

文章编号: 1007-4627(2018)04-0382-08

基于不稳定核基本性质测量的原子核结构研究

白世伟, 杨晓菲[†]

(北京大学物理学院和核物理与核技术国家重点实验室, 北京 100871)

摘要: 精密激光光谱学是通过测量核素原子光谱的超精细结构和同位素移位来研究原子核的基本性质, 为原子核自旋、磁矩、电四极矩及电荷均方根半径的确定提供了一种模型独立的测量方式。这些原子核基本性质的测量, 能够比较精确地描述原子核微观结构的演化。近年来, 随着放射性束流装置的发展, 产生远离 β -稳定线的丰中子/丰质子核素成为可能, 也进一步促进了高分辨和高灵敏度的激光光谱技术更加广泛的应用。简单介绍了基于放射性核素超精细结构的激光光谱学测量原理, 并通过几个经典实例来回溯近年来激光光谱学在原子核奇特结构研究领域的独特贡献。主要通过分析几个重要核区原子核的基本性质, 结合大尺度壳模型、*ab initio*理论、密度泛函理论等, 来探索丰中子核中展现出来的一些新的奇特现象, 如晕结构、幻数演化、形状共存等。

关键词: 激光光谱; 核矩; 电荷半径; 壳演化; 晕核; 形状共存;

中图分类号: O571.3 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.35.04.382

1 引言

原子核是一个量子多体系统, 其最初基本形态结构可以根据平均场的单粒子模型来描述^[1]。由于核子间相互关联作用的存在, 原子核往往形成量子的壳结构, 即幻数特性(如 $N, Z=2, 8, 20, 28, 50, 82$ 等)。随着世界范围内的放射性核束装置不断发展, 越来越多的远离稳定线的放射性核素被产生, 这些核素表现出很多奇特的性质, 促进了先进实验探测技术以及新的核理论模型的发展。例如, 在轻核区, 20世纪80年代 Tanihata 等^[2]在美国伯克利国家实验室首次利用放射性束流在^{6,8}He 及⁷Li核素中观察到了非常大的物质半径。此现象随后被 Hansen 等^[3]解释为原子核的晕结构。在中质量区, 实验发现一些传统的幻数在丰中子核素中消失的现象, 如反转岛区域的 $N=20$ 及在 S 同位素链中 $N=28$ 幻数^[4-6]。在 Ca 质量区的一些丰中子核素中, 质量测量和 2_1^+ 态激发能的测量显示出 $N=32, 34$ 具有幻数特性^[7-8]。Otsuka 等^[4]通过大尺度壳模型理论计算提出张量力效应可以引起单粒子轨道的修正及反转现象^[9], 成功解释了 $N=20$ 核区反转岛现象及新幻数 $N=32, 34$ 的形成^[8]。在中重质量区, 特殊形变、形状共存等各种现象也相继被实验发现。

激光光谱技术通过测量核外电子的超精细结构和同位素移位来模型独立地提取原子核的自旋、核矩以及电荷半径等信息, 是结合了原子激光光谱学、放射性离子操控及核探测方法的多学科交叉技术^[10]。从第一次将激光光谱学技术应用到不稳定原子核基本性质的测量至今^[11-12], 此方法也随着更丰中子区放射性束流的产生不断地被优化发展。尤其是近十年来耦合了射频四极束流冷却技术后, 激光光谱的测量灵敏度增加了上百/千倍^[13], 在放射性核束物理的研究中得到了普遍应用, 促使丰中子的奇特核特性得到更广泛的研究, 并取得了众多突破性的结果^[14-18]。例如, 核电荷半径测量确定了轻核区丰中子 He, Li, Be 等核素的晕结构^[14]; 原子核自旋和磁矩的测量直接验证了中等质量区由张量力引起的原子核的壳层演化现象, 测试了各种大尺度壳模型相互作用的有效性, 并推动壳模型理论的发展^[16]; 中质量区核素电荷半径的系统测量也有效地验证了基于有效场论的 *ab initio* 理论模型, 为其进一步的发展优化提供了数据基础^[15]; 电四极矩及电荷半径的测量发现了中质量区双幻核附近形状共存现象存在的证据。最近, 激光光谱测量也开始涉及对重质量核区 No, Ac 核素基态性质的研究^[17-19], 不仅为核结构理论提供了实验数据依据, 而且验证了各种原子物理理论的有效性。

收稿日期: 2018-09-16; 修改日期: 2018-11-10

基金项目: 国家重点研发计划项目(2018YFA0404403); 国家自然科学基金面上项目(11875073)

作者简介: 白世伟(1994-), 男, 甘肃天水人, 博士研究生, 从事粒子物理与原子核物理研究; E-mail: baisw@pku.edu.cn

[†] 通信作者: 杨晓菲, E-mail: xiaofei.yang@pku.edu.cn。

本文从奇特原子核的基本性质出发，根据激光光谱技术近年来的实验测量结果，讨论不同核质量区的物理规律和奇特核结构现象，以及利用大尺度壳模型、*ab initio*、密度泛函等理论对实验现象的解释。

2 激光光谱学测量原理和方法

激光光谱技术的测量原理主要依赖于原子核外电子的超精细结构和同位素移位。此超精细结构是原子核与核外电子之间的电磁相互作用导致的电子能级超精细分裂或移位，取决于原子核的自旋 I 与核外电子组态的总角动量 J 的耦合。

图 1 给出了自旋为 $I = 3/2$ 的原子核与核外电子组态 $S_{1/2}$ 和 $P_{3/2}$ 耦合形成的核外电子的超精细能级结构图。每一个分裂的电子超精细能级相对于原精细结构能级(如 $S_{1/2}$ 或 $P_{3/2}$) 能量变化可描述为

$$\Delta E_{\text{hfs}} = \frac{A}{2}C + B \frac{3C(C+1) - 4I(I+1)J(J+1)}{8I(2I-1)J(2J-1)}, \quad (1)$$

