质子发射核结构研究进展

卞宝安^①, 孙扬^{②*}

① 江南大学理学院, 无锡 214122;

② 上海交通大学物理与天文系, 上海 200240

* 联系人, E-mail: sunyang@sjtu.edu.cn

2015-02-13 收稿, 2015-03-30 接受, 2015-06-19 网络版发表

国家自然科学基金(11005050, 11135005)资助

摘要 关于远离 β 稳定线的原子核的研究是当前原子核结构领域的一个重要前沿. 质子发射现象是远离 β 稳定线的原子核的一种重要衰变模式, 可以为研究质子滴线附近的原子核性质提供宝贵的信息. 现代实验技术已经能够比较深入地研究极端条件下的原子核结构情况, 许多最新实验结果为人们理解奇特原子核的性质起到了重要作用. 本文试图综述近年来国际上关于质子发射核研究的进展, 旨在为质子发射核结构研究提供一些参考.

关键词

质子发射核
原子核形变
转动带
半衰期

随着各种放射性束流装置的发展, 放射性核束的应用为核物理研究提供了全新的实验手段, 从而极大地开拓了对不稳定原子核研究的范围和深度. 对于丰质子、丰中子乃至滴线附近原子核结构的研究一直是核物理学家关注的热点^[1-3]. 不同于稳定原子核, 由于核子的弱束缚以及束缚态和连续谱之间的耦合, 在这些远离 β 稳定线的奇特核中人们发现了许多前所未有的现象, 其中特别引人注目的是中子晕及传统幻数的变化. 目前, 远离 β 稳定线的奇特核结构研究已成为核物理的一个主要研究课题. 而对放射性奇特核结构及其衰变过程的研究可以很好地检验现有的原子核理论和模型, 并促进它们的发展^[4].

在远离 β 稳定线的丰质子区域, 具有较大质子富余度的原子核可以通过发射质子来使原子核趋于稳定, 这就形成了质子发射现象^[5]. 因此, 质子发射现象是远离 β 稳定线核的一种重要衰变模式. 库仑斥力阻止具有大的质子富余度的原子核的存在, 这使得质子滴线的位置趋于 β 稳定线. 一般来说, 位于滴线的低 Z 质子发射核仅作为一个短寿命的共振态而存在. 而在位于滴线的高 Z 区, 由于在非束缚质子与核芯之间的库仑相互作用势垒的存在, 可使核存活足

够长的时间而被探测到. 事实上, 我们可以认为母核在开始时处于一种亚稳态上, 而质子发射是一个质子通过相互作用势垒的量子隧穿过程.

质子发射的衰变率对于母核和子核的结构很敏感, 它的半衰期提供了质子共振波函数的直接信息. 研究这种衰变模式对确定滴线核、研究滴线核形变、核半径、以及那里的核结构等均具有重要意义. 质子发射为研究远离质子滴线原子核提供了核结构信息. 事实上, 对于质子发射核的理论研究结果已经改变了许多人们以前对原子核结构的认识.

现代实验技术使得我们能够比较深入地研究极端条件下的原子核结构信息^[6-13]. 例如, 对那些处于质子数在 $Z=69$ 和 81 之间的质子发射核的基态和同核异能态的研究早有报道^[7]. 而其后实验观测到的异常衰变率显示原子核的核芯可能有形变^[8]. 接着, 人们发现了 $^{131}\text{Eu}(Z=63)$ 基态到子核的第一个 2^+ 激发态的质子发射^[9]. 随着实验装置和技术的不断发展, 人们又陆续发现了一些新的质子发射核^[10-13]. 以上这些实验结果大大地促进了质子衰变的理论研究, 特别是对那些形变质子发射核的研究^[14-17]. 粗略看来, 质子发射过程仅涉及到单质子如何通过库仑势垒的运动过程. 但实际上, 质子发射过程可以是非常复杂

引用格式: 卞宝安, 孙扬. 质子发射核结构研究进展. 科学通报, 2015, 60: 2058-2067

Bian B A, Sun Y. Progress in the structural studies of proton emitters (in Chinese). Chin Sci Bull, 2015, 60: 2058-2067, doi: 10.1360/N972014-01202

<https://engine.scichina.com/doi/10.1360/N972014-01202>

的。首先,从理论上完全把一个原子核多体波函数简单分离为单质子和子核部分是很困难的。另外,原子核的结构效应,如复杂的组态混合效应等也从很大程度上影响着衰变过程。但尽管存在上述困难,对于球形核来说,大部分的理论方法还是可以给出比较满意的结果^[18-20],例如球形WKB近似或扭曲波玻恩近似得到的半衰期和实验质子衰变谱因子数据还是很相符的。不足的是,这些计算一般都不是微观和完全自洽的。

质子发射的理论研究大部分集中于对质子发射核半衰期的计算,而对质子发射核的微观结构进行理论研究的工作并不多见。近年来实验中已经观测到了滴线附近的原子核基态和同核异能态的高品质能谱,从而可以使我们研究在高自旋处的形变质子发射。例如,Yu等人^[21]从实验上探测到了质子发射核¹⁵¹Lu的内束能谱。而对建立在质子发射核¹⁴⁷Tm和¹⁴¹Ho的基态和同核异能态上的转动带的研究发现,这两个核都是形变的^[22,23]。实验上也观测到了基于质子 $h_{11/2}$ 轨道的¹⁴⁵Ho和¹⁴⁵Tm的这两个核的转动带^[24,25]。以上这些工作为质子非束缚态的结构研究提供了宝贵的实验信息,为原子核结构模型在近滴线区域的应用提供了检验基础。

值得一提的是,在满足一定的条件下,理论曾预言有一些缺中子的偶Z核的基态有可能出现双质子发射现象^[26]。双质子发射是原子核的一种十分罕见的衰变模式。不过,欧洲人报道了他们从实验上成功地观测到 $N=Z$ 奇奇核⁹⁴Ag的 21^+ 高K(角动量在内禀坐标系中的投影)激发态(半衰期为0.39秒)有单质子和双质子的发射现象^[27]。目前,这种双质子发射现象的实验观测事例还很少,对产生双质子的发射核的核结构条件也不是很清楚。

