

《原子核物理评论》

www.npr.ac.cn

n Nuclear Physics Review



Started in 1984

# 四质子非束缚核<sup>18</sup>Mg的实验研究

金瑜 倪磊 华辉 李智焕 牛晨阳 吴鸿毅

# Experimental Study of the Four-Proton Unbound Nucleus <sup>18</sup>Mg

JIN Yu, NI Lei, HUA Hui, LI Zhihuan, NIU Chenyang, WU Hongyi

在线阅读 View online: https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC79

# 引用格式:

金瑜, 倪磊, 华辉, 李智焕, 牛晨阳, 吴鸿毅. 四质子非束缚核<sup>18</sup>Mg的实验研究[J]. 原子核物理评论, 2024, 41(1):163-171. doi: 10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC79

JIN Yu, NI Lei, HUA Hui, LI Zhihuan, NIU Chenyang, WU Hongyi. Experimental Study of the Four-Proton Unbound Nucleus <sup>18</sup>Mg[J]. Nuclear Physics Review, 2024, 41(1):163–171. doi: 10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC79

## 您可能感兴趣的其他文章

## Articles you may be interested in

# 质子滴线外奇异原子核的衰变研究

Decay Studies of Exotic Nuclei Beyond the Proton Dripline 原子核物理评论. 2023, 40(3): 327-340 https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.40.2022132

# 质子滴线核<sup>8</sup>B的实验研究进展

Study on Proton Drip-line Nucleus <sup>8</sup>B 原子核物理评论. 2019, 36(2): 135-143 https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.36.02.135

## 缺中子Np新核素的α衰变研究

α Decay Studies on New Neutron-deficient Np Isotopes 原子核物理评论. 2020, 37(3): 455-461 https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC44 原子核物理评论 Nuclear Physics Review

Vol. 41, No. 1 Mar., 2024

文章编号: 1007-4627(2024)01-0163-09

编辑推荐

# 四质子非束缚核<sup>18</sup>Mg的实验研究

金瑜<sup>1,2</sup>, 倪磊<sup>1</sup>, 华辉<sup>1</sup>, 李智焕<sup>1</sup>, 牛晨阳<sup>1</sup>, 吴鸿毅<sup>1</sup>

(1.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;2.中国工程物理研究院材料研究所,四川 绵阳 621907)

**摘要:**对滴线外原子核自发核子发射现象的实验研究,有助于人们探寻滴线外的新核素,揭示非束缚原子核 的奇特结构和衰变特性,进而探索原子核稳定性的极限、理解同位旋极端不对称条件下核子间的相互作用。 文章将介绍我们对质子滴线外的新镁同位素<sup>18</sup>Mg的四质子衰变现象的实验研究。首先介绍实验使用的放射 性束流线和探测器设置,给出了束流粒子与衰变产物的粒子鉴别结果。然后重点介绍了闪烁光纤探测阵列及 其数据分析方法。结合该阵列在本次实验中的探测效率和位置分辨表现,模拟结果证明了该阵列对于提高不 变质量谱分辨的必要性。最后利用不变质量法,由<sup>14</sup>O+4p五体符合测量事件重建得到了<sup>18</sup>Mg的衰变能谱。 Gamow 壳模型理论计算可以较好地描述实验结果,表明连续谱耦合效应对于滴线外原子核的结构存在显著 影响。实验测得的<sup>18</sup>Mg的2<sup>+</sup>态激发能比传统幻数核<sup>20</sup>Mg更高,表明在极端丰质子的Mg同位素中可能出现 了*N=*8的壳减弱或某些奇特的核结构效应。

**关键词:** 滴线; 新核素; 四质子衰变; <sup>18</sup>Mg; 不变质量法; *N*=8壳 **中图分类号:** O571.53 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC79

# 0 引言

原子核是在强相互作用束缚下形成的量子多体系统。 目前已知的稳定核素接近300种,而实验上发现的不稳 定核素则多达3000多种<sup>[1-3]</sup>,这些不稳定核素会通过 放射性衰变转化为稳定核素。β稳定线附近的核素通常 发生α衰变、β衰变或自发裂变(重核区)。随着靠近质 子或中子滴线,原子核最外层核子的结合能逐渐降低直 至变为负值,滴线外的原子核一般通过自发发射核子来 进行衰变。