其中： $A = \frac{\mu B_e(0)}{IJ}$ 为磁超精细结构常数； $C = F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)$ ； F 为原子体系总角动量子数； $B = eQ_s \langle \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \rangle$ 为电四极超精细结构常数； I 为原子核自旋量子数； J 为核外电子组态角动量子数。 μ 是原子核的磁矩， $B_e(0)$ 是核外电子在原子核中产生的磁场。 Q_s 为原子核的电四极矩， $\langle \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \rangle$ 为核外电子在原子核中产生的电场梯度。可见对核外电子的超精细能级的测量就可以精确确定原子超精细结构常数 A 、 B 值，以及原子核的自旋。原子核的磁矩 μ 和电四极矩 Q_s 参量即可以从这些原子常量中导出。在同一元素的不同同位素中，中子数的变化会引起原子核的质量和电荷分布的变化，并导致不同同位素核外电子组态的跃迁频率 ν 的不同(图 1)。两个同位素之间的电子组态跃迁频率 ν 的差值称为同位素移位 $\delta\nu^{A,A'}$ ，这个参数直接关联于原子核的均方根电荷半径之差。相应的解析公式为

$$\delta\nu^{A,A'} = \nu^{A'} - \nu^A = K_{\text{MS}} \frac{m_{A'} - m_A}{m_A m_{A'}} + F \delta \langle r^2 \rangle^{A,A'}, \quad (2)$$

其中： K_{MS} 和 F 为与跃迁能级相关的原子常量。

激光光谱学技术通常采用激光诱导荧光或激光共振电离等方式^[10]来测量图 1 所示的能级谱，从而实现原子核基本性质的测量。激光诱导荧光方法是通过连续可调窄带激光激发 $S_{1/2}$ 的电子到 $P_{3/2}$ 能态(如图 1)，再利用光电倍增管记录退激发过程中发射的光子来重构超精细结构能谱。而激光共振电离探测则采用多步激光共振激发和电离的方式，首先利用频率可调窄带激光将核外电子激发，再利用固定频率的激光束将其激发到电离

势以上，使目标原子由中性变为 1^+ 离子，再通过离子探测器记录共振电离的离子计数来重构超精细结构谱。

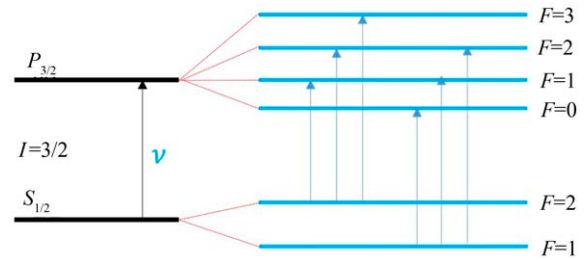


图 1 (在线彩图) 自旋为 $I=3/2$ 的原子核与核外电子组态 $S_{1/2}$ 和 $P_{3/2}$ 耦合形成的核外电子的超精细能级结构图

3 激光光谱学实验在几个关键核区的研究

目前，国际上典型的激光光谱设备^[16-17, 20-21]通常采用上述两种测量方法，在近一二十年时间里，对原子核素图中大量放射性核素的基本性质进行了系统的测量(文献^[22] 中图 1)。这些基本性质的精确确定，结合不同的原子核理论计算，可以解释不同核区的各种核物理奇特现象。以下，我们将通过不同质量区的代表性实例来讨论基本性质测量对核结构研究的贡献。

3.1 晕核

实验已经确认的原子核的晕结构表明在远离核芯的外围存在一个或两个中子形成的中子晕。对于 He 同位素^[23-26]来说(如图 2)， ^4He 是稳定核素， ^6He 则认为是在 ^4He 核芯的外围存在两个中子形成的晕， ^8He 原子核被认为是在 ^4He 核芯外围存在 4 个中子形成的晕。

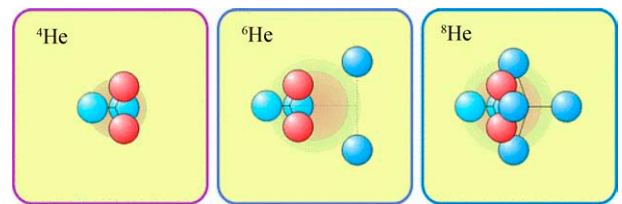


图 2 (在线彩图) ^4He 、 ^6He 、 ^8He 原子核结构示意图 红色球体代表质子，蓝色球体代表中子，红色阴影代表质子活动区域，蓝色阴影代表中子活动区域^[14]。

为了进一步验证这种“核芯-晕”系统，实验室运用激光光谱技术，测定了 $^6, ^8\text{He}$ 的电荷半径，并发现其电荷半径远小于核素的物质半径^[14, 23-24]，表明其双中子晕和四中子晕结构。此外，实验和理论上发现的典型的中子晕核为 ^{11}Li 和 ^{11}Be 。光谱学方法对这两个核素及其邻近的同位素均进行了系统的测量，发现其电荷半径的确比实验确定的物质半径要小很多^[27-28]，如图 3(实验测量的 Li 和 Be 同位素的电荷半径和物质半径)所示，表明 ^{11}Be 核素和 ^{11}Li 中存在晕现象。

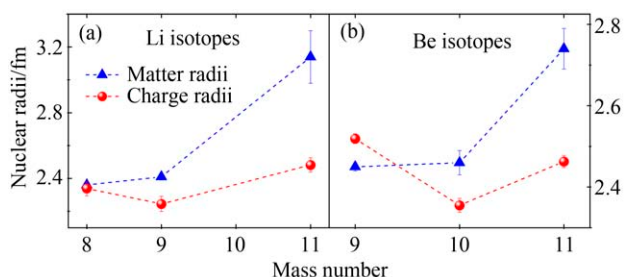


图3 (在线彩图) 激光谱测量的Li和Be同位素的电荷半径与反应截面测量得到的物质半径对比^[2, 27-28]

