



丰中子晕核结构的实验研究进展与展望

孙叶磊

北京航空航天大学物理学院, 北京 100191

E-mail: sunyelei@buaa.edu.cn

2024-08-13收稿, 2024-09-20修回, 2024-09-20接受, 2024-09-23网络版发表

摘要 近年来, 随着放射性核束物理的发展, 越来越多的晕核被发现, 晕核结构的研究已成为原子核物理领域的热点之一. 晕核具有异常大的核物质空间分布, 其独特的结构特征为理解极端低密度条件下的核力和核物质状态方程提供了重要信息. 本文综述了丰中子晕核结构的实验研究进展, 重点介绍了目前通过透射法、破碎和敲出反应以及库仑激发反应所提取的晕核相对于常规原子核的三个实验特征: 相互作用截面大、核心动量分布窄和增强的软电偶极响应, 以及通过这三个实验特征提取的晕核结构信息: 均方根物质半径、价核子构型和价中子的均方根半径. 此外, 本文还介绍了晕核结构研究的前沿问题: 双中子晕核的中子-中子关联. 最后, 本文对丰中子晕核未来的研究方向进行了展望.

关键词 晕核, 丰中子晕核, 直接核反应, 晕核结构

原子核是由质子和中子组成的量子多体系统, 承载了宇宙中可见物质质量的99.9%. 在原子核层次上研究物质的结构和相互作用, 对理解宇宙的起源、结构和演化有重要意义. 随着近40年来放射性核束物理的发展, 人们发现原子核的结构会随中子数和质子数发生显著变化, 在不稳定核区揭示了一系列新的物理现象, 例如壳结构的演化^[1,2]、形状共存^[3]、集团结构^[4]和晕结构^[5]的出现, 对传统核结构理论提出了挑战.

原子核中的“晕”是一种在滴线附近发生的奇特量子隧穿现象. 1983年, Tanihata等人^[6]在美国劳伦斯伯克利实验室提出通过透射法测量不稳定原子核的相互作用截面, 进而系统地研究原子核半径沿同位素链的变化. 随后的实验发现, ^6He 、 ^8He 、 ^{11}Li 等丰中子核素具有异常大的相互作用截面^[7,8]. 为了解释这些异常大的截面, Hansen和Jonson^[9]在1987年提出了晕核的概念, 成为晕核物理的开端.

晕核的出现源于核力的短程性质以及靠近滴线

后过剩核子的分离能降低. Hansen和Jonson^[9]假设晕核价核子的渐进波函数形式满足: $\psi(r) \propto \frac{e^{-\kappa r}}{r}$, 其中 $\kappa = \sqrt{\frac{2\mu S_n}{\hbar^2}}$, μ 为核心和核子的折合质量, S_n 为核子的分离能. 这个波函数对应的均方根半径为 $\langle r^2 \rangle = \frac{\hbar^2}{4\mu S_n}$. 这样, 很小的核子分离能自然就产生了很大的核子分布半径. 对于常规的原子核, 核子的平均结合能约为8 MeV, 质子和中子倾向于具有相似的空间分布, 而晕核的过剩核子对应的分离能一般小于1 MeV, 由于量子隧穿形成一团稀薄的“云”, 可以分布到距离核心很远的地方. 作为一种具有异常大的核物质空间分布的开放量子系统, 晕核为探索原子核稳定性的极限以及深入理解极端低密度条件下(如原子核表面、中子星外壳等)的核力、核子-核子关联、核物质状态方程等问题提供了重要的实验场所.

晕核并没有严格的定义, 一个普遍接受的定义是: 价核子有大于50%的概率处在核心的势场之外^[10~12]. 轨道角动量不为零的核子想要脱离核心的束缚, 会受到离心位垒的阻碍. 离心位垒的高度正比于 $l \times (l + 1)$,

引用格式: 孙叶磊. 丰中子晕核结构的实验研究进展与展望. 科学通报, 2025, 70: 3298–3307
Sun Y L. Progress and prospects of experimental studies on the structure of neutron-rich halo nuclei (in Chinese). Chin Sci Bull, 2025, 70: 3298–3307, doi: 10.1360/TB-2024-0854

l 是价核子的轨道角动量量子数. 因此, 除了价核子的分离能小于约1 MeV, 一般认为形成晕核还要求价核子的轨道角动量量子数小于2, 也就是价核子的轨道以 s 波或者 p 波占主导. 对于质子晕, 还要考虑库仑位垒. 由于库仑位垒的存在, 质子晕比中子晕更难出现, 目前实验上对质子晕的确定仍有不同看法. 本文主要关注中子晕.

一般认为晕核有以下三个明显的实验特征: (1) 异常大的相互作用截面; (2) 核心动量分布窄; (3) 增强的软电偶极响应. 图1总结了目前实验上通过以上三个特征基本确认的丰中子晕核在核素图中的位置. 从最轻的 ${}^6\text{He}$ ($Z = 2$)到最重的 ${}^{37}\text{Mg}$ ($Z = 12$), 总共13个, 包括 ${}^6\text{He}$ 、 ${}^8\text{He}$ 、 ${}^{11}\text{Li}$ 、 ${}^{11}\text{Be}$ 、 ${}^{14}\text{Be}$ 、 ${}^{17}\text{B}$ 、 ${}^{19}\text{B}$ 、 ${}^{15}\text{C}$ 、 ${}^{19}\text{C}$ 、 ${}^{22}\text{C}$ 、 ${}^{29}\text{F}$ 、 ${}^{31}\text{Ne}$ 和 ${}^{37}\text{Mg}$. 图1中标记的晕核, 包括5个单中子晕核和8个双中子晕核, 每个晕核至少具有三个实验特征中的两个, 详见表1. ${}^8\text{He}$ 的双中子分离能大于2 MeV, 也有可能不是晕核, 而是具有四中子皮的结构. 通过对比表1中的中子分离能, 我们还可以发现 ${}^{22}\text{C}$ 有可能是目前确认的所有晕核中束缚能最小的. ${}^{37}\text{Mg}$ 是目前发现的最重的晕核, ${}^{29}\text{F}$ 则是目前观察到的最重的双中子晕核.

值得注意的是, ${}^{22}\text{C}$ 是中子数 $N = 16$ 的晕核, 中子数

目相近的丰中子 N 和 O 同位素的滴线区核 ${}^{22,23}\text{N}$ 、 ${}^{23,24}\text{O}$ 虽然具有反常大的相互作用截面^[15], 但随后的数据和分析发现它们仅存在中子皮, 并不是晕核^[16~19]. 中子皮和中子晕的主要区别在于, 中子皮结构的中子密度分布不存在低密度的长拖尾, 其价中子的均方根半径远小于晕核的价中子均方根半径. N 和 O 同位素没有中子晕核出现, 很可能与 $N = 16$ 的幻数特性有关. 理论计算显示, 张量力和三体力在该区域的壳结构演化中起到了关键作用. 在新幻数结构的影响下, ${}^{22,23}\text{N}$ 、 ${}^{23,24}\text{O}$ 的中子分离能均大于2 MeV, 这阻碍了晕核在该区域的形成. 同时, 三体力导致过剩中子之间的排斥作用, N 和 O 均无法存在比 $N = 16$ 更丰中子的束缚的同位素.