对于滴线外原子核的单核子发射过程,由于受到能量和动量守恒的限制,其衰变运动学是完全确定的。随着发射的核子数增加,衰变产物间的关联逐渐复杂化,呈现出了更多新奇的现象,对这种多核子发射现象的研究有助于人们认识原子核的新规律并完善极端不稳定核的理论模型。在中子滴线一侧,目前实验观测到发射核子数最多的是<sup>7</sup>H<sup>[4]</sup>和<sup>28</sup>O<sup>[5]</sup>两个四中子发射核;在质子滴线一侧,2010年发现了第一例四质子发射核<sup>8</sup>C<sup>[6]</sup>,它主要通过两步连续的直接双质子发射过程,经过<sup>6</sup>Be的基态进行衰变。值得一提的是,Charity等<sup>[7–8]</sup>近期在实验上发现了不稳定核<sup>9</sup>N,并且在<sup>9</sup>N中首次观测到

了五质子发射的现象。

本文将介绍我们首次发现的<sup>18</sup>Mg<sup>[9]</sup>的实验研究工 作, 它也是目前已知的第二例四质子发射核。目前实验 已知的多质子发射核同时发射质子的数量最多为两个, 所有已观测到的三质子或四质子非束缚核的衰变过程都 可以简化为单质子发射和/或同时双质子发射的级联过 程。<sup>18</sup>Mg衰变路径上可能的中间态核<sup>17</sup>Na、<sup>16</sup>Ne和 <sup>15</sup>F的能级结构对确定<sup>18</sup>Mg衰变模式非常重要。对于 <sup>16</sup>Ne和<sup>15</sup>F,目前的实验结构信息已较为精确<sup>[10-13]</sup>, 但是关于17Na的实验结构信息较少,实验上只看到了 一个很宽的共振峰<sup>[14]</sup>,其单质子分离能结合理论计算 也只能给出一个范围 – 3.45 MeV  $\leq S_{1n} \leq 1.4$  MeV [14-15]。 根据已知的能级位置来看, <sup>18</sup>Mg有很大概率经过双质 子中间核 <sup>16</sup>Ne 进行衰变(类似 <sup>8</sup>C),但由于 <sup>17</sup>Na 的能级 位置和宽度未知,因此难以确定从<sup>18</sup>Mg到<sup>16</sup>Ne的双质 子衰变模式。本工作通过重建<sup>14</sup>O+4p符合事件的不同 子系统<sup>14</sup>O+1p、<sup>14</sup>O+2p、<sup>14</sup>O+3p的相对能谱,结合 蒙特卡罗模拟,确定了<sup>18</sup>Mg的衰变模式<sup>[9]</sup>。

在不稳定核区尤其是滴线附近,核子间的有效相互 作用形式与β稳定线附近相比可能发生较大的变化,从

#### 收稿日期: 2023-11-16; 修改日期: 2024-02-27

基金项目:国家重点研发计划项目(2022YFA1602302,2018YFA0404403);国家自然科学基金资助项目(12035001) 作者简介:金瑜(1996-),女,湖北天门人,工程师,博士,从事核物理和核技术实验研究;E-mail: yuu@pku.edu.cn

而在原子核中表现出新奇的核结构特征,其中对壳演化 的研究一直以来受到人们的极大关注。例如在18Mg的 镜像核<sup>18</sup>C中,实验测得了相对较小的 B(E2) 值<sup>[16-17]</sup>, Ong 等<sup>[16]</sup>将其归因为 $\pi(p_{1/2})$ - $\pi(p_{3/2})$ 轨道间距增大。进 一步通过对<sup>13-22</sup>C同位素的质子分布半径、电磁跃迁概 率、原子质量等物理量的系统性研究,发现在这些较轻 的丰中子C同位素中可能存在着Z=6质子次闭壳效 应<sup>[18]</sup>。然而,此后通过<sup>4</sup>N(p,2p)<sup>4-1</sup>C准自由散射的实 验研究<sup>[19]</sup>发现,在<sup>16,18,20</sup>C中 $\pi(p_{1/2}) - \pi(p_{3/2})$ 自旋轨道 劈裂出现了一定的减小,因此在中子滴线附近是否出现 Z=6的壳效应目前还存在一定争议。对于丰质子一侧, Randhawa 等<sup>[20]</sup> 通过<sup>20</sup>Mg 在氘靶上的非弹性散射实验 发现<sup>20</sup>Mg中存在较大的中子四极形变,认为质子滴线 附近的 Mg 同位素中可能出现了 N = 8 壳减弱的现象。 本工作通过对N=6的偶偶核<sup>18</sup>Mg的研究,首次给出 了其2;态激发能,为研究质子滴线附近N=8的壳演化 提供了直接的实验证据。