本文结合本课题组近期研究形变质子发射核结构方面的工作,对关于质子发射核结构的研究进展,特别是在理论模型的发展方面进行介绍。

1 主要实验技术的发展

缺中子的质子衰变核一般由低能重离子熔合蒸发反应产生。由于其产额低、半衰期短和质子衰变能较低,需要用高效快速分离装置和高效率的探测器系统进行分离和探测。具有代表性的实验技术主要是由英国的Edinburgh研究组和Daresbury实验室,美国的阿贡(Argonne)国家实验室和橡树岭(Oak Ridge)国

家实验室完成的。首先是双面硅条探测器(DSSD)的发展,英国的Edinburgh研究组^[28]第一次应用此探测器研究了质子发射现象。其次是英国Daresbury实验室研制的反冲分离器(RS)^[29]和美国Argonne实验室研制的碎片质量分析仪(FMA)^[30]。这些装置分离出的熔合反应产物按质量/电荷(m/q)分布。和以往的方法相比,DSSD结合反冲质谱仪法能够提高探测灵敏度,而RS和FMA具有很快的分离时间($\sim 1 \mu s$),可以探测到半衰期非常小的衰变事件。这些实验装置的发展极大地促进了质子发射核的研究,可以有效地探测到一些新的质子发射现象。下面简单介绍这些实验装置和实验方法。

1.1 双面硅条探测器

Edinburgh研究组^[28]发展的这种探测器的位置分辨能力非常好。该探测器放置于Daresbury实验室RS的焦平面上,允许在探测器 x 方向直接测量注入的衰变核的 m/q 。Argonne实验室的FMA也利用同样的探测器研究了多个质子发射核。我国中国科学院近代物理研究所徐树威小组,采用DSSD及质子- γ 符合测量法,在稀土区质子滴线附近曾首次观测了9种核素的 β 缓发质子衰变^[31,32]。

1.2 Daresbury反冲分离器

RS^[29]之所以适用于质子发射现象研究,主要是由于它具有较大立体角($\sim 8 \text{ msr}$)和好的质量分辨能力。它的能量接受度是 $\pm 4\%$, m/q 接受度是 $\pm 1.2\%$ 。RS离子光学元件在两个速度选择器(Wein filter)之后产生了速度色散,紧接着在最后二极磁铁中产生反向动量/电荷色散。此分离器用到了各种四极和六极磁铁。为了限制靶的多重散射,靶的厚度控制在 1 mg/cm^2 以下。

1.3 Argonne碎片质量分析仪

FMA^[30]有着与RS相似的立体角和质量分辨能力,但其能量/电荷和 m/q 接受度更大(分别为 $\pm 20\%$, $\pm 4\%$)。FMA是能量聚焦装置,其中的磁电偶极子消除了由电偶极子引入的能量/电荷色散。四极透镜提供了焦平面图像,在装置中心形成了垂直交叉,并允许各种 m/q 色散。FMA的效率依赖于靶和束流反应道和反应率,由于增大的能量和电荷态接受度,它的效率约为上述RS的5倍。

1.4 反冲衰变标记(RDT)技术

人们通过对质子发射现象的研究发现, 质子发射核结构在很大程度上影响着质子衰变性质, 因此, 研究人员试图利用质子衰变来研究质子滴线外的原子核结构. RDT技术^[33]用于鉴别质子发射核的内束(in-beam) γ 跃迁. 在反冲分离器的焦平面上观测到的质子发射与分离器选择的反冲注入离子是关联的. 在分离器焦平面上标记注入事件, 使之与反冲分离器靶位置处的产物相关联, 这样可以过滤掉一些无关的事件. 通过这个方法, 就可以观测到产生核的 γ 射线, 并能够研究其高自旋态等衰变特性. 在RDT技术中, 除了利用DSSD将衰变和注入的离子关联之外, 注入的离子与在靶位置探测的内束 γ 射线是对应的. 因此, 衰变能够追溯性地与这些 γ 射线形成关联, 形成鉴别 γ 射线的一种基因指纹(genetic fingerprinting)技术. Paul等人利用此技术首次成功地鉴别了来自 ^{109}I 基态的 γ 跃迁^[33]. 之后, RDT技术应用于基于基态或同核异能态的质子发射现象研究^[5,34,35], 并首次在Argonne 实验室FMA焦平面上观测到了质子- γ 符合谱^[36]. 这些研究使人们能够观测到质子发射核的正负宇称带, 并通过理论确定其形变. 随着更先进的 γ 探测器、诸如Gammasphere阵列的利用, 人们可以观测到质子发射核更精细的 γ 射线谱.

2 球形质子发射核的理论模型

质子发射核具有很窄的共振谱, 能够利用孤立的准稳定态来描述. 一些基于标准反应理论的近似方法可以用来研究质子发射现象. 一般只要能够计算出质子发射核的共振宽度, 就可以得到质子衰变的半衰期. 对于球形质子发射核, 主要有下面3种方法用来计算共振宽度.