晕核都是不稳定的, 研究其结构的大部分实验都采用了放射性核束物理的实验手段, 即实验上通过弹核碎裂或者在线同位素分离等方法产生不稳定核束流, 通过打稳定靶开展拟运动学测量. 目前发现的这些晕核, 已经被多种实验手段从不同方面研究过. 尤其是通过破碎、敲出等直接核反应实验手段, 越来越多的晕核的结构信息逐渐被提取出来, 包括其均方根物质半径、价核子构型以及价中子的均方根半径等, 晕核所呈现出的面貌也越来越清晰.

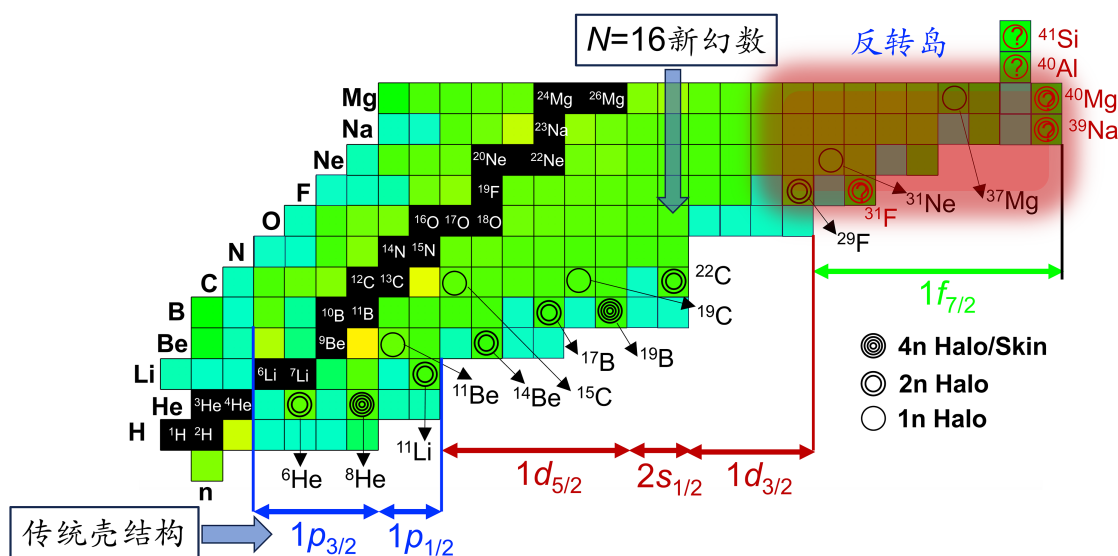


图1 (网络版彩色)目前实验确认的丰中子晕核在核素图中的位置. 红色标记的 ${}^{31}\text{F}$ 、 ${}^{39}\text{Na}$ 、 ${}^{40}\text{Mg}$ 、 ${}^{40}\text{Al}$ 和 ${}^{41}\text{Si}$ 等是理论预言的中质量区的新晕核候选, 位于 $N = 20$ 和 $N = 28$ 两个“反转岛”或者两个岛逐渐合并的区域

Figure 1 (Color online) Currently experimentally confirmed neutron-rich halo nuclei. ${}^{31}\text{F}$, ${}^{39}\text{Na}$, ${}^{40}\text{Mg}$, ${}^{40}\text{Al}$ and ${}^{41}\text{Si}$ in red color are the predicted new candidates around the medium-mass region, located around the $N = 20$ and $N = 28$ islands of inversion or the merging region between these two islands

表 1 目前实验确认的丰中子晕核的三个实验特征测量情况^{a)}

Table 1 The current experimental status for the three characteristics of neutron-rich halo nuclei

晕核	S_n 或 S_{2n} (MeV)	相互作用截面	动量分布	库仑破碎截面/电偶极强度
^6He	0.975	✓	✓	✓
^8He	2.125	✓	✓	✓
^{11}Li	0.369	✓	✓	✓
^{11}Be	0.502	✓	✓	✓
^{14}Be	1.266	✓	✓	✓
^{17}B	1.384	✓	✓	×
^{19}B	0.089(563)	✓	×	✓
^{15}C	1.218	✓	✓	✓
^{19}C	0.577(103)	✓	✓	✓
^{22}C	0.035(326)	✓	✓	×
^{29}F	1.126(539)	✓	✓	×
^{31}Ne	0.170(367)	✓	✓	✓
^{37}Mg	0.240(982)	✓	✓	✓

a) 第二列的分离能从2021年最新的原子核质量数据评价^[13,14]提取, 取了 S_n 和 S_{2n} 二者中较小的值. 小于1 keV的误差没有列出. ^8He 的双中子分离能较大, 也有可能不是晕核, 而是具有四中子皮的结构

1 晕核的第一个特征: 相互作用截面大

晕核的第一个特征是相对于相邻的原子核, 其相互作用截面突然增加. 实验上通常用透射法提取相互作用截面(σ_1). 透射法对束流强度有一定的要求, 首次发现的 $^6,8\text{He}$ 、 ^{11}Li 等晕核就是在几个粒子每秒的条件下发现的^[6,8]. 使用透射法提取的相互作用截面与所谓的相互作用半径 R_I 存在简单的几何关系: $\sigma_1 = \pi[R_I(p) + R_I(t)]^2$. $R_I(p)$ 和 $R_I(t)$ 分别是炮弹核和靶核的相互作用半径. 相互作用半径并不等同于原子核的均方根物质半径, 而是略大于均方根物质半径. 从相互作用截面提取均方根物质半径需要假设一种物质分布形式, 并依赖于特定的反应模型, 例如常用的Glauber模型. 图2总结了通过相互作用截面结合Glauber模型提取的13个晕核的均方根物质半径. 从图中可以看出, 晕核的物质半径比稳定原子核的 $A^{1/3}$ 定律大了至少约0.5 fm. ^{11}Li 和 ^{22}C 是目前发现的第一特征最明显的晕核. 二者的物质半径可以和 ^{48}Ca 的物质半径(~ 3.5 fm)相比, 其晕中子的均方根半径则可以和 ^{208}Pb 的物质半径(~ 5.5 fm)相比. ^{15}C 和 ^{31}Ne 是两个例外, 这可能与 ^{15}C 和 ^{31}Ne 具有核心激发或者形变等更复杂的结构有关, 用于提取均方根物质半径的Glauber反应模型没有考虑这些复杂的结构效应. 事实上, 常规的Glauber模型假设弹核和靶核具有静态的、连续的密度分布, 在此基础上发展的

三体或四体Glauber模型, 对晕核的反应截面计算更加准确. 结合少体Glauber模型得到的均方根物质半径比图2中的结果大约10%^[12].