本文将围绕我们开展的对四质子非束缚核<sup>18</sup>Mg的 实验研究<sup>[9]</sup>,在第1部分介绍本次实验的束流线和实验 设置,第2部分介绍实验数据分析,给出粒子鉴别结果、 闪烁光纤阵列的位置重建方法和探测效率结果,并且结 合模拟说明该阵列对于提高不变质量谱能量分辨的重要 性,第3部分讨论<sup>18</sup>Mg的不变质量谱、Gamow壳模型 理论计算结果、*N*=8壳在丰质子Mg同位素中的减弱 现象,第4部分进行总结。

## 1 实验设置

实验是在美国密歇根州立大学的国家超导回旋加速器实验室 (National Superconducting Cyclotron Laboratory, NSCL)完成的。束流线和实验装置如图 1 所示。两 个回旋加速器 K500和 K1200将初级束<sup>24</sup>Mg加速至 170 MeV/u,流强 83 pnA,然后轰击一块厚度约 7 mm 的<sup>9</sup>Be 初级靶发生弹核破裂反应,产生的次级束粒子进 入 A1900 放射性次级束流线<sup>[21,24]</sup>进行鉴别和纯化。随 后再经过 S800 磁谱仪的分析线入射到次级反应靶上。 位于 A1900 束流线焦平面的 XFP 塑料闪烁体和 S800 分 析线入口处的 OBJ 塑料闪烁体提供用于次级束粒子鉴 别的飞行时间信息。



图1 束流线和实验装置示意图(在线彩图)

(a) 耦合回旋加速器装置和A1900放射性次级束流线,图片修改自文献[21];(b) S800磁谱仪示意图,修改自S800网站<sup>[22]</sup>,实验靶室和焦 平面探测器的位置分别用红色和蓝色标出;(c)实验靶室,包含次级靶和环形硅、CsI(Tl)、闪烁光纤等探测阵列;(d) S800焦平面探测器, 修改自文献[23],包含两个阴极读出漂移室(CRDC)、一个电离室和一个塑料闪烁体(E1),用于探测剩余核。

<sup>20</sup>Mg次级束在靶前的能量为103 MeV/u,束流强 度为5600 pps,纯度为31%,与1 mm厚的<sup>9</sup>Be靶发生 双中子敲出反应生成目标核<sup>18</sup>Mg。<sup>18</sup>Mg生成后迅速在 靶内发生衰变,衰变产物从靶里发射出来后进入探测器 中被探测。通过对<sup>18</sup>Mg的衰变产物(<sup>14</sup>O+4p)进行五体 符合测量,采用不变质量法重建其不变质量谱,得到目 标核<sup>18</sup>Mg基态的质量和共振宽度、激发态能级结构等 信息,同时利用衰变产物动量和角度的关联信息确定 <sup>18</sup>Mg的多质子发射过程。

<sup>18</sup>Mg 衰变产物的测量包括两部分:4个质子的测量和剩余核<sup>14</sup>O的测量。<sup>18</sup>Mg 衰变产生的4个质子从靶中发射出来后,首先入射到一块环形双面硅微条探测器 (Annular Double-sided Silicon Strip Detector, ADS-SD)<sup>[25]</sup>,然后被阻停在一个环形 CsI(TI)探测器阵列中,二者组成 *ΔE – E* 望远镜探测系统,给出质子的位置和能量信息。实验中采用的 ADSSD 正背面各分为 128 条,厚度为 1.014 mm,覆盖实验室系下 1.2°~10.1°的角度范围。环形 CsI(TI)阵列包含 20 块 5 cm 厚的 CsI(TI) 晶体,分为内外两个同心圆环,内环和外环各包含4个和 16个晶体,可以对多个轻粒子同时进行测量。