与中子晕结构相类似, 在丰质子滴线区也存在质子晕。丰质子核素 ^{17}Ne 被认为是双质子晕核的候选。早期的激光谱和质量测量^[29]表明, ^{17}Ne 具有巨大的电荷半径, 根据壳模型的波函数计算, 得到大约有40%的几率其双质子布居在 $s_{1/2}$ 轨道。 ^9B 也被认为是 α - α -p组态结构的单质子晕核。目前, 美国阿贡实验室的Mueller团队正在建造相关的激光谱实验装置, 有望通过激光谱方法测量 ^9B 核素的电荷半径来验证其是否为单质子晕结构。

3.2 反转岛

$N=20$ 反转岛区域核素的奇特性质最早是在Na同位素的结合能和电荷半径中被发现^[30], 具体表现为在传统的 $N=20$ 闭壳附近核素的基态出现了非常大的形变。随后的大尺度壳模型理论解释了这种大的形变来自于双中子双空穴($2p$ - $2h$)跨越 $N=20$ 的壳激发, 使得 $2p$ - $2h$ 闯入态的能量低于正常的能态成为形变的基态^[31-32]。

激光谱技术结合 β -NMR/NQR探测技术系统地测量了Mg同位素的基本性质。这些基本性质从不同角度研究了 $N=20$ 附近的闯入态和形变特性^[5, 33-35]。实验首次发现 ^{31}Mg ($N=19$)的基态自旋宇称为 $1/2^+$ ^[34]。而传统壳模型图像给出邻近的 $N=19$ 同中子素的自旋均为 $3/2^+$, 来自于价中子在 $d_{3/2}$ 轨道的布居。通过与壳模型在不同的波函数组态下计算的磁矩比较, 发现实验测量 $1/2^+$ 为 $2p$ - $2h$ 闯入态, 这与尼尔森模型中大形变下的 $[200]1/2^+$ 能级对应。此 $1/2^+$ 闯入态的形变特性也在实验测量的电荷半径中有所体现。图4给出实验测量 $^{21-32}\text{Mg}$ 同位素的电荷半径^[36]。可以看出, 当中子填充 $\nu d_{5/2}$ 轨道时, 电荷半径展现出正常的奇偶歧离现象(这种现象常用对效应解释, 偶中子核素电荷半径会大于相邻的两个奇中子核素电荷半径之差)。而当当中子填满 $\nu s_{1/2}d_{3/2}$ 轨道时($A>26, N>14$), 奇偶歧离现象在接近于 $N=20$ 附近(如 $^{31,32}\text{Mg}$)发生突变, 电荷半径急剧增加, 与其它幻数核附近的电荷半径变化规律截

然不同。电荷半径的突然增加被认为是 $^{31,32}\text{Mg}$ 基态的形变引起的。这和 ^{31}Mg 的磁矩测量结果给出的结论一致。同样的形变现象也出现在 ^{33}Mg ($N=21$)核素的基态中^[37]。实验确定了 ^{33}Mg 基态自旋 $3/2^-$ 和磁矩, 通过与理论比较, 解释此态为 $2p$ - $2h$ 闯入态, 对应于尼尔森模型中的扁椭圆形变下的 $[321]3/2^-$ 轨道。

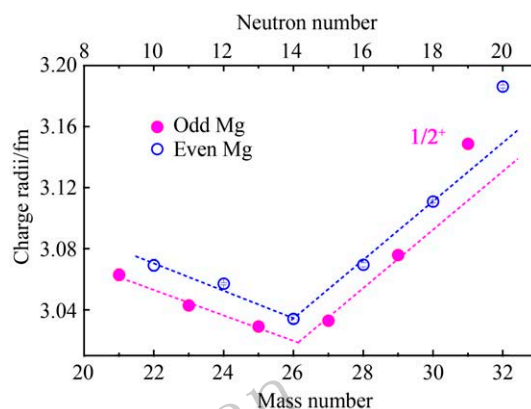


图4 (在线彩图) 激光谱实验测量的Mg同位素电荷半径^[36]

3.3 壳演化及“ $N=32$ ”新幻数?

中质量区的钙同位素一直是实验核物理和理论核物理研究的热点核区。尤其是近几年, 实验测量和理论计算均表明 $N=32, 34$ 具有新幻数特性, 使得丰中子钙核区($N\geq 28$)的壳结构演化研究得到了极大的关注^[7-8, 38-39]。基于微观理论模型的研究也发现三体力在解释 $N=28$ 幻数的时候至关重要, 并且被认为有可能是调控这一核区结构演化的关键因素^[38]。近几年, 基于从头计算的微观理论模型 $ab\ initio$ 快速发展, 已经可以成功解释钙核区的一些实验测量^[39], 如在美国2015年核科学中长期规划中也提到, 丰中子的钙附近核素是目前测试 $ab\ initio$ 最好的实验区域。近期在日本理化学研究所的放射性束流装置上探测到了目前最丰中子的 ^{60}Ca 核素, 这一发现与理论结合预测了钙同位素链的中子滴线至少会存在于 ^{70}Ca 核素处, 这也必将对各种理论模型的发展产生影响^[40]。

激光谱实验近年来也被应用到这个核区, 先后在CERN-ISOLDE的共线激光谱装置上测量了K($Z=19$)和Ca($Z=20$)同位素链核素的自旋, 磁矩和电荷半径。丰中子的K同位素的自旋和磁矩的测量, 系统地研究了当中子在 pf 轨道填充时, 质子 $d_{3/2}$ 和 $s_{1/2}$ 轨道的演化过程^[41-42]。如图5所示, 具体表现在当中子数在 $f_{7/2}$ 满壳时, 质子 $s_{1/2}d_{3/2}$ 轨道反转。测量的 ^{47}K 的基态自旋为 $1/2^+$, 其主要波函数组态来自于 $s_{1/2}$ 轨道上的单质子空穴。而当当中子在 $p_{3/2}$ 轨道满壳时, 上述观察的质子 $s_{1/2}d_{3/2}$ 轨道发生了再次反