图2也显示了最新的三体模型理论预言的 ^{39}Na 以及 ^{40}Mg 的物质半径^[22]. 相对于 ^{37}Na 和 ^{38}Mg 核心, ^{39}Na 以及 ^{40}Mg 的物质半径可能会增加0.1~0.5 fm. 理论预测还有较大的不确定性, 主要是因为 ^{39}Na 和 ^{40}Mg 的质量及对应的中子分离能还未知. 理论计算显示^[22], 由于双中子晕结构的存在, $^{39}\text{Na} + ^{12}\text{C}$ 以及 $^{40}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ 的相互

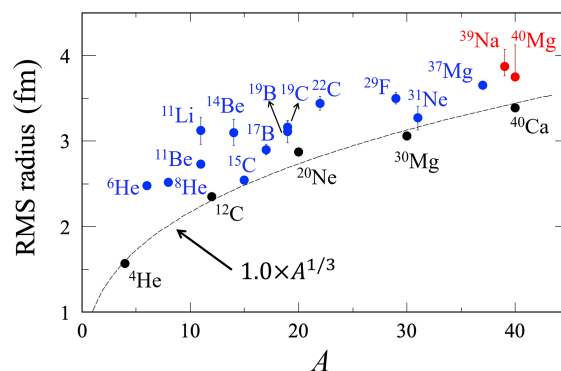


图 2 (网络版彩色)从相互作用截面提取的丰中子晕核的均方根物质半径. 数据取自文献^[15,20,21]. 标记为红色的 ^{39}Na 以及 ^{40}Mg 的物质半径取自文献^[22]最新的三体理论模型计算结果

Figure 2 (Color online) Root-mean-square radii of neutron-rich halo nuclei extracted from the experimental interaction cross sections. Data are taken from Refs. [15,20,21]. Matter radii of ^{39}Na and ^{40}Mg are the theoretical values from the latest three-body calculations in Ref. [22]

作用截面会明显大于低质量区同位素相互作用截面的线性外推结果, 对其相互作用截面的实验测量将验证这一推测. 由于实验上已经确认 ^{30}F 、 ^{38}Na 和 ^{39}Mg 是非束缚的, ^{31}F 、 ^{39}Na 和 ^{40}Mg 很可能是新的更重的双中子Borromean晕核.

2 晕核的第二个特征: 核心动量分布窄

晕核的第二个特征是很窄的核心动量分布. 在中高能(几十到几百MeV/nucleon)晕核破碎或敲出反应中, 实验中通常使用高分辨率的磁谱仪测量剩余核心的动量, 例如日本理化学研究所的ZeroDegree谱仪、SAMURAI磁谱仪, 德国GSI的GLAD磁谱仪, 美国NSCL的S800磁谱仪等. 动量分辨率在1/1000左右. 原则上, 通过测量核心的动量分布, 可以直接地探测晕中子的波函数. 在弹核质心系下, 核心的动量和晕中子的动量大小相等, 方向相反. 如果晕中子与靶核的碰撞可以被看作是突然发生的, 剩余的核心可以当作旁观者不受影响以原来的速度出射, 那核心的动量分布严格等于晕中子的动量分布. 动量分布的傅里叶变换对应着空间分布. 根据不确定原理 $\Delta x \Delta p \sim \hbar$, 晕中子很宽的空间分布对应着核心很窄的动量分布.

在晕核发现之前, 高能重离子打靶产生的碎片的动量分布宽度, 通常认为可以用Goldhaber公式描述^[23]: $\sigma^2 = \sigma_0^2 F(B - F)/(B - 1)$, 其中 σ_0 被称为约化宽度, B 是炮弹核的质量数, F 是碎片的质量数. σ_0 和费米动量的关系是: $\sigma_0 = P_F / \sqrt{5}$. 对单核子移除 $B - F = 1$, 动量分布的宽度 σ 就是 σ_0 . 对双核子移除 $B - F = 2$, 动量分布的宽度则是 $\sigma \sim \sqrt{2}\sigma_0$. 通过研究稳定原子核 ^{12}C 、 ^{16}O 的动量分布, 提取的 σ_0 的经验值是90 MeV/c.

关于晕核动量分布的先驱性工作Kobayashi等人^[24]在1988年发表的. 实验同样是在劳伦斯伯克利实验室开展的, 使用了能量约800 MeV/nucleon的 ^{11}Li 轰击C靶, 测量了 ^9Li 碎片的横向动量分布. 实验意外地发现, ^9Li 的横向动量分布出现了两个成分: 一个窄分布对应的宽度为 $\sigma = 23(5)$ MeV/c, 一个宽分布对应的宽度为 $\sigma = 95(12)$ MeV/c. 宽分布对应常规原子核核子的费米运动, 窄分布对应什么呢? Goldhaber公式的基础是原子核可以看作达到平衡的费米气体, 不应该有两种费米动量. 为了理解这一问题, Kobayashi等人假设反应

发生在原子核的表面, 这时可以应用前面提到的价核子的渐进波函数形式: $\psi(r) \propto \frac{e^{-\kappa r}}{r}$. 对这一波函数做傅里叶变换得到的动量分布为 $f(p) \propto \frac{1}{p^2 + \kappa^2}$. 该分布对应洛伦兹分布, 如果用高斯分布近似, 对应的 $\sigma = \kappa / \sqrt{2} = \sqrt{\frac{\mu S_a}{\hbar}}$. 因为 ^{11}Li 的中子分离能只有0.4 MeV左右, 这样移除弱束缚的中子自然得到很窄的、宽度约20 MeV/c的动量分布. 更宽的 $\sigma = 95(12)$ MeV/c的动量分布则对应从 ^9Li 核心移除束缚更紧的中子, 产生 ^9Li 或者 ^{10}Li 的激发态再衰变到 ^9Li 的过程.

随着核心动量分布的实验测量和分析日益增多, 研究发现晕核典型的核心动量分布宽度(σ)约为20 MeV/c, 是稳定的常规原子核的动量分布宽度的1/5左右. 当然, 核子移除反应本身会给核心动量分布带来一定的影响, 但由于晕中子与核心的相互作用较弱, 中高能下的破碎或敲出反应对核心动量的影响远小于核心本征的动量分布. 理论显示, 由于出射核心与靶核的末态相互作用, 反应过程对横向动量的影响大于对纵向动量的影响. 因此, 核心的纵向动量分布通常被认为是晕核结构更敏感的观测量.