剩余核<sup>14</sup>O的出射角比较小,因此在穿出靶后,会 穿过 AE-E 望远镜阵列中心的小孔,然后经过一个位 置灵敏闪烁光纤阵列。该阵列的实物图如图2所示,包 含两条相互垂直的闪烁光纤带,每条光纤带由64根正 方形截面(0.25 mm×0.25 mm)的闪烁光纤构成,采用两 个8×8的位置灵敏光电倍增管(MA-PMT)来读出两条 光纤带的信号,进而得到14O在闪烁光纤阵列上的入射 位置。由于该阵列靠近 ADSSD, 使得剩余核的探测位 置和质子的探测位置距离较近,从而可以更加准确地给 出<sup>18</sup>Mg各衰变产物之间的相对夹角,改善不变质量谱 的分辨。在穿过闪烁光纤阵列后,<sup>14</sup>O进入S800磁谱 仪<sup>[26-27]</sup>,经过两个二极铁偏转后由S800焦平面探测 器阵列<sup>[23]</sup>进行探测,如图1(d)所示,依次穿过两个阴 极读出漂移室(CRDC)、一个电离室和一个塑料闪烁体 (E1)。两个阴极读出漂移室给出<sup>14</sup>O在焦平面的入射位 置和入射角, 电离室测量粒子能损, 用于给出粒子鉴别, 塑料闪烁体则为整个系统提供触发,同时与束线入口处 的塑料闪烁体一起来给出粒子的飞行时间测量。



图 2 闪烁光纤探测阵列实物图(在线彩图) 两条闪烁光纤带各包含64根闪烁光纤,相互垂直固定于支架上, 每条光纤带末端分别耦合到8×8位置灵敏光电倍增管。

# 2 实验数据分析

下面首先给出本实验中得到的次级束和衰变产物的

粒子鉴别结果。考虑到环形硅和CsI(TI)探测器在低能 核物理实验中使用比较广泛,S800磁谱仪的数据处理 也有固定的程序,因此重点介绍对于闪烁光纤探测器的 数据分析结果。

## 2.1 粒子鉴别

## 2.1.1 次级束

次级束粒子中除<sup>20</sup>Mg (31.1%)之外还包含<sup>15</sup>N (0.7%)、 <sup>16</sup>O (34.3%)、<sup>17</sup>F (10.9%)、<sup>18</sup>Ne (23.0%),为了筛选出 <sup>20</sup>Mg 粒子与靶反应的事件,需要对次级束粒子进行逐 事件的粒子鉴别。由于对于特定的磁刚度选择条件,具 有不同质量或电荷量的粒子的速度不同,因此可以根据 不同粒子在一段固定长度的束流管线中飞行时间 (Time-Of-Flight, TOF)的差异来鉴别它们的粒子种类。图 3 给 出了本实验中次级束的粒子鉴别图,可以看到,<sup>20</sup>Mg 与其他束流粒子可以清晰地区分开,可以很好排除其它 核素的干扰。



图 3 次级束粒子鉴别图(在线彩图) 横轴 TOF-OBJ 和纵轴 TOF-XFP 分别表示由 S800 分析线入口处 的 OBJ 塑料闪烁体和 A1900 束流线焦平面的 XFP 塑料闪烁体提 供的时间信息。图中红色实线标出了 <sup>20</sup>Mg 束流 cut 的范围。

#### 2.1.2 衰变产物

质量较轻的反应末态粒子具有较大的出射角,由  $\Delta E - E$ 望远镜探测系统进行探测。根据质子在硅探测 器中的能损 $\Delta E$ 和CsI(TI)探测器中的总沉积能量E,可 以对出射的轻粒子进行粒子鉴别。本实验测得的  $\Delta E - E$ 粒子鉴别图如图4所示,从下往上统计较高的三 组带子分别对应的是<sup>1,2,3</sup>H、<sup>3,4</sup>He、<sup>6,7</sup>Li。

