHOR A M, BAZIN D, *et al.* Nature, 2007, **449**: 1022.
- [26] TERASAKI J, FLOCARD H, HEENEN P H, *et al.* Nucl Phys A, 1997, **621**: 706.
- [27] <http://www-phynu.cea.fr>
- [28] TAKEUCHI S, MATSUSHITA M, AOI N, *et al.* Phys Rev Lett, 2012, **109**: 182501.
- [29] LI T, GARG U, LIU Y, *et al.* Phys Rev Lett, 2007, **99**: 162503.
- [30] REPKO A, REINHARD P G, NESTERENKOV O, *et al.* Phys Rev C, 2013, **87**: 024305.
- [31] BERTSCH G F, BROGLIA R A. Oscillations in Finite Quantum Systems[M]. Cambridge University Press, 1994.
- [32] KORTELAINEN M, LESINSKI T, MORÉ J, *et al.* Phys Rev C, 2010, **82**: 024313.
- [33] HEYDE K, VON NEUMANN-COSEL P, RICHTER A. Rev Mod Phys, 2010, **82**: 2365.

# Microscopic Study of Structures and Excitations of Exotic Nuclei

PEI Junchen<sup>1)</sup>, WANG Kai, ZUO Zhiwei

(*State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China*)

**Abstract:** Nuclei are quantum systems in the evolution from few-body to many-body systems, and can exhibit many amazing collective phenomena. With the development of several advanced radioactive-beam facilities, the study of structures and excitations of extreme unstable exotic nuclei has become a hot issue. In this work, we solve the self-consistent FAM-QRPA in large deformed coordinate-spaces to treat continuum effects. We study properties of structures and collective excitations in deformed drip-line nuclei. We found that in weakly bound nuclei  $^{40}\text{Mg}$ , the diffuse surface density and pairing density play an important role in low-lying resonance. Through analysis of deformation-induced  $K$ -splitting in isovector dipole modes, we see that pygmy resonances have very different mechanism compared to giant resonances. In addition, large-scale fittings are performed to develop high-precision effective interactions, which will provide more reliable theoretical model for related subjects, such as nuclear astrophysics and nuclear fission energy.

**Key words:** exotic nuclei; density functional theory; FAM-QRPA; collective excitation mode

<http://www.npr.ac.cn>

---

**Received date:** 24 Mar. 2017; **Revised date:** 10 Jul. 2017

**Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(11375016, 11522538)

1) E-mail: [peij@pku.edu.cn](mailto:peij@pku.edu.cn).