除了提取晕中子的结合能或者空间分布, 核心动量分布还可以用来提取晕中子的轨道角动量. 第一个通过核心动量分布提取轨道角动量的可能是Aumann等人^[25,26]. 通过对比实验和理论的纵向动量分布, 他们揭示出晕核 ^6He 的基态以 p 波占主导^[25]. 进一步结合在束伽马谱学, 首次发现了晕核 ^{11}Be 的基态以 s 波占主导并含有少量的 d 波成分^[26]. 目前确认的丰中子晕核, 其晕中子的波函数通常是多个单粒子轨道波函数的耦合. 单中子晕核中, 以 $1s$ 波占主导的单中子晕核主要有 ^{11}Be 、 ^{15}C 和 ^{19}C ; 以 $2p$ 波占主导的晕核有 ^{31}Ne 和 ^{37}Mg . 双中子晕核中, ^6He 、 ^8He 、 ^{11}Li 等的晕中子包含 $2s$ 波与 $1p$ 波的混合, 而 ^{14}Be 、 ^{17}B 、 ^{19}B 以及 ^{22}C 等的晕中子则包含 $2s$ 波与 $1d$ 波的混合.

3 晕核的第三个特征: 增强的软电偶极响应

增强的软电偶极响应是晕核的第三个显著特征. 之所以称之为“软”, 是因为其对应的能量区间与巨共振相比要小得多, 通常峰值在1 MeV附近. 由于晕核价核子的空间分布较广, 导致体系很容易跃迁到核心加核子的连续态, 晕核的软电偶极响应因此表现出非共

振的特性. 目前, 实验中只在极个别晕核中发现了所谓的软偶极共振, 其物理图像为核心与晕核子之间的低频率振动. 例如, $^{11}\text{Li}(d, d')^{[27]}$ 和 $^{11}\text{Li}(p, p')^{[28]}$ 反应分别在 1.03 和 0.8 MeV 观察到了 ^{11}Li 的 $J^\pi = 1^-$ 的共振态. 由于两个实验观察到的峰位不一致, 对 ^{11}Li 是否存在软偶极共振还存在争议.

由于增强的软电偶极响应, 晕核在高 Z 靶(例如 Pb 靶或者 Au 靶)上具有很大的电磁解离截面. Pb 靶上的截面一般是 C 靶截面的 5 倍以上. 对晕核初步的确认, 通常只需要比较 C 靶和 Pb 靶上的单举破碎截面. 单举截面测量对束流强度的要求和相互作用截面测量类似, 一般也至少为几个粒子每秒. 例如, 对最新发现的晕核 ^{31}Ne 、 ^{37}Mg 的库仑破碎截面测量, 流强约为 5 个粒子每秒^[29,30]. 目前, 如表 1 所示, 只有 ^{17}B 、 ^{22}C 和 ^{29}F 等晕核还没有单举截面的实验结果. 如果想进一步提取晕核的电偶极响应或者电偶极跃迁概率 $B(E1)$, 则需要开展核心和中子的符合测量, 提取能量微分截面 ($d\sigma/dE$). 束流强度需要约 100 个粒子每秒. 高 Z 靶上的破碎截面由弹核和靶核之间的库仑相互作用主导, 此外还包含约 10%~20% 的核破碎本底. 数据分析中可以选择散射角度小于略射角、扣除 C 靶核破碎本底或者结合连续态离散化耦合道计算 (continuum-discretized coupled-channels method) 的方式, 得到纯净的库仑破碎截面.

虚光子方法是从库仑破碎截面提取 $B(E1)$ 的传统方法. 根据该方法, 高能量下的库仑破碎由 $E1$ 激发主导, 能量微分截面和电偶极跃迁强度通过以下方程建立联系:

$$\frac{d\sigma^2}{d\Omega_{\text{cm}}dE_{\text{rel}}} = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} \frac{dN_{E1}(\theta_{\text{cm}}, E_x)}{d\Omega_{\text{cm}}} \frac{dB(E1)}{dE_{\text{rel}}}, \quad (1)$$

其中, E_{rel} 是核心和出射中子的相对运动能量, E_x 是虚光子能量, θ_{cm} 是质心系下的散射角, N_{E1} 是虚光子数. 虚光子数只依赖于弹核相对于靶核的运动, 可以通过电磁相互作用的多级展开进行解析计算^[31].

目前单中子晕核包括 ^{11}Be 、 ^{15}C 和 ^{19}C 的电偶极响应已被实验提取和分析^[32]. 双中子晕核方面, ^6He ^[33]、 ^{11}Li ^[34] 和 ^{19}B ^[35] 是迄今为止三个被成功提取出电偶极响应的双中子晕核. 尽管实验上已经测量了 ^8He 和 ^{14}Be 的库仑破碎能量微分截面^[36,37], 但由于统计差, ^8He 、 ^{14}Be 的电偶极响应还没被明确提取出来. 对

于其他单中子晕核 ^{31}Ne 和 ^{37}Mg , 双中子晕核 ^{17}B 、 ^{22}C 以及 ^{31}F 等, 随着加速器技术的进步和中子探测效率的提升, 它们的电偶极响应也有望在未来几年被提取出来.

图 3 对比了 ^6He 和 ^{11}Li 的电偶极响应, 分别取自文献^[33] 和文献^[34]. 尽管 ^6He 和 ^{11}Li 总的积分电偶极强度差不多, 分别为 $1.6(2) \text{ e}^2\text{fm}^2$ 和 $1.78(22) \text{ e}^2\text{fm}^2$, 但二者的形状差别很大. ^{11}Li 的 $B(E1)$ 分布集中在低能区, 峰值在破碎阈以上 0.3 MeV 左右. 而 ^6He 的电偶极响应比 ^{11}Li 宽很多, 峰位在破碎阈以上 1.4 MeV 左右. 这可能是由于二者基态中 $(2s_{1/2})^2$ 组分所占的比例不同, 以及不同的核心-价中子末态相互作用. 图 3 也同理论预言的 ^{29}F 的 $B(E1)$ 分布进行了比较^[38]. ^{29}F 是目前实验中观察到的最重的双中子晕核. 理论预言其 $E1$ 总强度达到了 $1.92 \text{ e}^2\text{fm}^2$ ^[38]. ^{29}F 是位于反转岛内的形变晕核. 文献^[38] 的三体模型计算预言, ^{29}F 的基态的双中子构型含约 60% 的 $(2p_{3/2})^2$ 以及 6% 的 $(1f_{7/2})^2$ 成分, 其 $B(E1)$ 峰位将出现在破碎阈以上约 0.8 MeV 左右, 刚好位于 ^{11}Li 和 ^6He 之间^[38]. 实验上对 ^{29}F 电偶极强度的测量, 对于理解形变晕结构、 $N = 20$ 区域的壳结构演化以及二者之间的联系将非常重要.