实验使用 *ΔE*-TOF 方法来鉴别质量较重的剩余核。 其中,能损 *ΔE* 由位于 S800 焦平面的气体电离室测量给 出,TOF 采用 S800 分析线入口处的 OBJ 塑料闪烁体和 位于 S800 焦平面末端的 E1 塑料闪烁体之间的飞行时间 TOF-OBJ。由于 OBJ 闪烁体位于反应靶的上游,TOF-OBJ 中同时包含了次级束从 OBJ 闪烁体到反应靶、剩余 核从反应靶到 E1 闪烁体的飞行时间,因此必须先利用 图 3 的次级束粒子鉴别结果选定入射粒子,再使用 TOF- 原子核物理评论



图 4 轻粒子的 *AE*-*E* 粒子鉴别图,位于最下面并且统计 最高的是质子的 PID带(在线彩图)

OBJ和 *dE* 对剩余核进行粒子鉴别。图 5 给出了选定次 级束 <sup>20</sup>Mg 得到的剩余核粒子鉴别结果,可以清晰地鉴 别从 C 到 Ne 的一系列同位素,其中 <sup>18</sup>Mg 四质子衰变的 剩余核 <sup>14</sup>O 可以得到很好的区分。



图 5 较重剩余核的 AE - TOF 粒子鉴别图 (在线彩图)

### 2.2 闪烁光纤数据处理

#### 2.2.1 位置重建

闪烁光纤阵列由两条相互垂直的闪烁光纤带构成, 每条光纤带的末端分别与一个8×8位置灵敏光电倍增 管(MA-PMT)相耦合。每条闪烁光纤带各包含64根光 纤,其中每一根光纤耦合到MA-PMT的一个像素,图6 中给出了光纤编号与MA-PMT像素的对应关系。每个 MA-PMT像素对应的阳极信号通过图7所示的电阻网 由A、B、C、D四个角读出,利用四个角测得的电荷 量之间的比例关系,可以得到MA-PMT上的信号位置, 进而确定对应的单根闪烁光纤的编号。

MA-PMT上光信号的位置与四个角A、B、C、D 的电荷量之间的关系式如下:

$$x = \left[ (Q_{\rm C} + Q_{\rm D}) - (Q_{\rm A} + Q_{\rm B}) \right] / (Q_{\rm A} + Q_{\rm B} + Q_{\rm C} + Q_{\rm D}) \times 500, (1)$$

$$y = \left[ (Q_{\rm A} + Q_{\rm C}) - (Q_{\rm B} + Q_{\rm D}) \right] / (Q_{\rm A} + Q_{\rm B} + Q_{\rm C} + Q_{\rm D}) \times 500_{\circ}$$
(2)



- 3 2 1 0Fiber strip number

图 6 单根闪烁光纤编号与 MA-PMT 位置的对应关系(在 线彩图)

в

其中,数字表示光纤编号,沿红线所示方向与MA-PMT的像素 耦合,A、B、C、D对应MA-PMT电阻网的四个读出角。



利用上式得到实验中竖直方向光纤对应的 MA-PMT信号的位置分布如图 8 所示。图中每一个亮斑对 应 MA-PMT 的一个像素,亦即一根光纤的入射位置。 亮斑的位置表现出与图 6 所示的光纤排列次序一致的倾



图 8 衰变剩余核在竖直方向的闪烁光纤中沉积能量后, 在对应的 MA-PMT 上得到信号的位置分布(在线彩图)

斜带状结构。这个结构与MA-PMT四个角的噪声和增益无关,很可能是由于两根相邻光纤之间的光信号串扰造成的。

利用两个MA-PMT上的信号位置与光纤编号的对 应关系,就可以得到粒子入射在闪烁光纤阵列上的位置。 图9中给出了在闪烁光纤阵列前安装了一块孔洞罩板的 束流测试结果,图中大小不一的红色圆圈对应罩板上小 孔的位置和尺寸。测试结果表明,利用以上方法重建的 位置结果很好地与各个小孔的物理位置相对应。



图 9 在闪烁光纤阵列前安装一块孔洞罩板得到的束流 测试结果,红色圆圈给出了罩板上小孔的位置和尺 寸(在线彩图)