2.1 扭曲波波恩近似(DWBA)方法

利用DWBA计算衰变宽度时, 设母核初态波函数为 Ψ_{A+1} , 末态波函数为 $\Psi_{AP}\Psi_{AP}^{[18]}$. 其中, Ψ_{AP} 表示质子和子核间相对运动的球形波函数, Ψ_{AP} 是质子和子核内禀波函数的直积. 质子和子核之间的相互作用 V_{AP} 原则上是质子和子核内所有核子的两体相互作用之和. 根据扭曲波波恩近似, “真实”的相互作用 V_{AP} 可近似为原子核光学势 V_N 和库仑势 V_C 之和, 即 $V=V_N+V_C$. 根据Gell-Mann-Goldberger变换, 利用跃

迁振幅 $T_{A+1,Z+1;A,Z}=\langle \Psi_{AP}\Psi_{AP} | V_{AP} | \Psi_{A+1} \rangle$, 散射波函数径向部分和准束缚态质子的径向波函数 $\phi_{nlj}(r)$, 可以得到质子发射核的共振宽度

$$\Gamma = \frac{4\mu}{\hbar^2 k} \left| F_l(r)(V_N + \delta V^{\text{Coul}}) \phi_{nlj}(r) \right|^2.$$

其中, δV^{Coul} 是库仑势的修正, $F_l(r)$ 是库仑函数. 用此方法研究 ^{147}Tm 的 $1d_{3/2}$ 的质子衰变率, 发现上式各项对共振宽度的主要贡献来自于原子核表面区域^[18].

2.2 双势方法(TPA)

另外一种计算准稳定态衰变宽度的微扰方法是由Gurvitz和Kalbermann发展起来的所谓修正的双势方法^[37,38]. 设能量 $E>0$ 的粒子在有效势 $V(r)$ 中运动. 既然考虑的是准稳定态, 则能量 E 比势垒高度 V_B 低. 有效球形势 $V(r)$ 中包含离心势, 因此, 垒高取决于单粒子轨道角动量. 作用势 $V(r)$ 可分成两部分, 即 $V(r)=U(r)+W(r)$, 其中

$$U(r) = \begin{cases} V(r), & r \leq r_B (\text{势垒半径}), \\ V_B, & r > r_B, \end{cases}$$

$W(r)$ 是作用势的微扰部分,

$$W(r) = \begin{cases} 0, & r \leq r_B, \\ V(r) - V_B, & r > r_B. \end{cases}$$

根据微扰论, 在TPA中可以得到共振宽度

$$\Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k} \left| \phi_{nlj}(r_B) [\alpha \chi_l(r_B) + \chi_l'(r_B)] \right|^2,$$

这里 $\alpha = \sqrt{2\mu(V_B - E_0)} / \hbar$, $\phi_{nlj}(r_B)$ 是具有作用势 $U(r)$ 的体系哈密顿量所对应的本征函数的径向部分, $\chi_l(r)$ 是哈密顿 $T+W(r)+V_B$ 所对应的本征函数的径向部分. 此方法中的共振宽度仅仅依赖于在 r_B 处的波函数. 然而, 文献[38]得到的结果显示, 共振宽度不依赖于 r_B 的选取. 对 $\chi_l(r)$ 进一步讨论, 可以得到TPA1和TPA2近似方法^[39].

2.3 球形WKB方法

球形WKB是一种准经典方法. 对于原子核低能级的亚稳态, 应用该方法可以得到共振宽度

$$\Gamma = N \frac{\hbar}{4\mu} \exp \left\{ -2 \int_{r_1}^{r_2} |k(r)| dr \right\},$$

通过近似计算可以得到归一化因子 N 的简单形式

$$N^{-1} = \frac{1}{2} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{k(r)}.$$

这种简单的近似方法已被广泛地应用于球形质子发射核的研究^[40]。

用上述3种近似方法研究球形质子发射核时发现,定性上,共振宽度对质子-原子核作用势的参数是不太敏感的。一般来说,质子发射的半衰期主要依赖于质子分离能和轨道角动量。如果要使计算得到的半衰期与实验值符合地很好,必须要选择适当的质子-原子核作用势。

3 形变质子发射核的理论模型

随着实验技术的发展,人们已经成功地观测到了一些形变的质子发射核。很显然,研究这类原子核必须考虑集体运动和单粒子间的耦合,这大大丰富了质子发射核结构的研究内容。因此在近年来,人们把关注点更多地放在具有集体转动行为的形变质子发射核方面。目前用于描述形变质子发射核的主要理论模型有如下几种。

3.1 粒子-转子模型

粒子-转子模型是研究形变质子发射核结构和衰变性质的常用模型之一,具有图像清楚、计算简单等特点。在此理论框架下,人们发展出了多种用来处理形变质子发射核体系的方法。

3.1.1 绝热耦合道方法

在粒子-转子模型的强耦合近似框架下,基于Gamow共振的绝热耦合道方法认为,衰变核子在一个形变单粒子Nilsson轨道中运动,核芯是一个具有无穷大转动惯量的转子,因此Coriolis耦合可以被忽略。模型中用了具有形变的自旋-轨道项的Saxon-Woods作用势,通过求解Schrödinger方程可以得到形变单粒子态所对应的波函数^[41]。利用外向波的边界条件,可以把一个时间相关的衰变过程转化为一个定态问题,而满足这一边界条件的态是Gamow共振态,对应的能量是复能量。如果复共振能量具有足够小的虚部,则该方法可以获得母核所有Nilsson束缚单粒子能级和共振态。对于球形核,如果只有一个开放的反应道,这个虚部就可以用来定义衰变宽度。然而,由于内禀基中所描述的形变核角动量不是一个好量子数,衰变宽度不仅仅由虚部确定,还要考虑在衰变道中发现粒子和子核的概率。该方法可以研究质子发射核的单粒子共振行为,给出衰变态的波函数成分^[41]。人们通过由此计算得到的半衰期与实验

值的比较,确定了奇质子发射核的形变和基态自旋,预测了¹⁴¹Ho的同核异能态为 $K=1/2^{+}$ ^[42],同时描述了奇质子发射核的精细结构^[43]。该方法也被推广到形变的奇奇质子发射核的研究^[44]。