电偶极强度的一个重要用途是通过求和规则提取晕中子相对于核心的分布半径. 理论上通常认为单中子晕核由核心加一个价中子构成, 双中子晕核由核心加两个价中子构成. 任何的两体或者三体模型需要满足所谓的非能量权重的求和规则 (non-energy weighted sum rule)^[39]. 对于单中子晕核, 晕中子的均方半径 (r_n^2)

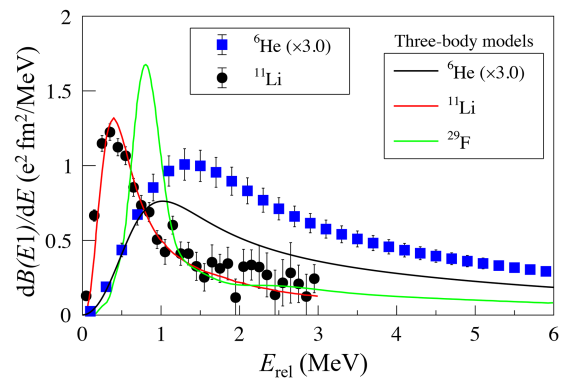


图 3 (网络版彩色) 双中子晕核 ^6He 、 ^{11}Li 和 ^{29}F 的电偶极激发强度比较. 数据取自文献^[33,34,38]

Figure 3 (Color online) Comparison of electroic dipole response between ^6He , ^{11}Li and ^{29}F . Data are taken from Refs. ^[33,34,38]

与总的电偶极强度满足下面的求和规则:

$$B(E1) = \int_{-\infty}^{+\infty} dE \frac{dB(E1)}{dE} = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Ze}{A} \right)^2 \langle r_n^2 \rangle. \quad (2)$$

对于双中子晕核, 核心到双中子质心的距离的均方值 $\langle r_{c-2n}^2 \rangle$ 与总的电偶极强度满足下面的求和规则:

$$B(E1) = \int_{-\infty}^{+\infty} dE \frac{dB(E1)}{dE} = \frac{3}{\pi} \left(\frac{Ze}{A} \right)^2 \langle r_{c-2n}^2 \rangle. \quad (3)$$

这两个求和规则说明, 不管是单中子晕核还是双中子晕核, 晕核基态中晕中子和核心的距离越大, 发生电偶极跃迁的概率越大.

由于实验探测效率的限制, 不可能测到全能量的电偶极跃迁或者能量微分截面. 实验上发现, 晕核的电偶极跃迁强度大都集中在破碎阈以上1 MeV 附近. 因此, 通常方程(2)和(3)的积分上下限可以安全地限制在有限的范围内. 此外, 也可以通过选择有限的能量区间(例如 E_{rel} 小于某个上限 E_{max}), 使用以下规则提取中子到核心距离的均方值 $\langle r_n^2 \rangle_{\text{exp}}$ 或者 $\langle r_{c-2n}^2 \rangle_{\text{exp}}$ [40]:

$$\langle r_n^2 \rangle_{\text{exp}} = \frac{B(E1; E_{\text{rel}} \leq E_{\text{max}})_{\text{exp}}}{B(E1; E_{\text{rel}} \leq E_{\text{max}})_{\text{cal}}} \times \langle r_n^2 \rangle_{\text{cal}}, \quad (4)$$

$$\langle r_{c-2n}^2 \rangle_{\text{exp}} = \frac{B(E1; E_{\text{rel}} \leq E_{\text{max}})_{\text{exp}}}{B(E1; E_{\text{rel}} \leq E_{\text{max}})_{\text{cal}}} \times \langle r_{c-2n}^2 \rangle_{\text{cal}}, \quad (5)$$

式中, $\langle r_n^2 \rangle_{\text{cal}}$ 和 $\langle r_{c-2n}^2 \rangle_{\text{cal}}$ 是两体或者三体模型的距离均方的计算值. 感兴趣的读者可以参考文献[33, 34].

值得指出的是, 单中子晕核的 $B(E1)$ 分布也可以用来提取定量的谱因子信息, 且结果和敲出反应、转移反应基本一致. 相关的工作可以参见文献[32] 对 ^{11}Be 、 $^{15,19}\text{C}$ 晕中子谱因子的研究.

4 双中子关联

目前发现的双中子晕核 $^{6,8}\text{He}$ 、 ^{11}Li 、 ^{14}Be 、 $^{17,19}\text{B}$ 、 ^{22}C 等都具有 Borromean 的性质, 即整个三体系统是束缚的, 而其中任意两体系统都是非束缚的. 关于 Borromean 晕核, 一个前沿问题是: 两个晕中子是否形成空间关联的双中子集团. 这一问题和低密度核物质是否出现类玻色-爱因斯坦凝聚、滴线以及超滴线原子核的结构等问题息息相关, 吸引了大量的理论和实验关注. 最近, 通过末态的动量角关联研究, Kubota 等人 [41, 42] 发现双中子集团主要形成于 Borromean 晕核的表面区域.

研究双中子空间关联的一个重要方法是通过库仑破碎微分截面提取晕核的电偶极响应, 进而使用求和规则得到双中子的空间关联角度. 实验上的难点在于双中子的符合测量效率通常比较低, 中子引起的串扰需要有效且可靠地排除. 如图4所示, 提取双中子的空间关联角度, 需要用到核心到双中子质心的距离 r_{c-2n} 以及双中子之间的距离 r_{nn} . 在双中子晕核的三体模型中, 二者的均方值 $\langle r_{c-2n}^2 \rangle$ 和 $\langle r_{nn}^2 \rangle$ 满足下式 [33]:

$$\langle r_m^2 \rangle = \frac{A_{\text{core}}}{A} \langle r_m^2 \rangle_{\text{core}} + \frac{2A_{\text{core}}}{A^2} \langle r_{c-2n}^2 \rangle + \frac{1}{2A} \langle r_{nn}^2 \rangle, \quad (6)$$

其中, A 和 A_{core} 是晕核及其核心的质量数, $\langle r_m^2 \rangle$ 和 $\langle r_m^2 \rangle_{\text{core}}$ 则是晕核及其核心物质半径的均方值. 如前所述, 晕核及核心的物质均方根半径可以通过透射法提取, $\langle r_{c-2n}^2 \rangle$ 可以通过晕核的电偶极响应以及求和规则提取. 通过方程(6)可以提取 $\langle r_{nn}^2 \rangle$, 进而提取双中子的关联角度. 注意, 由于晕中子与核心的作用很弱, 这里忽略了晕中子对核心原子核均方根半径的影响. 目前的库仑破碎实验发现, ^6He [33]、 ^{11}Li [34] 和 ^{19}B [35] 的基态都具有很强的双中子集团成分. 实验提取的 ^6He 和 ^{11}Li 的关联角度分别为 56^{+9}_{-10} 度和 48^{+14}_{-18} 度. ^{19}B 的双中子关联似乎更强, 双中子关联角度在25度左右 [35].