#### 2.2.2 探测效率与位置分辨

对于一种入射粒子,根据闪烁光纤阵列与 S800 磁 谱仪同时测得信号的事件数占 S800 测量到信号的总事 件数的比例可以得到闪烁光纤的探测效率。图 10 给出 了实验中闪烁光纤阵列对于 8 种剩余核粒子的探测效率 结果。可以明显地看出横向光纤的探测效率相比竖向光 纤偏低很多,这也限制了闪烁光纤探测器的二维探测效 率。在数据处理中发现,横向光纤所对应的 MA-PMT 的电荷信号与竖向光纤相比幅度更低,同时噪声更大, 这很可能是由于横向光纤和 MA-PMT 之间的耦合不好、 有部分漏光导致的,从而导致了它的探测效率降低。另 外,从图 8 中可以看到,在靠近 MA-PMT 的边缘处,





四个读出角的其中一个或两个分得的电荷量会比较小, 因此在闪烁光纤带的边缘位置的探测效率也会降低。

从图 10 中还可以看出,闪烁光纤阵列对于不同入 射粒子的探测效率不同。这是因为光纤的探测效率主要 与粒子在光纤中的能损有关,粒子能损越大,产生的闪 烁光子数越多,传输到 MA-PMT 的光阴极上产生的电 信号更大,最终在电阻网的四个角上同时给出信号的概 率增加。本实验中,闪烁光纤探测器对于<sup>14</sup>O 剩余核的 探测效率为 72%。同时,闪烁光纤探测器的探测效率在 整个实验过程中非常稳定,经过 7 天的束流辐照后并没 有发现效率有明显的下降。

闪烁光纤对入射粒子定位的位置分辨主要由 MA-PMT 四个角收集到的电荷量的统计误差决定,因此, 当入射粒子在闪烁光纤中沉积的能量越多、闪烁光纤 与 MA-PMT 之间耦合得越好、产生信号的光纤越靠近 MA-PMT 信号读出板的中心位置时,对入射粒子测量 的效率和位置分辨都会越好。从图9也可以看出,竖直 方向 (x 方向)的位置分辨要优于水平方向 (y 方向)的位 置分辨。

#### 2.2.3 剩余核出射角

在利用不变质量法重建目标核的衰变能谱时,准确 地测量末态粒子之间的相对夹角对于提高不变质量谱的 分辨非常重要,而不需要测量各个末态粒子在实验室系 的绝对出射角度<sup>[29]</sup>。

实验中没有对次级束粒子进行径迹追踪,在计算衰 变粒子发射角时假设衰变顶点位于靶中心,使用硅探测 器探测到的质子的位置与靶中心连线给出质子的出射角 度,使用闪烁光纤阵列探测到的剩余核的位置与靶中心 连线给出剩余核从靶中的出射角度。由于实验中将闪烁 光纤阵列放置在了离硅探测器尽可能近的位置,因此能 够比较准确地给出剩余核与质子的相对角度,从而保证 了不变质量谱的能量分辨,同时不需要利用束流径迹追 踪来得到次级束在靶上的入射位置。事实上,S800磁 谱仪也可以给出剩余核在反应靶中的出射角,但这个角 度是绝对出射角,由于单层硅探测器无法准确地给出质 子的绝对出射角,因此这样得到的质子与剩余核之间的 相对角度是比较不准确的,会导致重建的不变质量谱能 量分辨较差。下面结合图11所示的两体衰变情形进一 步说明。

如图 11 所示,假设束流粒子入射在靶上A点并发 生反应生成目标核,目标核衰变过程中发射出一个质子 和剩余核,质子和剩余核的真实出射方向分别用红色和 蓝色的实线表示,则二者出射方向的真实夹角为θ<sub>1</sub>。 在数据处理中,质子的出射角通过硅探测器和靶中心O

![](_page_6_Figure_2.jpeg)

图 11 两体衰变中末态粒子出射角度示意图(在线彩图) 图中靶、硅探测器和闪烁光纤探测器之间的距离与实验设置中 的真实比例一致。

点的连线得到,即红色虚线箭头所示的方向。而 S800 测量到的是剩余核的绝对角度(与蓝色实线平行的绿色 虚线),与硅探测器给出的质子出射方向之间的夹角为  $\theta_3$ ,与真实夹角 $\theta_1$ 相差很大,这样计算不变质量将使 能谱分辨变差。为了更准确地测量质子和剩余核的相对 夹角,必须使得测量二者位置的平面非常接近,因此实 验中在紧邻 CsI(TI)探测器之后放置了闪烁光纤探测器, 其与硅探测器的距离为 76 mm。使用闪烁光纤探测器得 到的剩余核出射方向如蓝色虚线所示,与质子出射方向 的相对夹角为 $\theta_2$ ,与 $\theta_3$ 相比更接近于真实夹角 $\theta_1$ ,从 而可以显著改善不变质量谱的能量分辨。