3.1.2 推广的Bugrov-Kadmenskii方法

以粒子-转子模型为基础,Bugrov和Kadmenskii提出了另一种研究形变质子发射核的方法^[45],成功地解释了小形变质子发射核的异常衰变率。该方法认为轴对称的形变质子发射核是由冻结的核芯和处于准束缚态的奇质子组成的。Davids等人^[8]在此基础上,根据绝热近似法将该模型推广到用于研究大形变质子发射核的衰变性质。他们同样忽略核芯的激发,在球形单粒子基中对角化形变哈密顿量即可获得衰变态的波函数,并用来计算质子衰变半衰期。计算结果显示,处于 $Z<69$ 的质子滴线区域的核具有大的形变^[8]。Sonzogni等人^[9]考虑了核芯激发后进一步发展了该模型,使衰变过程中包含了更多的向外传播的质子角动量。计算得到的半衰期与实验值符合得较好,使得该方法可以用来研究许多质子滴线区域的大形变质子发射核,并探索原子核形变在量子隧穿现象过程中所起的作用。

3.1.3 非绝热耦合道方法

Kruppa等人^[15,46]提出了用基于Gamow共振态的耦合道Schrödinger方程的非绝热方法来研究形变质子发射核。和绝热耦合道方法不同,该方法采用了粒子-转子模型中的弱耦合机制,并考虑了Coriolis耦合。模型中转子的转动惯量为有限值,即考虑了核芯的激发。通过求解耦合道Schrödinger方程获得径向波函数。该方程描述的质子在形变的平均势中的运动行为表明,在原点质子波函数是规则的,并渐进趋于纯的外向库仑波函数。这些边界条件导致能量本征值为复数。对于质子发射核出现的窄共振,通过求解的径向波函数可得到衰变道分宽度,而由求和得到的衰变宽度可计算质子衰变半衰期。该模型计算了具有稳定形变的质子发射核¹³¹Eu和¹⁴¹Ho的转动带,¹³¹Eu展现出了较强的耦合转动带特点,而¹⁴¹Ho展现出了简并的脱耦合带特点。计算得到的这两个核的质子半衰期和跃迁分支比与实验值符合较好^[15,46],具有较低轨道角动量的态的Coriolis混合能够增强激发态的衰变。但对于振动和过渡区的质子发射核,计算出的质子半衰期是实验值的4倍。所以,这一模型适用于具有稳定形变的质子发射核。在此模型基础

上人们还考虑了 γ 振动,结合R-矩阵和格林函数方法研究了 ^{141}Ho [47].但是该方法中没有考虑粒子间的对相互作用.计算结果表明,虽然 γ 振动影响了衰变性质,但结果与实验值仍然符合地不好.

3.1.4 耦合道格林函数方法

由于质子衰变率非常小而库仑相互作用范围很大,绝热耦合道方法和非绝热耦合道两种方法计算耗时较长.为了解决这个困难,人们提出了耦合道格林函数方法[16].此方法不仅考虑了Coriolis耦合,也考虑了库仑相互作用、原子核势和形变的自旋-轨道相互作用的多极项.此时,求解耦合方程所得到的能量本征值是实数,因此,衰变态即共振波函数是驻波函数.由于格林函数可以很好地处理长程库仑多极相互作用的影响,利用实数能量所对应的确定共振态的边界条件,通过Gell-Mann-Goldberger变换和格林函数方法可以得到最终的质子波函数,这样就可以计算衰变率.在绝热近似下,通过考虑形变的自旋-轨道相互作用,计算得到的 ^{131}Eu 分支比与实验值符合很好.这表示衰变分支比对于自旋-轨道相互作用是非常敏感的[16].但计算结果显示,该方法不能很好地描述 ^{141}Ho 的基态衰变性质,这可能是由于在不考虑对效应的情况下,出现了过强的Coriolis混合.为了研究三轴形变的质子发射核,人们还把该模型推广到了包含三轴形变的情况[48].结果表明,当 $\gamma < 5^\circ$ 时,计算得到的 ^{141}Ho 衰变宽度和 2^+ 分支比与实验值符合得较好.衰变宽度对三轴形变不太敏感,而 2^+ 分支比则显示出了较强的相关性.因此人们猜测,三轴形变对这个原子核结构的影响可能主要在高自旋和高激发能区域.

3.1.5 非绝热准粒子方法

考虑了Coriolis耦合的非绝热法和耦合道方法得到的质子衰变率和分支比与实验值符合得不是很好,如果考虑谱因子,差别将加大.形变质子发射核的衰变宽度对波函数中那些贡献较小成分的态是非常敏感的.剩余相互作用可以修正这种态的混合.Fiorin等人提出了包含Coriolis混合和剩余对相互作用的非绝热准粒子方法[49].他们的体系哈密顿量包含剩余相互作用和核芯的集体转动,通过求解耦合Schrödinger方程得到计算衰变宽度需要的质子波函数.利用Bogoliubov变换,将Nilsson单粒子能量变换为准粒子能量,从而体现了剩余对相互作用效应.考虑此效应后得到的 ^{141}Ho 半衰期(2.6 ms)与实验值

(4.2 ± 0.4 ms)[23]符合地较好,从而改善了非绝热法(19.1 ms)[15],耦合道法(12.5 ms)[16]的结果.该方法通过考虑三轴形变,很好地解释了 ^{141}Ho 的基态和同质异能态的衰变宽度、衰变率等实验数据;当指定 $3/2^+$ 作为衰变态时,也能够很好地解释实验观察到的同核异能态精细结构[50].此外,通过考虑剩余中子-质子相互作用,该模型还被推广到研究奇-奇形变核[51].理论结果很好地再现了 ^{130}Eu 的质子半衰期,同时发现,Coriolis和剩余中子-质子相互作用对波函数具有一定的影响.