5 总结和展望

综上所述, 目前实验上已经从相互作用截面、核心动量分布以及库仑破碎截面或者电偶极响应等三个观测量确定了从最轻的 ^6He 到最重的 ^{37}Mg 等13个丰中子晕核. 形成晕核的必要条件可以总结为: (1) 价核子的分离能小于约1 MeV; (2) 价核子的轨道角动量量子数

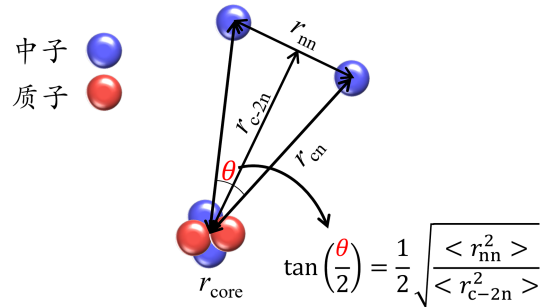


图4 (网络版彩色) 双中子晕核的角关联定义

Figure 4 (Color online) Definition of the neutron-neutron correlation angle of two-neutron halo nuclei

小于2. 在未来几年, 实验上继续通过以上三个观测量在中质量区寻找新的丰中子晕核将是晕核研究的一个重要方向.

目前, 最新的丰中子同位素寻找实验已经确认F和Ne的滴线核分别是 ^{31}F 和 ^{34}Ne . 从Na元素一直到Ca元素, 实验中发现的最重的丰中子同位素分别是 ^{39}Na 、 ^{40}Mg 、 ^{43}Al 、 ^{44}Si 、 ^{47}P 、 ^{49}S 、 ^{52}Cl 、 ^{54}Ar 、 ^{59}K 和 ^{60}Ca ^[43,44]. 在目前确认的滴线范围内, Gamow壳模型、第一性原理或三体模型理论预言, $^{31}\text{F}(N=22)$ 、 $^{39}\text{Na}(N=28)$ 、 $^{40}\text{Mg}(N=28)$ 、 $^{40}\text{Al}(N=27)$ 、 $^{41}\text{Si}(N=27)$ 、 $^{46}\text{P}(N=31)$ 和 $^{47}\text{S}(N=31)$ 等可能是中质量区更重的晕核的候选^[22,45,46]. 如前所述, 形成晕核的一个必要条件是价核子的波函数是s波或者p波占主导. 对于Ca同位素以下的 $N \leq 28$ 的丰中子 fp 壳晕核候选 ^{31}F 、 ^{39}Na 、 ^{40}Mg 、 ^{40}Al 和 ^{41}Si 等, 如果确认其晕核特征, 意味着它们位于 $N=20$ 或 $N=28$ 的“反转岛”内^[47], 其价中子有很大概率占据 $2p_{3/2}$ 或者 $2p_{1/2}$ 轨道. 这对于理解该区域的壳结构演化非常重要. 对于Ca以下更丰中子的 $N > 28$ 的核素, 在张量力影响下^[48], 对应的 $Z \leq 20$ 以及 $28 < N \leq 34$ 区域出现了 $N=32$ 和 $N=34$ 两个新幻数. 如果中子先占据能量更低的 $2p_{3/2}$ 或者 $2p_{1/2}$ 轨道, 则也有可能出现p波的晕核. 由于下一个 $3s_{1/2}$ 轨道在 $N=70$ 附近, 对应的滴线核距离目前已知的核素位置还很遥远^[49,50]. 在将来的很长时间, 实验上可能很难再发现s波占主导的丰中子晕核. 如果存在理论预言的 $N=50$ 的反转岛^[51], 即 pf 轨道和 sdg 轨道发生反转, 则有可能在Ca同位素以上的 $20 \leq Z < 28$ 以及 $N \sim 50$ 区域存在新的 $3s_{1/2}$ 波占主导的晕核.

研究中-重区晕核的形变效应是目前理论和实验的前沿方向之一. ^{31}Ne 是实验上确定的第一个形变晕核^[29,52,53]. ^{37}Mg 也被发现是一个形变晕核^[30,54]. 理论预言较轻的 $^{17,19}\text{B}$ ^[55,56]和 ^{29}F ^[57]等晕核也都有形变. 最新的形变相对论Hartree-Fock-Bogoliubov模型计算发现 ^{22}C 具有扁椭形状的核心以及长椭形状的中子晕^[58], 而 ^{42}Mg 、 ^{44}Mg 具有相反的情况即长椭形状的核心以及扁椭形状的中子晕^[56,59]. 晕核的形变参数有可能通过动量分布或者库仑破碎反应中子的角分布来提取^[60]. 晕核的形状退偶对其集体激发运动模式的影响是一个很有意思的问题, 期望能够在将来的实验上发现形状退偶相关的证据.

当前, 在中质量区, 仍有许多丰中子 fp 壳同位素(F、Ne、Na、Mg、Al、Si等)的相互作用截面尚未测量. 例如, Na同位素的滴线至少确认到 ^{39}Na , 而Na同位素的相互作用截面实验测量还停留在二十多年前的 ^{32}Na ^[15]. 在中质量区通过相互作用截面或者库仑破碎截面寻找晕核的瓶颈在于, 目前世界范围内的加速器装置能够产生的中质量区丰中子晕核候选的束流强度非常低. 日本理化学研究所的放射性核束工厂RIBF是目前世界上最强大的新一代不稳定原子核产生装置. 最近, 在日本理化学研究所开展的一项丰中子同位素寻找实验中, 使用高强度的约500 pA($\sim 3 \times 10^{12}$ pps)的 ^{48}Ca 轰击20 mm厚的Be靶约2天, 只观察到了9例 ^{39}Na ^[44]. 未来, 随着我国惠州的强流重离子加速器装置HIAF和北京放射性核束装置BRIF等的建成, 我们期待会有更多中重质量区的丰中子晕核产生出来.

参考文献

- 1 Sorlin O, Porquet M G. Nuclear magic numbers: new features far from stability. *Prog Part Nucl Phys*, 2008, 61: 602–673
- 2 Otsuka T, Gade A, Sorlin O, et al. Evolution of shell structure in exotic nuclei. *Rev Mod Phys*, 2020, 92: 015002
- 3 Heyde K, Wood J L. Shape coexistence in atomic nuclei. *Rev Mod Phys*, 2011, 83: 1467–1521
- 4 Freer M, Horiuchi H, Kanada-En'yo Y, et al. Microscopic clustering in light nuclei. *Rev Mod Phys*, 2018, 90: 035004
- 5 Tanihata I, Savajols H, Kanungo R. Recent experimental progress in nuclear halo structure studies. *Prog Part Nucl Phys*, 2013, 68: 215–313
- 6 Tanihata I. Nuclear Physics with RIB's: How it all started. *Eur Phys J Plus*, 2016, 131: 90
- 7 Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O, et al. Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes. *Phys Lett B*, 1985, 160: 380–384
- 8 Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O, et al. Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region. *Phys Rev Lett*, 1985, 55: 2676–2679
- 9 Hansen P G, Jonson B. The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei. *Europhys Lett*, 1987, 4: 409
- 10 Hansen P G, Jensen A S, Jonson B. Nuclear halos. *Annu Rev Nucl Part Sci*, 1995, 45: 591–634