为验证上述分析,模拟了<sup>16</sup>Ne基态的双质子衰变和<sup>18</sup>Mg基态的四质子衰变,并考虑以下4种情形重建<sup>16</sup>Ne和<sup>18</sup>Mg的不变质量谱:

①使用质子和剩余核的真实出射角度(即绝对角度) 重建不变质量谱;

②使用质子和剩余核的相对角度重建不变质量谱, 即与实验设置一致,质子和剩余核的角度分别由硅探测 器和闪烁光纤阵列测得的位置和靶中心连线得到;

③使用质子的相对角度和剩余核的绝对角度来重建 不变质量谱,即质子的角度由硅探测器测得的位置和靶 中心连线得到,剩余核的角度使用准确出射角(相当于 实验中由S800磁谱仪给出);

④角度计算方法与②相同,但在探测器设置中将闪烁 光纤阵列与硅探测器的距离由真实的76 mm 增加至1 m。

图 12 和 13 为模拟得到的 <sup>16</sup>Ne 基态和 <sup>18</sup>Mg 基态的 不变质量谱,表1中分别给出了相应的能量分辨率的绝 对值,对于双质子和四质子衰变,能谱分辨的好坏均为 ①>②>④>③。其中,②的分辨仅稍差于①,这说明使 用末态粒子之间的相对角度得到的不变质量谱分辨与使 用绝对角度的结果很接近,同时模拟不同束斑尺寸的结 果也表明这种方法得到的实验分辨受束斑尺寸的影响较 小;②的分辨好于④,说明剩余核的探测平面距离硅探 测器越近,重建得到的能谱分辨越好;②和④的分辨都 好于③,这是因为S800给出的绝对角度相当于是在"无 穷远"处测量,剩余核的探测平面距离质子的探测平面 更远,因此重建得到的能谱分辨更差。因此,模拟结果 很好地证实了本实验使用闪烁光纤探测器代替 S800磁 谱仪对末态粒子夹角进行准确测量的优势和必要性。

![](_page_6_Figure_12.jpeg)

图 12 模拟不同角度计算方式重建得到的 <sup>16</sup>Ne 基态的不 变质量谱(在线彩图)

![](_page_6_Figure_14.jpeg)

图 13 模拟不同角度计算方式重建得到的<sup>18</sup>Mg基态的不 变质量谱(在线彩图)

表 1 模拟得到的不变质量谱的能量分辨 单位: keV

| 情形               | 1   | 2   | 3   | 4   |
|------------------|-----|-----|-----|-----|
| <sup>16</sup> Ne | 210 | 220 | 300 | 275 |
| <sup>18</sup> Mg | 520 | 530 | 610 | 570 |

注:关于情形①~④的具体描述见第2.2.3节

# 3 <sup>18</sup>Mg结果与讨论

#### 3.1 不变质量谱

利用所有测到的<sup>14</sup>O+4p符合事件,构建了<sup>18</sup>Mg的 不变质量谱<sup>[9]</sup>,如图 14 所示。图中可以看到两个明显 的峰结构,分别对应<sup>18</sup>Mg的两个共振态。能谱中的平 滑本底可能来自非共振连续谱或者高能共振态的低能拖 尾。通过对实验能谱进行拟合,确定出<sup>18</sup>Mg基态和激发 态的衰变能分别为 $E_T$ (g.s.) = 4.865(34) MeV和 $E_T$ (e.x.) = 6.71(14) MeV,衰变宽度分别为 $\Gamma$ (g.s.) = 115(100) keV和  $\Gamma$ (e.x.) = 266(150) keV。较高共振态的激发能为 1.84 (14) MeV,根据镜像核和偶偶核同位素的系统学特性, 这个激发态很可能是<sup>18</sup>Mg的 2<sup>+</sup><sub>1</sub>态。图 14 中的内插图显 示了偶偶核丰质子镁同位素<sup>18,20,22</sup>Mg中2<sup>+</sup>态激发能的 系统性演化。