转, 使得 ^{51}K 的基态自旋还原为 $3/2^+$ 。此连续的壳演化过程与大尺度壳模型的计算结果一致^[41-42]。在丰中子的 Ca 同位素链, 自旋和核矩的实验测量测试了各种壳模型相互作用的有效性^[43]。结果显示, 只有允许质子和中子在闭壳 20 附近的越壳激发的相互作用, 才能准确地预测实验测量的核矩值。值得强调的是, 包含三体力的微观理论模型 $\text{NN}+3\text{N}$ 很好地描述了 $N \geq 28$ 的丰中子 Ca 同位素的磁矩, 体现了三体力在解释 $N=28$ 及以上丰中子核素中的重要作用。然而实验测量的 $^{38-51}\text{K}$ 和 $^{43-52}\text{Ca}$ 的基本性质并没有明显地支持 $N=32$ 新幻数的存在。 ^{51}Ca 的磁矩结果显示其波函数有一定程度的混合组态来自于价中子从 $p_{3/2}$ 轨道跨过 $N=32$ 激发到 $p_{1/2}$ 轨道。图 6 中的电荷半径测量结果也显示从 $N=28$ 到 $N=32$ K 和 Ca 同位素的电荷半径连续增强, 在 $N=32$ 时没有缓和的趋势。

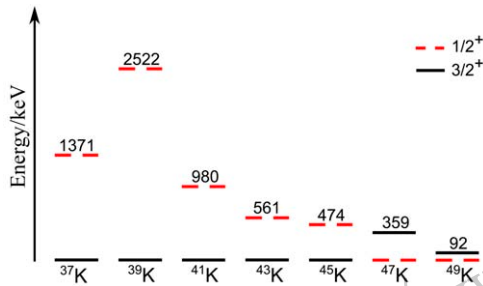


图 5 (在线彩图) 实验确定的 $^{43-51}\text{K}$ 的低能级图^[41-42]

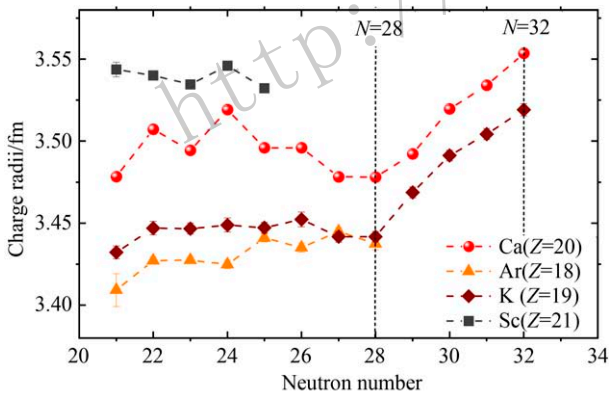


图 6 (在线彩图) 实验测量的 Ca 区域的电荷半径^[15, 44]

各种理论模型都对丰中子的 Ca 同位素的电荷半径进行了计算(文献[15]中图 3)。基于组态壳模型计算的 ^{52}Ca 和 ^{48}Ca 的电荷半径差 $\delta\langle r^2 \rangle^{48,52}$, 与实验观测值相差甚远。而对钙区域电荷半径系统趋势有较好描述的密度泛函理论, 在计算绝对的电荷半径差 $\delta\langle r^2 \rangle^{48,52}$ 时也有很大的偏差。首次被应用到 Ca 核区的基于手征有效场论的 *ab initio* 能够相对成功地预测双幻核附近(加减一/两个核子)核素的绝对电荷半径, 但对 ^{52}Ca 和 ^{48}Ca 电荷半径差的准确描述还存在很大的问题。

在已有实验测量的基础上, 我们基于不同壳模型相互作用计算了 K, Sc 同位素的磁矩, 并进一步预测了 $N=32$ 丰中子核区 K, Sc 的磁矩值, 如图 7 所示。对于 ^{53}K 核素磁矩的预测, 我们采用了能系统描述 $^{41-51}\text{K}$ 磁矩的两种有效相互作用 SDPF-U 和 SDPF-NR。如图所示, 随着中子数在 $N=20$ 以上 $f_{7/2}p_{3/2}$ 壳层填充, K 同位素中质子壳层 $d_{3/2}s_{1/2}$ 多次反转的现象也在实验测得的磁矩中体现出来, 并被壳模型理论很好地解释。对于更丰中子的核素, 即当中子开始填充 $p_{1/2}$ 轨道时, 如 $^{52,53}\text{K}$ 价质子如何在质子轨道中布居还有待实验进一步研究。图 7 中壳模型预测的 ^{53}K 的磁矩更接近于单质子在 $d_{3/2}$ 的施密特值。

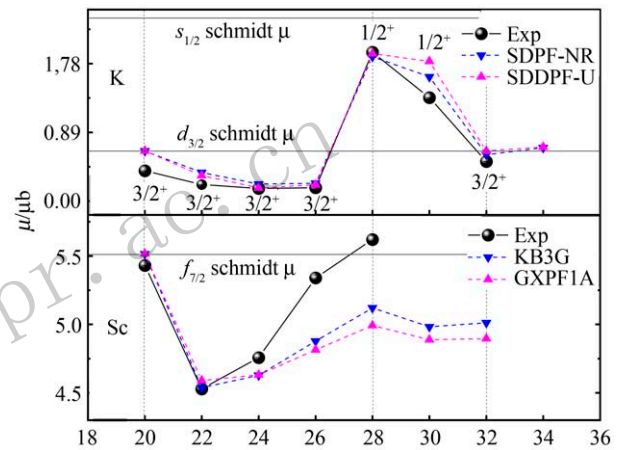


图 7 (在线彩图) K, Sc 同位素磁矩的实验值与理论计算结果对比

实验测量的奇质量数 Sc 核素(主要组态为单质子在 $f_{7/2}$ 轨道)的磁矩值在 $N=20, 28$ 呈现出典型的抛物线分布。Sc 同位素的磁矩在中子数 20, 28 时更接近于单质子在 $f_{7/2}$ 轨道的施密特值, 是中子幻数的典型特性, 而在中间壳层出现抛物线分布是多核子自由度形成的组态混合特征。因此, 通过对 ^{53}Sc 磁矩的测量就可以检验 $N=32$ 是否具有幻数特性。这里我们采用了被广泛用于 Ca 以上核区的 KB3G 和 GXPF1A 两种壳模型有效相互作用来描述 Sc 同位素的磁矩。相关的壳模型相互作用所用的模型空间如图 8 所示 (^{40}Ca 为“核芯”, 价核子在 pf 轨道)。两种相互作用的计算结果均给出磁矩的抛物线分布, 并能很好地描述 $N=20$ 附近核素的磁矩, 但对丰中子 Sc 同位素(如 $N=28$ 附近)磁矩的计算, 出现了较大的偏差。这些偏差可能来自于壳模型空间 ^{40}Ca “核芯”的选择忽略了可能的质子中子跨 $N, Z=20$ 闭壳的激发效应。前文也提到, 三体力的作用在 $N=28$ 及以上丰中子核素中突显出来。然而, 这里采用的壳模型相互作用无法实现对这一效应的探索。为