- 11 Riisager K. Nuclear halo states. *Rev Mod Phys*, 1994, 66: 1105–1116
- 12 Al-Khalili J. *An Introduction to Halo Nuclei*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2004. 77–112
- 13 Huang W, Wang M, Kondev F, et al. The AME 2020 atomic mass evaluation (I). Evaluation of input data, and adjustment procedures. *Chin Phys C*, 2021, 45: 030002
- 14 Wang M, Huang W, Kondev F, et al. The AME 2020 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references. *Chin Phys C*, 2021, 45: 030003
- 15 Ozawa A, Suzuki T, Tanihata I. Nuclear size and related topics. *Nucl Phys A*, 2001, 693: 32–62
- 16 Kanungo R, Prochazka A, Uchida M, et al. Exploring the anomaly in the interaction cross section and matter radius of ^{23}O . *Phys Rev C*, 2011, 84: 061304
- 17 Bagchi S, Kanungo R, Horiuchi W, et al. Neutron skin and signature of the $N = 14$ shell gap found from measured proton radii of $^{17-22}\text{N}$. *Phys Lett B*, 2019, 790: 251–256
- 18 Kaur S, Kanungo R, Horiuchi W, et al. Proton distribution radii of $^{16-24}\text{O}$: signatures of new shell closures and neutron skin. *Phys Rev Lett*, 2022, 129: 142502
- 19 Zhang J, Sun B, Tanihata I, et al. A new approach for deducing rms proton radii from charge-changing reactions of neutron-rich nuclei and the reaction-target dependence. *Science Bulletin*, 2024, 69: 1647–1652
- 20 Gaudefroy L, Mittag W, Orr N A, et al. Direct mass measurements of ^{19}B , ^{22}C , ^{29}F , ^{31}Ne , ^{34}Na and other light exotic nuclei. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 202503
- 21 Kanungo R, Horiuchi W, Hagen G, et al. Proton distribution radii of $^{12-19}\text{C}$ illuminate features of neutron halos. *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 102501
- 22 Singh J, Casal J, Horiuchi W, et al. Prediction of two-neutron halos in the $N = 28$ isotones ^{40}Mg and ^{39}Na . *Phys Lett B*, 2024, 853: 138694
- 23 Goldhaber A. Statistical models of fragmentation processes. *Phys Lett B*, 1974, 53: 306–308
- 24 Kobayashi T, Yamakawa O, Omata K, et al. Projectile fragmentation of the extremely neutron-rich nucleus ^{11}Li at 0.79 GeV/nucleon. *Phys Rev Lett*, 1988, 60: 2599–2602
- 25 Aumann T, Chulkov L, Pribora V, et al. Manifestation of the halo structure in momentum distributions from ^6He fragmentation. *Nucl Phys A*, 1998, 640: 24–36
- 26 Aumann T, Navin A, Balamuth D. P, et al. One-neutron knockout from individual single-particle states of ^{11}Be . *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 35–38
- 27 Kanungo R, Sanetullaev A, Tanaka J, et al. Evidence of soft dipole resonance in ^{11}Li with isoscalar character. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 192502
- 28 Tanaka J, Kanungo R, Alcorta M, et al. Halo-induced large enhancement of soft dipole excitation of ^{11}Li observed via proton inelastic scattering. *Phys Lett B*, 2017, 774: 268–272
- 29 Nakamura T, Kobayashi N, Kondo Y, et al. Halo structure of the island of inversion nucleus ^{31}Ne . *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 262501
- 30 Kobayashi N, Nakamura T, Kondo Y, et al. Observation of a p-wave one-neutron halo configuration in ^{37}Mg . *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 242501
- 31 Bertulani C A, Baur G. Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions. *Phys Rep*, 1988, 163: 299–408
- 32 Aumann T, Nakamura T. The electric dipole response of exotic nuclei. *Phys Scripta*, 2013, T152: 014012
- 33 Sun Y L, Nakamura T, Kondo Y, et al. Three-body breakup of ^6He and its halo structure. *Phys Lett B*, 2021, 814: 136072
- 34 Nakamura T, Vinodkumar A. M, Sugimoto T, et al. Observation of strong low-lying E1 strength in the two-neutron halo nucleus ^{11}Li . *Phys Rev Lett*, 2006, 96: 252502
- 35 Cook K J, Nakamura T, Kondo Y, et al. Halo structure of the neutron-dripline nucleus ^{19}B . *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 212503
- 36 Labiche M, Orr N A, Marqués F M, et al. Halo structure of ^{14}Be . *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 600–603
- 37 Meister M, Markenroth K, Aleksandrov D, et al. $^8\text{He} - ^6\text{He}$: a comparative study of electromagnetic fragmentation reactions. *Nucl Phys A*, 2002, 700: 3–16
- 38 Fortunato L, Casal J, Horiuchi W, et al. The ^{29}F nucleus as a lighthouse on the coast of the island of inversion. *Commun Phys*, 2020, 3: 132
- 39 Bertsch G, Esbensen H. Pair correlations near the neutron drip line. *Ann Phys*, 1991, 209: 327–363
- 40 Esbensen H, Hagino K, Mueller P, et al. Charge radius and dipole response of ^{11}Li . *Phys Rev C*, 2007, 76: 024302
- 41 Kubota Y, Corsi A, Authalet G, et al. Surface localization of the dineutron in ^{11}Li . *Phys Rev Lett*, 2020, 125: 252501
- 42 Corsi A, Kubota Y, Casal J, et al. Searching for universality of dineutron correlation at the surface of borromean nuclei. *Phys Lett B*, 2023, 840: 137875
- 43 Tarasov O B, Ahn D S, Bazin D, et al. Discovery of ^{60}Ca and implications for the stability of ^{70}Ca . *Phys Rev Lett*, 2018, 121: 022501
- 44 Ahn D S, Amano J, Baba H, et al. Discovery of ^{39}Na . *Phys Rev Lett*, 2022, 129: 212502
- 45 Michel N, Li J G, Xu F R, et al. Two-neutron halo structure of ^{31}F . *Phys Rev C*, 2020, 101: 031301
- 46 Li H H, Li J G, Xie M R, et al. Unveiling potential neutron halos in intermediate-mass nuclei: An *ab initio* study. *Phys Rev C*, 2024, 109: L061304
- 47 Caurier E, Nowacki F, Poves A. Merging of the islands of inversion at $N = 20$ and $N = 28$. *Phys Rev C*, 2014, 90: 014302
- 48 Otsuka T, Suzuki T, Fujimoto R, et al. Evolution of nuclear shells due to the tensor force. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 232502
- 49 Erler J, Birge N, Kortelainen M, et al. The limits of the nuclear landscape. *Nature*, 2012, 486: 509–512
- 50 Yang Y L, Wang Y K, Zhao P W, et al. Nuclear landscape in a mapped collective hamiltonian from covariant density functional theory. *Phys Rev*