3.2 含时的两维Schrödinger方程法

质子发射是个量子隧穿问题,为了更深入地研究具体的物理过程,人们提出了描述质子-子核体系演化的含时Schrödinger方程法[52].该方法能够描述质子和轴对称平均势(由子核中的核子产生的)之间相互作用的演化.质子准稳定态波函数满足含时Schrödinger方程.如果母核是轴对称形变的,则在描述它的坐标系中的总角动量不是好量子数,同时三维方程转化为两维情况.在有限空间格点中利用时间传播法(称作MSD2)求解含时Schrödinger方程,可以获得质子波函数.然后可以计算隧穿概率、衰变宽度、隧穿角分布及角动量平均值等.该方法研究了对应于真实能级交叉和准能级交叉这两种情况下的衰变,及在交叉点衰变性质随形变的变化关系.结果显示,来自于形变核亚稳态的质子衰变研究可以辨别两种类型的交叉,并确定相关原子核态的结构.如,通过衰变性质的动力学演化,对于真实交叉态及给定的形变,2个渐进衰变率的差可以由2个衰变态“剩余”角动量来解释;对于准交叉态,2个衰变态的能级差则可以解释它们质子衰变率的差异.

3.3 相对论Hartree-Bogoliubov(RHB)模型

为了对形变质子发射核的基态性质做完全微观、自洽的研究,Vretenar和Lalazissis等人[53-55]提出了基于RHB理论的模型.该模型的哈密顿量包含自洽平均场(采用NL3有效相互作用)和对力(采用有限程的Gogny相互作用D1S的对力部分).计算过程大致是,对自洽场进行Hartree近似,求解RHB方程,可以得到一组正交、归一的单准粒子态,对应的本征值是单准粒子能量.然后,将得到的准粒子本征谱变换为单粒子态的正则基.这个变换确定了正则态的能量和占

有概率. 该模型预言了质子滴线的位置, 计算得到的质子发射核的质子分离能与实验值符合得较好^[53], 同时得到的四极形变值也与宏观-微观质量模型的结果相符合. 后来姚江明等人^[56]在该模型的基础上发展了三轴形变相对论平均场模型, 并通过具有常数对隙的BCS方法研究了对关联. 计算质子分离能发现, 三轴形变和对关联都起着重要作用, 由此计算的谱因子与WKB近似法得到的结果一致.

4 投影壳模型(PSM)

投影壳模型(PSM)^[57,58]的计算是从形变的Nilsson单粒子态出发. 和所有利用形变基进行的计算一样, 形变内禀基破坏了系统的转动对称性. 为了计算可观测量, 必须对波函数中被破坏的转动对称性进行恢复. PSM在考虑了BCS方法描述的对关联以后, 建立了一个Nilsson+BCS准粒子基, 然后通过角动量投影方法恢复被破坏的转动对称性以获得一个在实验室坐标系中定义的壳模型基, 在这个投影基中对角化壳模型哈密顿量. 投影壳模型是一个量子力学的模型, 自建立后的20多年里, 它曾成功地应用于各种形变核体系^[59-63]. 例如, 用于研究超形变核的结构^[62], 超重核的转动机制^[63], 超重核中首次发现的4-准粒子同核异能态^[64], 以及沿 $N=Z$ 线原子核的转动^[65]. 最近, 本文作者利用该模型首次研究了质子发射核的结构^[66].

如图(1)所示, PSM计算的 ^{141}Ho $7/2^-$ 和 $1/2^+$ 带能级与实验值符合地很好. 理论结果指出, $1/2^+$ 带的 $3/2^+$ 态和 $1/2^+$ 带头能量近似简并. 对于 $1/2^+$ 带, $E(I)-E(I-1)$ 能级图(图2(a))显示出这样一个图像, 带内能级近似地两两成对简并. 而在实验中, 人们仅可以观察到能量优先的那个分支(见文献^[23]图(2)). 图(2(b))显示了对这个带计算的磁偶极跃迁几率 $B(M1, I \rightarrow I-1)$. 可以看到, $M1$ 仅出现在能量不优先态到优先态的跃迁, 而相反的情况则被强烈地抑制了. 特别是, 由于 γ 衰变 $B(M1, 3/2^+ \rightarrow 1/2^+)$ 近似为零, 使得 $3/2^+$ 态成为一个同核异能态, 从而这个态的质子发射成为优先衰变模式. 这和Arumugam等人^[50]的结果是一致的.

转动惯量这个物理量可以很好地描述形变核的转动行为. 图(3)给出了计算的 ^{141}Ho 动力学转动惯量($J^{(2)}$)与实验值的比较. PSM计算结果表明, 对于 $7/2^-$ 带, PSM正确地再现了实验中观察到的 $J^{(2)}$ 变化行为, 并进一步预言了 $J^{(2)}$ 开始下降的转动频率. 对于 $1/2^+$

图1 计算的 ^{141}Ho 能级以及与实验值的比较. 取自文献[66]

Figure 1 Calculated energy levels for ^{141}Ho and comparison with experimental data. This figure is taken from Ref. [66]

图2 计算的 ^{141}Ho $1/2^+$ 带跃迁性质. (a) 能级差; (b) $B(M1, I \rightarrow I-1)$. 取自文献[66]

Figure 2 Calculated property of transition for the $1/2^+$ band in ^{141}Ho . (a) energy differences; (b) $B(M1, I \rightarrow I-1)$. This figure is taken from Ref. [66]

图3 ^{141}Ho 计算的转动惯量, 以及与实验值的比较. (a) $7/2^-$ 带; (b) $1/2^+$ 带. 取自文献[66]

Figure 3 Calculated dynamical moments of inertia for ^{141}Ho and comparison with experimental data. (a) $7/2^-$ band; (b) $1/2^+$ band. This figure is taken from Ref. [66]

带, PSM正确地再现了实验观测到的 $J^{(2)}$ 在低转动频率处的剧烈变化, 并预言了在高自旋态会出现振荡. 当然, 这一现象需要进一步的实验证实. $J^{(2)}$ 的变化是波函数结构变化的一个重要暗示. 我们知道, 处于高角动量轨道的核子对转动运动是十分敏感的, 它们的自旋方向可以很容易地沿着系统的转动方向顺排. 在自旋顺排过程中, 能够观察到在很小的转动频率间隔内, 转动惯量会突然增加. 人们特别感兴趣的是, 哪些轨道在转动惯量突变时扮演着主要角色. 在PSM中, 可以通过1个和3个准粒子组态带的交叉来