为了更好地理解这一核区丰中子核素的特征，更丰中子核素实验数据的获取、先进的壳模型相互作用以及基于微观相互作用的理论模型的发展显得尤为重要。

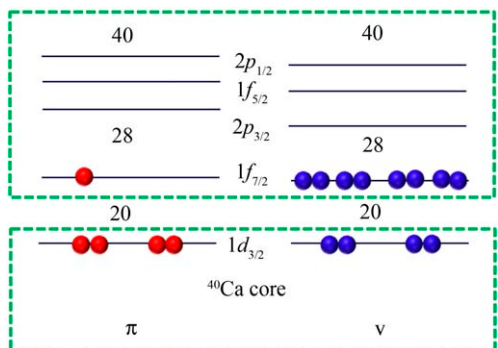


图8 (在线彩图)KB3G 和 GXPF1A 壳模型有效相互作用的模型空间

在此基础上，我们已经在 CERN-ISOLDE 上提出相关的实验进行 $^{52-53}\text{K}$, $^{50-54}\text{Sc}$ 原子核基本性质的测量。综合这些基本性质可以进一步地检验或理解 $N=32$ 新幻数的特性。自旋、磁矩的精确测量也为进一步发展用于计算磁矩的基于微观相互作用的理论模型提供了系统的数据基础，而电荷半径的确认将有利于验证基于手征有效场论的 *ab initio* 理论对该质量区核素结构特性的描述^[8, 45]。

3.4 张量力驱动的壳演化

壳模型理论提出张量力在丰中子核素的壳层演化中扮演了重要的角色，如可以用于解释 $N=34$ 新幻数的形成^[7]。Otsuka 等^[9]早在 2005 年就通过系统地计算质子的有效单粒子能预言，在 Ni 核区，当中子填充 $1g_{9/2}$ 轨道时，质子 $2p_{3/2}$ 的有效单粒子能级会因受到排斥 ($\nu g_{9/2} \leftrightarrow \pi p_{3/2}$) 张量力作用而抬升，而质子 $1f_{5/2}$ 轨道的有效单粒子能由于吸引 ($\nu g_{9/2} \leftrightarrow \pi f_{5/2}$) 的张量力效应而降低。最后形成质子 $2p_{3/2}$ 和 $1f_{5/2}$ 壳层轨道的反转(文献^[9]中图 1)。2009 年，此现象被 CERN-ISOLDE 的激光谱实验所验证。实验测量了 $^{71,73,75}\text{Cu}$ 同位素的基本性质^[16]，通过准确地确定 ^{75}Cu ($N=46$) 的基态自旋， $5/2^-$ ($N<46$ 以下核素的基态自旋为 $3/2^-$)，首次从实验上验证了张量力驱动的能级反转现象。随后的激光电离谱实验确定了 ^{77}Cu 的自旋也为 $5/2^-$ ^[46]。图 9 总结了实验确定的 $^{69-79}\text{Cu}$ 同位素的基态和低激发态能级以及所对应的自旋宇称。可以清楚地看到随着中子数的增加，实验确定的能级反转现象，与壳模型理论预言的结果一致。实验测量的 $^{75,77}\text{Cu}$ 的磁矩也和壳模型计算相符合，接近于质子 $1f_{5/2}$ 轨道的有效施密特值，表明此 $5/2^-$ 基态的波函数组态主要由 $(\pi f_{5/2})^1$ 组成，

进一步证实质子轨道的反转。类似的能级反转现象也在 Ga^[47] 和 Zn^[48] 同位素的基态性质中被观察到。

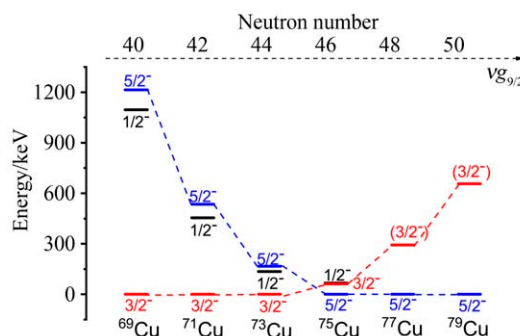


图9 (在线彩图) $^{67-79}\text{Cu}$ 同位素的自旋宇称及低能态能级图^[16, 49-50]

3.5 形状共存

形状共存现象是在单核子幻数核区发现的另一个重要的奇特现象，被认为是闭壳的稳定特性和闭壳外的质子中子的剩余相互作用共同作用的结果，具体表现为在核的低能级态中不同形变同时存在的现象。其中闯入态形变大多是由多质子(或中子)多空穴越壳激发形成，且往往具有较低的单粒子能，并形成与基态相对应的同质异能态。Heyde 和 Wood 等^[51]在 2011 年总结了形状共存可能存在的核区分布(如图 10)，可以看出此现象出现的核区一般总沿着一个闭壳而却远离双幻核。