- C, 2021, 104: 054312
- 51 Nowacki F, Poves A, Caurier E, et al. Shape coexistence in ^{78}Ni as the portal to the fifth island of inversion. *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 272501
- 52 Nakamura T, Kobayashi N, Kondo Y, et al. Deformation-driven p-wave halos at the drip line: ^{31}Ne . *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 142501
- 53 Zhong S Y, Zhang S S, Sun X X, et al. Study of the deformed halo nucleus ^{31}Ne with Glauber model based on microscopic self-consistent structures. *Sci China Phys Mech Astron*, 2022, 65: 262011
- 54 An J L, Zhang K Y, Lu Q, et al. A unified description of the halo nucleus ^{37}Mg from microscopic structure to reaction observables. *Phys Lett B*, 2024, 849: 138422
- 55 Kanada-En'yo Y, Horiuchi H. Neutron-rich B isotopes studied with antisymmetrized molecular dynamics. *Phys Rev C*, 1995, 52: 647–662
- 56 Sun X X, Zhou S G. Rotating deformed halo nuclei and shape decoupling effects. *Sci Bull*, 2021, 66: 2072 – 2078
- 57 Hamamoto I. Deformed halo of $^{29}\text{F}_{20}$. *Phys Lett B*, 2021, 814: 136116
- 58 Sun X X, Zhao J, Zhou S G. Shrunk halo and quenched shell gap at $N = 16$ in ^{22}C : Inversion of sd states and deformation effects. *Phys Lett B*, 2018, 785: 530–535
- 59 Zhou S G, Meng J, Ring P, et al. Neutron halo in deformed nuclei. *Phys Rev C*, 2010, 82: 011301
- 60 Shubhchintak, Chatterjee R. Deformation effects in the Coulomb breakup of ^{31}Ne . *Nucl Phys A*, 2014, 922: 99–111

Summary for “丰中子晕核结构的实验研究进展与展望”

Progress and prospects of experimental studies on the structure of neutron-rich halo nuclei

Yelei Sun

School of Physics, Beihang University, Beijing 100191, China

E-mail: sunyelei@buaa.edu.cn

In recent years, with the development of radioactive nuclear beam physics, an increasing number of halo nuclei have been discovered, making the study of halo nuclei structures one of the frontiers in the field of nuclear physics. Halo nuclei exhibit exceptionally large spatial distributions, and their unique structural characteristics provide important information for understanding the nuclear force and the equation of state of dilute nuclear matter. The necessary conditions for halo formation are that (1) weakly binding of valence nucleons, typical separation energies less than 1 MeV and (2) low orbital angular momenta, such as $l = 0$ or 1. So far, 13 neutron-rich halo nuclei have been confirmed experimentally, from the lightest ${}^6\text{He}$ to the heaviest ${}^{37}\text{Mg}$, including ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{17}\text{B}$, ${}^{19}\text{B}$, ${}^{15}\text{C}$, ${}^{19}\text{C}$, ${}^{22}\text{C}$, ${}^{29}\text{F}$, ${}^{31}\text{Ne}$ and ${}^{37}\text{Mg}$.

This paper reviews the experimental research progress on the structure of neutron-rich halo nuclei, focusing on the experimental characteristics of halo nuclei relative to conventional atomic nuclei that are extracted through the transmission method, knockout reactions, and Coulomb dissociation reactions. The commonly accepted three experimental characteristics of halo nuclei are: (1) Large interaction cross sections, (2) narrow core momentum distributions, and (3) enhanced electric dipole strength. These three experimental characteristics are connected to the structural information of halo nuclei, which are: (1) The root-mean-square matter radius, (2) the valence nucleon configurations, and (3) the root-mean-square radius of valence neutrons.

Among the known neutron-rich halo nuclei, ${}^{11}\text{Li}$ and ${}^{22}\text{C}$ are the most prominent halo nuclei discovered so far. The root-mean-square matter radii of both are comparable to the matter radius of ${}^{48}\text{Ca}$ (~ 3.5 fm), while the root-mean-square radii of the halo neutron are comparable to the matter radius of ${}^{208}\text{Pb}$ (~ 5.5 fm). With the increasing number of experimental measurements and analysis of core momentum distributions, we have found that the typical core momentum distribution width (σ) of a halo nucleus is about 20 MeV/c, which is about 1/5 of the momentum distribution width of a stable conventional atomic nucleus. The narrow width of the core momentum distributions is also directly linked to the wide spatial distribution of the halo. In addition, the shape of the momentum distributions can be used to extract the angular momentum of the halo neutrons. The valence neutron state of neutron-rich halo nuclei are usually a coupling of multiple single-particle states. Regarding the currently experimental confirmed neutron-rich halo nuclei, neutron halo of ${}^{11}\text{Be}$, ${}^{15}\text{C}$, ${}^{19}\text{C}$ is dominated by $1s$ configuration. Neutron halo of ${}^{31}\text{Ne}$, ${}^{37}\text{Mg}$ is dominated by $2p$ configuration. For the two-neutron halo nuclei, the neutron halos of ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ and ${}^{11}\text{Li}$, contain a mixture of $2s$ and $1p$ waves, while the neutron halos of ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{17}\text{B}$, ${}^{19}\text{B}$, and ${}^{22}\text{C}$ contain a mixture of $2s$ and $1d$ waves.

The enhanced soft electric dipole response is the third significant feature of the halo nucleus, usually with a response peak at around 1 MeV. Due to the wide spatial distribution of the halo, the weakly bound neutron-rich halo nuclei can be relatively easily excited to continuous states consisting of core and neutron(s). So far, we have found that instead of the so called soft dipole resonance, the soft electric dipole response of the halo nucleus exhibits non-resonant characteristics. The electric dipole response of almost all the neutron-rich halo nuclei have been studied experimentally, except cases are ${}^{17}\text{B}$, ${}^{29}\text{F}$ and ${}^{22}\text{C}$. With the advancement of accelerator technology and the improvement of neutron detection efficiency, their electric dipole responses are also expected to be extracted in the coming years. With the help of non-energy-weighted sum rule, the electric dipole responses can be used to further extract the distance between the valence neutron(s) and the core. Such information is a key to understand the neutron-neutron correlations at low density.

Finally, this paper provides an outlook on the future research directions in the study of neutron-rich halo nuclei, including new neutron-rich halo candidates at heavier regions as well as deformed halos.

halo nuclei, neutron-rich halo nuclei, direct nuclear reactions, structure of halo nuclei

doi: [10.1360/TB-2024-0854](https://doi.org/10.1360/TB-2024-0854)