描述奇质量核的转动行为的变化, 如图(4)所示. 图中所出现的组态来自于费米能附近的形变Nilsson单粒子态. 对于正宇称, 3准粒子带与1准粒子带在自旋 $I=37/2^+$ 处交叉. 交叉的3准粒子带组态是 $\pi(K=7/2, h_{11/2})$ 质子与一对中子 $\nu[(K=7/2, h_{11/2})+(K=1/2, f_{7/2})]$ 的耦合. 带交叉引起了在晕转谱中出现突变, 导致 $J(2)$ 在 $\hbar\omega \approx 0.47$ MeV处产生尖锐的峰值. 同样, 负宇称带中各准粒子带行为可以很好地解释 $1/2^+$ 带转动惯量出现的变化现象.

最后, 我们发现 $1/2^+$ 和 $3/2^+$ 带头能量对十六极形变

图4 (网络版彩色) ^{141}Ho 计算的能带图. (a) 负宇称带; (b) 正宇称带. 取自文献[66]

Figure 4 (Color online) Calculated band diagrams for ^{141}Ho . (a) negative-parity bands; (b) positive-parity bands. This figure is taken from Ref. [66]

是十分敏感的. 随着十六极形变的变化, 它们的位置存在着一种竞争关系. 这一结果与文献[23]的结果是一致的. 我们因此可以推论, ^{141}Ho 的基态有十六极形变.

Seweryniak等人^[23]通过唯象的计算发现, ^{141}Ho 也许是三轴形变的. Arumugam等人^[50]通过三轴的刚性转子模型研究了该核的质子发射性质. Davids和Esbensen通过对衰变性质的计算, 建议该核可能存在三轴形变, 但他们的模型没有包含对关联^[48]. 目前的PSM计算是在轴对称的四极及十六极形变基中进行的. 因此, 在带混合前, 每个理论能带具有好的 K 量子数. 虽然计算是在轴对称下展开的, 但是在对角化过程中能够引入小的三轴效应, 即在哈密顿量中 $\mu \neq 0$ 成分混入了具有不同量子数 K 的组态. 我们认为, 质子发射核的三轴形变是个很有意义的课题, 值得去做进一步的深入研究.

5 总结和展望

质子发射核研究是目前国际核物理界非常关注

的问题之一. 本文简要地总结了质子发射核结构研究进展, 并特别介绍了处理这类问题常见的理论模型. 质子发射现象为研究近质子滴线的原子核提供了宝贵的结构信息. 随着实验技术的发展, 不断有新的质子发射核及新的衰变现象发现, 从而极大地促进了质子发射核的理论研究.

质子发射现象是一个非常复杂的过程. 尽管现在有许多理论能够解释质子发射核的衰变性质和结构, 但它们大多不是完全微观和自洽的方法. 这些方法中包含了一些近似, 特别是忽略了核结构对衰变性质的影响, 只能处理某些区域的原子核. 这些方法对衰变性质的计算添加了一些唯象因素, 使得能够较好地再现实验数据. 因此, 目前对质子发射核, 特别是形变核的研究, 需要人们进一步理解质子发射过程, 通过充分考虑核结构效应来更好地研究质子发射核. 这需要更多的实验来验证现有的理论, 并促进理论不断发展, 从而使我们对质子发射核现象有一个更充分和深入的认识.

参考文献

- 1 Ren Z Z, Chen B Q, Ma Z Y, et al. One-proton halo in ^{26}P and two-proton halo in ^{27}S . *Phys Rev C*, 1996, 53: R572–R575
- 2 Meng J, Ring P. Relativistic Hartree-Bogoliubov description of the neutron halo in ^{11}Li . *Phys Rev Lett*, 1996, 77: 3963–3966
- 3 Blank B, Borge M J G. Nuclear structure at the proton drip line: Advances with nuclear decay studies. *Prog Part Nucl Phys*, 2008, 60: 403–483
- 4 Pfützner M, Karny M, Grigorenko L V, et al. Radioactive decays at limits of nuclear stability. *Rev Mod Phys*, 2012, 84: 567–619
- 5 Woods P J, Davids C N. Nuclei beyond the proton drip-line. *Annu Rev Nucl Part Sci*, 1997, 47: 541–590
- 6 Bingham C R, Tantawy M N, Batchelder J C, et al. Nuclear structure studies at the proton drip line via proton radioactivity studies. *Nucl Instrum Methods Phys Res, Sect B*, 2005, 241: 185–189
- 7 Davids C N, Woods P J, Batchelder J C, et al. New proton radioactivities $^{165,166,167}\text{Ir}$ and ^{171}Au . *Phys Rev C*, 1997, 55: 2255–2266
- 8 Davids C N, Woods P J, Seweryniak D. Proton radioactivity from highly deformed nuclei. *Phys Rev Lett*, 1998, 80: 1849–1852
- 9 Sonzogni A A, Davids C N, Woods P J, et al. Fine structure in the decay of the highly deformed proton emitter ^{131}Eu . *Phys Rev Lett*, 1999, 83: 1116–1119
- 10 Bingham C R, Batchelder J C, Rykaczewski K, et al. Identification of a proton-emitting isomer in ^{151}Lu . *Phys Rev C*, 1999, 59: R2984–R2988
- 11 Soramel F, Guglielmetti A, Stroe L, et al. New strongly deformed proton emitter: ^{117}La . *Phys Rev C*, 2001, 63: R031304
- 12 Mahmud H, Davids C N, Woods P J, et al. New results on proton emission from odd-odd nuclei. *Eur Phys J A*, 2002, 15: 85–87
- 13 Kettunen H, Enqvist T, Grahn T, et al. Decay studies of $^{170,171}\text{Au}$, $^{171-173}\text{Hg}$, and ^{176}Tl . *Phys Rev C*, 2004, 69: 054323
- 14 Ferreira L S, Maglione E, Liotta R J. Nucleon resonances in deformed nuclei. *Phys Rev Lett*, 1997, 78: 1640–1643
- 15 Kruppa A T, Barmore B, Nazarewicz W, et al. Fine structure in the decay of deformed proton emitters: Nonadiabatic approach. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 4549–4552
- 16 Esbensen H, Davids C N. Coupled-channels treatment of deformed proton emitters. *Phys Rev C*, 2000, 63: 014315
- 17 Delion D S, Liotta R J, Wyss R. Systematics of proton emission. *Phys Rev Lett*, 2006, 96: 072501
- 18 Aberg A, Semmes P B, Nazarewicz W. Spherical proton emitters. *Phys Rev C*, 1997, 56: 1762–1772
- 19 Davids C N, Esbensen H. Decay rates of spherical and deformed proton emitters. *Phys Rev C*, 2000, 61: 054302
- 20 Talou P, Carjan N, Negreverde C, et al. Exact dynamical approach to spherical ground-state proton emitters. *Phys Rev C*, 2000, 62: 014609