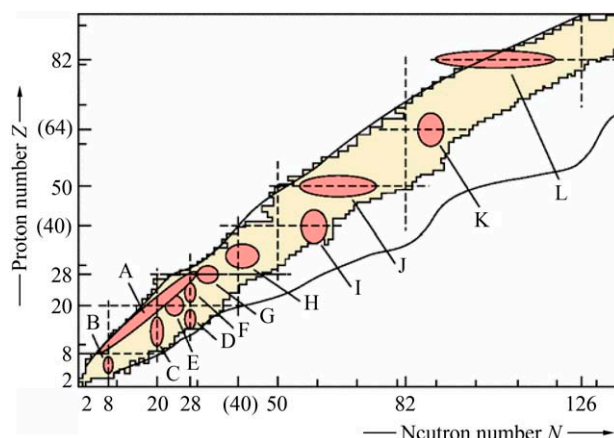


图10 (在线彩图)形状共存现象存在的核区分布^[51]

$Z=82$ 的 Pb 附近是形状共存实验研究比较集中的核区。实验上通过各种不同的实验技术^[52-53]大量研究了这一区域的形状共存现象，如 ^{186}Pb 中观察到三重的形状共存现象^[52]。该核区形状共存存在的第一个实验证据来自于 Hg 同位素的激光谱测量，实验观察到 ^{185}Hg 的基态和同质异能态存在非常大的电荷半径差^[54]。随后通过对这一核素电荷半径的系统测量(文

献[53]图 1), 发现形状共存现象在 Po, Bi, Tl, Hg, Au, Pt 核素中普遍存在。

同样的激光谱实验研究也在其他核区发现形状共存的实验证据, 如 $Z=40, N=40$ 等的区域。值得一提的是, 近期的激光谱测量首次给出在 ^{78}Ni 附近的 ^{79}Zn 丰中子核素中形状共存的实验证据。相关实验是在 CERN-ISOLDE 的 COLLAPS 设备上完成的。实验测量了 $^{79\text{g,m}}\text{Zn}$ 的超精细结构谱(如文献[55]中图 1), 确定了 $^{79\text{m}}\text{Zn}$ 的自旋宇称 ($1/2^+$) 并发现其长寿命特性 ($T_{1/2} > 100$ ms)。实验同时测量了 $^{79\text{g,m}}\text{Zn}$ 的磁矩和电四极矩(如表 1)。注意电四极矩的参考值在文献[56]中得到了修正, 表 1 中给出的是修正后的电四极矩值[55-56]。

表 1 超精细结构谱中提取的 ^{79}Zn 以及 $^{79\text{m}}\text{Zn}$ 的核矩

Isotope	I	$\mu_{\text{exp}}(\mu\text{N})$	Q_s/b
^{79}Zn	$9/2^+$	-1.186 6(10)	+0.40(4)
$^{79\text{m}}\text{Zn}$	$1/2^+$	-1.018 0(12)	

基态自旋为 $9/2^+$ 表明其价中子主要布居在 $1g_{9/2}$ 轨道上, 其磁矩值与基于 jj44b(JUN45) 等壳模型相互作用计算的结果符合得非常好。而实验确定 $1/2^+$ 能态的 g -因子处于中子 $2d_{5/2}$ 和 $3s_{1/2}$ 轨道计算的有效 g -因子之间(如文献[55]图 2), 且更接近于 $3s_{1/2}$ 的有效 g -因子, 表明此 $1/2^+$ 能态的波函数的主要来源是组态 $(g_{9/2})^{-2}(3s_{1/2})^1[1/2^+]$ ($1p$ - $2h$ 跨壳激发), 也有来自于 $(2^+)(d_{5/2})^1[1/2^+]$ 的组态混合效应。此结论被随后新发展的壳模型相互作用 PFSDG-U 证实[56], 从理论上确定了 $1/2^+$ 的闯入态特征。实验同时测量了两个能态的电荷半径, 发现 $1/2^+$ 态的电荷半径远大于其基态 $9/2^+$ 的半径值。基态的电四极矩表明其具有近球形的形状, 而 $1/2^+$ 能态反常大的电荷半径值表征其形变的闯入态特性, 为 ^{79}Zn 形变共存现象存在提供了直接的实验证据。

3.6 重核的基本性质

最近几年, 激光谱的测量开始向重核区扩展。在鲁汶大学的在线同位素分离装置上, Ferrer 等[17]利用 $^{20}\text{Ne}/^{22}\text{Ne}$ 束流与 ^{197}Au 靶的熔合蒸发反应产生了 $^{212,213,214,215}\text{Ac}$ 的放射性核素。通过新发展的高分辨率和高灵敏的 In-gas-Jet 激光谱学方法测量了这些核素的自旋, 磁矩及电荷半径。加和规则[57]以及壳模型理论被用于解释实验的自旋磁矩(文献[17]中图 3)。结果表明, 在一定的不确定度范围内, 壳模型和加和规则计算的结果与实验值符合得很好。实验也发现 $N=126$ 和 $N=125$ 的同中子素的电四极矩随着质子数的增加而

近似线性增大, 符合其他核区的一般规律。

德国重离子研究中心(GSI)利用熔合蒸发反应产生了另一铜系原子核 $^{252,253,254}\text{No}$, 并结合 α 衰变探测技术对这种元素的电子跃迁能级进行了长达几年的探索。这主要是因为重核区, 不存在稳定的同位素, 原子物理数据非常有限, 导致激光谱实验测量只能依赖于各种不同的原子理论预测的跃迁频率。尽管原子理论的发展相对比较完善, 但对重质量核区元素的绝对跃迁能级的计算也存在很多挑战, 往往给出的是 nm 量级的波长误差。所以, 相关的实验测量只能依赖于各种理论模型给出的不同跃迁频率的平均值, 在很大的波长范围内调节激光频谱。经过几年的尝试, 最终在 2015 年观察到 No 元素的共振激发频率。毋庸置疑, 这一实验测量会对不同的原子理论模型给出直接的检验, 进一步促进原子理论的发展[18]。

有了确定的激发能谱, 实验上就可以测量不同同位素的超精细结构来提取原子核的基本性质[19]。实验发现 No 同位素的电四极矩非常接近, 表明在 No 同位素链中, 原子核的形变趋于一致。结合 No 同位素的实验结果, Th, U, Pu, Cm 同位素的电荷半径随着中子的变化(如图 11)均呈线性趋势, 与自洽的密度泛函理论符合得非常好。

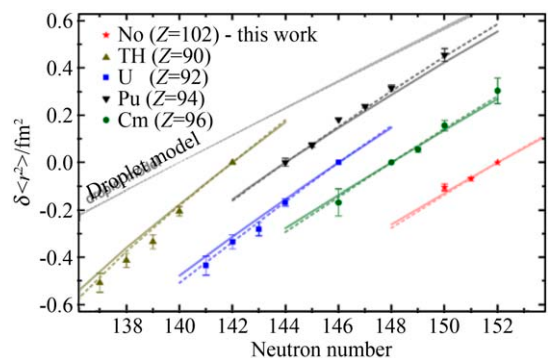


图 11 (在线彩图) $^{252,253,254}\text{No}$ 电荷半径的变化以及基于 DFT 理论的两密度泛函计算比较
虚线表示 UNEDF1 计算结果, 实线表示 SV-min 计算结果[19]。

4 总结与展望

精密激光谱学技术是通过测量原子核外电子的能级结构来模型独立地提取原子核(特别是远离稳定线的奇特核素)的基本性质, 如自旋、磁矩、电四极矩以及电荷半径。近年来, 随着放射性核束的产生和激光谱技术的优化改进, 越来越多的远离稳定线核素的基本性质被测量, 为原子核结构的研究做出了独特的贡献。本文通过原子核素图不同质量区的几个典型例子, 简单回顾了

近一二十年基于激光谱技术测量原子核基本性质的核结构研究。具体表现为：在轻核区，结合对原子核物质半径的测量，提供了在弱束缚条件下丰中子原子核晕结构存在的实验证据；在中质量核区，通过奇特核自旋和核矩的测定，系统研究原子核中的幻数改变和壳层演变现象，并结合各种先进理论模型验证不同的有效相互作用，如张量力、三体力等，在原子核壳演化中的突显作用；通过电四极矩和电荷半径的测量来探寻不同核区形变和形状共存现象；通过先进的激光谱技术，将研究范围拓展到了重核区，并通过其基本性质的测量，为原子核及原子理论的发展提供了数据基础。

尽管如此，依然有大量的未知核素版图需要被进一步探索，这需要新一代放射性核束产生装置以及更先进的实验探测技术。近年来，新一代放射性束流装置在世界范围内被规划建设，如国际上美国密西根州立大学的FRIB，德国重离子研究中心的FAIR，法国GANIL国家实验室的SPIRAL-II以及国内正在建设中的HIAF和正在规划中BISOL等装置。这些装置的建成将使得近滴线区的丰中子/质子核素的实验研究成为可能。与此同时，相关的激光谱技术近年来也有里程碑式的发展，如共线共振电离谱，In-gas-jet共振电离谱，基于高能束流慢化的共线及共振电离谱以及结合衰变测量的激光谱技术等。这些发展不断提高激光谱测量的灵敏度和精确度，使得产额很小的放射性核素的基本性质测量成为可能。高分辨高灵敏度的激光谱技术结合新一代的放射性束流装置，将使核结构研究向更加丰中子一侧的不稳定核素拓展。这些不稳定核素所表现出来的基本性质可能会更加奇特，甚至可能出现新的物理现象，必然会促进各种核理论模型的进一步发展。

参考文献：

- [1] MAYER M G. *Phys Rev*, 1949, **75**: 1969.
- [2] TANIHATA I, HAMAGAKI H, HASHIMOTO O, *et al. Phys Rev Lett*, 1985, **55**: 2676.
- [3] HANSEN P G, JONSON B. *Euro Phys Lett*, 1987, **4**: 409.
- [4] NEYENS G. *Phys Rev C*, 2011, **84**: 064310.
- [5] NEYENS G. *J Phys G: Nucl Part Phys*, 2016, **43**: 024007.
- [6] GAUDEFROY L, DAUGAS J M, HASS M, *et al. Phys Rev Lett*, 2009, **102**: 092501.
- [7] STEPPENBECK D, TAKEUCHI S, AOI N, *et al. Nature*, 2013, **502**: 207.
- [8] WIENHOLTZ F, BECK D, BLAUM K, *et al. Nature*, 2013, **498**: 346.
- [9] OTSUKA T, SUZUKI T, FUJIMOTO R, *et al. Phys Rev Lett*, 2005, **95**: 232502.
- [10] YANG X F (COLLAPS and CRIS collaboration). *J Phys: Conference Series*, 2018, **1024**: 012031.
- [11] NEUGART R. *Nucl Instr Meth Phys Res*, 1981, **186**: 165.
- [12] MUELLER A C, BUCHINGER F, KLEMP T W, *et al. Nucl Phys A*, 1983, **403**: 234.
- [13] VINGERHOETS P, FLANAGAN K T, AVGOULEA M, *et al. Phys Rev C*, 2010, **82**: 064311.
- [14] LU Z T, MUELLER P, DRAKE G W F, *et al. Rev Mod Phys*, 2013, **85**: 1383.
- [15] GARCIA RUIZ R F, BISSELL M L, BLAUM K, *et al. Nat Phys*, 2016, **12**: 162501.
- [16] FLANAGAN K T, VINGERHOETS P, AVGOULEA M, *et al. Phys Rev Lett*, 2009, **103**: 142501.
- [17] FERRER R, BARZAKH A, BASTIN B, *et al. Nat Commun*, 2017, **8**: 14520.
- [18] LAATIAOUI M, LAUTH W, BACKE H, *et al. Nature*, 2016, **538**: 495.
- [19] RAEDER S, ACKERMANN D, BACKE H, *et al. Phys Rev Lett*, 2018, **120**: 232503.
- [20] MANE E, BILLOWES J, BLAUM K, *et al. The Eur Phys J A*, 2009, **42**: 503.
- [21] LYNCH K M, RAJABALI M M, AGHAEI-KHOZANI H, *et al. J Phys: Conference Series*, 2012, **381**: 012128.
- [22] CAMPBELL P, MOORE I D, PEARSON M R, *et al. Prog Part Nucl Phys*, 2016, **85**: 127.
- [23] MUELLER P, SULAI I A, VILLARI A C C, *et al. Phys Rev Lett*, 2007, **99**: 252501.
- [24] WANG L B, MUELLER P, BAILEY B, *et al. Phys Rev Lett*, 2004, **93**: 142501.
- [25] MUELLER P, WANG L B, DRAKE G W F, *et al. Phys Rev Lett*, 2005, **94**: 133001.
- [26] MULLER P, WANG L B, BAILEY K, *et al. Nucl Instrum Methods Phys Res Sec B*, 2003, **204**: 536.
- [27] SANCHEZ R, NORTERSHAUSER W, EWALD G, *et al. Phys Rev Lett*, 2006, **96**: 033002.
- [28] NORTERSHAUSER W, TIEDEMANN D, ZAKOVA M, *et al. Phys Rev Lett*, 2009, **102**: 062503.
- [29] GEITHNER W, NEFF T, AUDI G, *et al. Phys Rev Lett*, 2008, **101**: 252502.
- [30] HUBER G, TOUCHARD F, BUTTGENBACH S, *et al. Phys Rev C*, 1978, **18**: 2342.
- [31] POVES A, RETAMOSA J. *Phys Lett B*, 1987, **184**: 311.
- [32] OTSUKA T, SUZUKI T, HONMA M, *et al. Phys Rev Lett*, 2010, **104**: 012501.
- [33] KOWALSKA M, YORDANOV D T, BLAUM K, *et al. Phys Rev C*, 2008, **77**: 034307.
- [34] NEYENS G, KOWALSKA M, YORDANOV D, *et al. Phys Rev Lett*, 2005, **94**: 022501.
- [35] XU Z Y, HEYLEN H, ASAHI K, *et al. Phys Lett B*, 2018, **782**: 619.
- [36] YORDANOV D T, BISSELL M L, BLAUM K, *et al. Phys Rev Lett*, 2012, **108**: 042504.
- [37] YORDANOV D T, KOWALSKA M, BLAUM K, *et al. Phys Rev Lett*, 2007, **99**: 212501.
- [38] HOLT J D, OTSUKA T, SCHWENK A, *et al. J Phys G:*