- 21 Yu C H, Batchelder J C, Bingham C R, et al. In-beam spectroscopy study of the proton emitter ^{151}Lu . *Phys Rev C*, 1998, 58: R3042–R3045
- 22 Seweryniak D, Davids C N, Walters W B, et al. In-beam γ -ray spectroscopy of the proton emitter $^{147}_{69}\text{Tm}$ using recoil-decay tagging. *Phys Rev C*, 1997, 55: R2137–R2141
- 23 Seweryniak D, Woods P J, Ressler J J, et al. Rotational bands in the proton emitter ^{141}Ho . *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 1458–1461
- 24 Goettig L, Gelletly W, Lister C J, et al. Decoupled bands in odd-A rare-earth nuclei below $N = 82$. *Nucl Phys A*, 1987, 475: 569–578
- 25 Seweryniak D, Blank B, Carpenter M P, et al. Effect of a triaxial nuclear shape on proton tunneling: The decay and structure of ^{145}Tm . *Phys Rev Lett*, 2007, 99: 082502
- 26 Goldanskii V I. On neutron-deficient isotopes of light nuclei and the phenomena of proton and two-proton radioactivity. *Nucl Phys*, 1960, 19: 482–495
- 27 Mukha I, Roeckl E, Batist L, et al. Proton–proton correlations observed in two-proton radioactivity of ^{94}Ag . *Nature*, 2006, 439: 298–302
- 28 Sellin P J, Woods P J, Branford D, et al. A double-side silicon detector system for proton radioactivity studies. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A*, 1992, 311: 217–223
- 29 James A N, Morrison T P, Ying k L, et al. Microsecond mass separation of heavy compound nucleus residues using the daresbury recoil separator. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A*, 1988, 267: 144–152
- 30 Davids C N, Back B B, Bindra K, et al. Startup of the fragment mass analyzer at ATLAS. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect B*, 1992, 70: 358–365
- 31 Xu S W, Xie Y X, Li Z K, et al. New-delayed proton precursor ^{135}Gd . *Z Phys A*, 1996, 356: 227–228
- 32 Xu S W, Li Z K, Xie Y X, et al. β -delayed proton decay near the proton drip-line (in Chinese). *High Energy Phys Nucl Phys*, 2004, 28: 1–4 [徐树威, 李占奎, 谢元祥, 等. 质子滴线附近的缓发质子衰变. *高能物理与核物理*, 2004, 28: 1–4]
- 33 Paul E S, Woods P J, Davinson T, et al. In-beam γ -ray spectroscopy above ^{100}Sn using the new technique of recoil decay tagging. *Phys Rev C*, 1995, 51: 78–87
- 34 Yu C H, Batchelder J C, Bingham C R, et al. In-beam spectroscopy study of the proton emitter ^{151}Lu . *Phys Rev C*, 1998, 58: R3042–R3045
- 35 Robinson A P, Woods P J, Seweryniak D, et al. Ground state proton radioactivity from ^{121}Pr : When was this exotic nuclear decay mode first discovered? *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 032502
- 36 Seweryniak D, Davids C N, Robinson A P, et al. Proton decay: Spectroscopic probe beyond the proton drip line. *J Phys G*, 2005, 31: S1503–S1508
- 37 Gurvitz S A, Kalbermann G. Decay width and the shift of a quasistationary state. *Phys Rev Lett*, 1987, 59: 262–265
- 38 Gurvitz S A. Novel approach to tunneling problems. *Phys Rev A*, 1988, 38: 1747–1759
- 39 Berggren T, Olanders P. Alpha decay from deformed nuclei: (I). Formalism and application to ground-state decays. *Nucl Phys A*, 1987, 473: 189–220
- 40 Buck B, Merchant A C, Perez S M. Ground state proton emission from heavy nuclei. *Phys Rev C*, 1992, 45: 1688–1692
- 41 Maglione E, Ferreira L S, Liotta R J. Nucleon decay from deformed nuclei. *Phys Rev Lett*, 1998, 81: 538–531
- 42 Maglione E, Ferreira L S, Liotta R J. Proton emission from deformed nuclei. *Phys Rev C*, 1999, 59: R589–R562
- 43 Maglione E, Ferreira L S. Fine structure in proton emission from deformed ^{131}Eu . *Phys Rev C*, 2000, 61: 047307
- 44 Ferreira L S, Maglione E. Odd-odd deformed proton emitters. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 1721–1724
- 45 Bugrov V P, Kadenskii S G. Proton decay of deformed nuclei. *Sov J Nucl Phys*, 1998, 49: 967–972
- 46 Barmore B, Kruppa A T, Nazarewicz W, et al. Theoretical description of deformed proton emitters: Nonadiabatic coupled-channel method. *Phys Rev C*, 2000, 62: 054315
- 47 Kruppa A T, Nazarewicz W. Gamow and R-matrix approach to proton emitting nuclei. *Phys Rev C*, 2004, 69: 054311
- 48 Davids C N, Esbensen H. Decay rate of triaxially deformed proton emitters. *Phys Rev C*, 2004, 69: 034314
- 49 Fiorin G, Maglione E, Ferreira L S. Theoretical description of deformed proton emitters: Nonadiabatic quasiparticle method. *Phys Rev C*, 2003, 67: 054302
- 50 Arumugam P, Ferreira L S, Maglione E. Proton emission, gamma deformation, and the spin of the isomeric state of ^{141}Ho . *Phys Lett B*, 2009, 680: 443–447
- 51 Patial M, Arumugam P, Jain A K, et al. Effects of Coriolis and residual neutron–proton interactions in the proton emission from ^{130}Eu . *Phys Lett B*, 2013, 718: 979–982
- 52 Talou P, Carjan N, Strottman D. Time-dependent properties of proton decay from crossing single-particle metastable states in deformed nuclei. *Phys Rev C*, 1998, 58: 3280–3285
- 53 Vretenar D, Lalazissis G A, Ring P. Relativistic Hartree-Bogoliubov description of the deformed ground-state proton emitters. *Phys Rev Lett*, 1999, 82: 4595–4598
- 54 Lalazissis G A, Vretenar D, Ring P. Ground-state properties of deformed proton emitters in the relativistic Hartree-Bogoliubov model. *Nucl Phys A*, 1999, 650: 133–156