- Nucl Part Phys, 2012, **39**: 085111.
- [39] HEBELER K, HOLT J D, MENENDEZ J, *et al.* *Annu Rev Nucl Part Sci*, 2015, **65**: 457.
- [40] TARASOV O B, AHN D S, BAZIN D, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2018, **121**: 022501.
- [41] PAPUGA J, BISSELL M L, KREIM K, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2013, **110**: 172503.
- [42] PAPUGA J, BISSELL M L, KREIM K, *et al.* *Phys Rev C*, 2014, **90**: 034321.
- [43] GARCIA RUIZ R F, BISSELL M L, KREIM K, *et al.* *Phys Rev C*, 2015, **91**: 041304.
- [44] KREIM K, BISSELL M L, PAPUGA J, *et al.* *Phys Lett B*, 2014, **731**: 97.
- [45] CRAWFORD H L, JANSSENS R V F, MANTICA P F, *et al.* *Phys Rev C*, 2010, **82**: 014311.
- [46] KOSTER U, STONE N J, FLANAGAN K T, *et al.* *Phys Rev C*, 2011, **84**: 034320.
- [47] CHEAL B, BILLOWES J, BISSELL M L, *et al.* *J Phys: Conference Series*, 2012, **381**: 012071.
- [48] YANG X F, TSUNODA Y, BABCOCK C, *et al.* *Phys Rev C*, 2018, **97**: 044324.
- [49] SAHIN E, BELLO GARROTE F L, TSUNODA Y, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2017, **118**: 242502.
- [50] OLIVIER L, FRANCHOO S, NIIKURA M, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2017, **119**: 192501.
- [51] HEYDE K, WOOD J L. *Rev Mod Phys*, 2011, **83**: 1467.
- [52] ANDREYEV A N, HUYSE M, VAN DUPPEN P, *et al.* *Nature*, 2000, **405**: 430.
- [53] COCOLIOS T E. *Hyperfine Interact*, 2017, **238**: 16.
- [54] ULMS G, BHATTACHERJEE K, DABKIEWICZ P, *et al.* *Z Phys A Atomic Nuclei*, 1986, **325**: 247.
- [55] YANG X F, WRAITH C, XIE L, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2016, **116**: 182502.
- [56] WRAITH C, YANG X F, XIE L, *et al.* *Phys Lett B*, 2017, **771**: 385.
- [57] NEYENS G. *Rep Prog Phys*, 2003, **66**: 633.

Study of Nuclear Structure by the Measurement of the Ground State Properties of Unstable Nuclei

BAI Shiwei, YANG Xiaofei[†]

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

Abstract: High-precision laser spectroscopy technique is used to determine the ground state properties of exotic nuclei by probing its electronic hyperfine structure and isotope shift. It provides a model-independent measurement of nuclear spin, magnetic moment, electric quadrupole moment and charge radii. These nuclear parameters can be used to investigate the nuclear structure evolution and the nuclear shapes. With the development of accelerators and isotope separators, exotic isotopes far from β stability became accessible experimentally, which enhanced the capability of the laser spectroscopy technique being applied in the field of nuclear physics. A brief introduction to experimental principle is given, followed by a review of several typical examples for the experimental investigations in the different regions of nuclear chart. This aims to demonstrate the contributions of ground state properties measurement by using laser spectroscopy technique to the nuclear structure study of exotic isotopes. This discussion involves several different nuclear theory models in order to interpret the exotic phenomena observed in the neutron-rich isotopes, such as halo structure, shell evolution, shape coexistence and so on.

Key words: laser spectroscopy; nuclear moment; charge radius; shell evolution; halo nuclei; shape coexistence;

Received date: 16 Sep. 2018; **Revised date:** 10 Nov. 2018

Foundation item: National Key R&D Program of China (2018YFA0404403); National Natural Science Foundation of China (11875073)

[†] **Corresponding author:** YANG Xiaofei, E-mail: xiaofei.yang@pku.edu.cn.