- 55 Lalazissis G A, Vretenar D, Ring P, et al. Transitional Lu and spherical Ta ground-state proton emitters in the relativistic Hartree-Bogoliubov model. *Phys Rev C*, 1999, 60: R051302
- 56 Yao J M, Sun B, Woods P J, et al. Effects of triaxial deformation and pairing correlation on the proton emitter ^{145}Tm . *Phys Rev C*, 2008, 77: 024315
- 57 Hara K, Sun Y. Projected shell model and high-spin spectroscopy. *Int J Mod Phys E*, 1995, 4: 637–785
- 58 Sun Y, Hara K. Fortran code of the projected shell model: Feasible shell model calculations for heavy nuclei. *Comput Phys Commun*, 1997, 104: 245–258
- 59 Sun Y, Feng D H, Wen S X. Varied signature splitting phenomena in odd proton nuclei. *Phys Rev C*, 1994, 50: 2351–2357
- 60 Bian B A, Di Y M, Long G L, et al. Systematics of g factors of 2_1^+ states in even-even nuclei from Gd to Pt: A microscopic description by the projected shell model. *Phys Rev C*, 1997, 75: 014312
- 61 Yang Y C, Jin H, Sun Y, et al. Nature of the $9/2^+$ band in odd-mass neutron-rich Cr nuclei. *Phys Lett B*, 2011, 700: 44–48
- 62 Sun Y, Zhang J Y, Guidry M. Systematic description of yrast superdeformed bands in even-even mass-190 region. *Phys Rev Lett*, 1997, 78: 2321–2324
- 63 Al-Khudair F, Long G L, Sun Y. Competition in rotation-alignment between high- j neutrons and protons in transfermium nuclei. *Phys Rev C*, 2009, 79: 034320
- 64 Herzberg R D, Greenlees P T, Butler P A, et al. Nuclear isomers in super heavy elements as stepping stones toward the island of stability. *Nature*, 2006, 442: 896–899
- 65 Sun Y. Projected shell model study on nuclei near the $N = Z$ line. *Eur Phys J A*, 2003, 20: 133–138
- 66 Bian B A, Sun Y, Yang Y C. Projected shell model description for rotational bands in the proton emitter ^{141}Ho . *Phys Rev C*, 2014, 89: 014317

Progress in the structural studies of proton emitters

BIAN BaoAn¹ & SUN Yang²

¹ School of Science, Jiangnan University, Wuxi 214122, China;

² Department of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China

Studies of nuclei far from the β stability line have been at the forefront of nuclear structure research. Proton radioactivity is an important decay mode for nuclei near the proton drip-line. Studies of this decay mode can reveal valuable information on exotic nuclear structure and provide deep insights on the organization of nuclei in extreme conditions. For example, recent advances in modern experimental techniques have allowed the measurement of the detailed rotational structure of proton emitters. Yu et al. of the Oak Ridge National Laboratory identified states in the ground-state proton emitter ^{151}Lu , which were populated by using the recoil-decay tagging technique. The systematic data suggested a possible isomeric level at high spin in ^{151}Lu . In addition, by using the same technique, Seweryniak et al. of the Argonne National Laboratory observed rotational bands feeding the ground state and the isomeric state in the proton emitter ^{141}Ho . These authors showed that, by using a state-of-the-art detection system, it is possible to study excited states in nuclei produced with sub 100 nb cross-sections. These new experimental data have given us valuable information for understanding the interactions in exotic systems, which motivate further theoretical development. For example, in the experimental work of Seweryniak et al., the authors challenged existing theoretical models to include non-axial degrees of freedom in the nuclear potential in calculations of proton decay rates. In this article, we provide a brief review on the recent progress in the studies of proton emitters, with an emphasis on introducing exciting theoretical models. A good model should not only yield the decay rates, but should also contain microscopic degrees of freedom that provide information on the detailed structure. This requires developing theoretical models that extend beyond the semi-classical methods, for example those based on the particle-rotor model. We mention several such attempts that are documented in the literature, including the relativistic Hartree-Bogoliubov model of Vretenar, Lalazissis, and Ring, and the most recent application of the projected shell model by the current authors.

proton emitter, nuclear deformation, rotational band, decay half-life

doi: 10.1360/N972014-01202