![](_page_7_Figure_4.jpeg)

图 14 利用<sup>14</sup>O+4p符合事件重建得到的<sup>18</sup>Mg不变质量 谱<sup>[9]</sup>(在线彩图)

红色代表总的拟合结果,绿色虚线代表各个态的贡献,蓝色点 虚线代表平滑本底。内插图给出了质子滴线附近的 Mg 同位素 中 2<sup>+</sup> 态激发能的系统学规律,横线上的数字表示 2<sup>+</sup> 态激发能, 单位为 MeV

根据 AME2020 原子质量评估 <sup>[30]</sup>,基态衰变能  $E_T(g.s.) = 4.865(34)$  MeV 对应的<sup>18</sup>Mg 原子质量盈余为 $\Delta =$ 42.029(34) MeV,两质子分离能为 $S_{2p} = -3.464(39)$  MeV。 文献中利用镜像核质量公式、势模型等理论方法得到 <sup>18</sup>Mg基态的两质子分离能分别为-4.233(34) MeV<sup>[31]</sup>、 -3.87(10) MeV<sup>[32]</sup>, -3.84(35) MeV<sup>[33]</sup>, -4.292(191)MeV<sup>[34]</sup>,这些理论预言值均比本实验测量的结果偏小 几百 keV。这是由于 Thomas-Ehrman 效应<sup>[35-36]</sup>的存在, 使得质子滴线外的非束缚系统中质子间的结合相对来说 会更紧密。Thomas-Ehrman 效应是在丰质子核的非束缚 能级和丰中子镜像核的束缚能级之间表现出的一种同位 旋对称性破缺效应。对于丰质子核中的某个非束缚能级, 如果质子在 s轨道占据概率很大,由于 s轨道没有离心 位垒, 非束缚 s轨道质子的波函数会存在比较宽的空间 分布,使得质子间的库仑相互作用减弱,从而导致该能 级的能量相比其镜像核降低。因此,在对非束缚核质量 的计算中可能需要更充分地考虑其微观结构信息。

此外,2023年的一篇新理论工作中<sup>[37]</sup>采用扩展的*R*矩阵方法,给出了<sup>18</sup>Mg基态的四质子衰变宽度 上限为55(4) keV,这与本实验测量到的结果 $\Gamma$ (g.s.) = 115(100) keV相符。

### **3.2 Gamow** 壳模型计算

Gamow 壳模型<sup>[38-39]</sup>使用 Berggren 基矢,包含束 缚态、共振态和散射单体态,合理地考虑了连续谱耦合 并产生多体波函数,可以较好地描述晕核和共振态在无 穷远处的渐进行为。相比较而言,标准的谐振子壳模 型 (Harmonic Oscillator Shell Model, HO-SM)<sup>[40]</sup>一般适 用于束缚的或者准束缚的原子核<sup>[41]</sup>。近年来, Michel 等<sup>[42]</sup>使用 Gamow 壳模型 (Gamow Shell Model, GSM) 计算了一系列 A ≈ 20 原子核中 2<sup>+</sup><sub>1</sub> 态的激发能。本工作 中将实验测得的 <sup>18</sup>Mg 的衰变能量、宽度,以及已知的 <sup>20</sup>Mg 能量信息,分别与 Gamow 壳模型和谐振子壳模型 的计算结果进行比较,以研究连续谱耦合对束缚核和非 束缚核结构的影响。

HO-SM 计算得到<sup>18</sup>Mg 基态和激发态的四质子衰变 能分别为 5.529 MeV 和 7.223 MeV<sup>[9]</sup>,整体高于实验能 级。在使用相同相互作用的情况下,Gamow壳模型计 算<sup>[43]</sup>给出<sup>18</sup>Mg基态和激发态的四质子衰变能分别为 4.898 和 6.457 MeV,衰变宽度分别为 98 和 207 keV, 与 HO-SM 的计算结果差异超过 600 keV,与实验测量 结果具有更好的一致性。这说明连续谱效应对<sup>18</sup>Mg 能 级的影响比较显著,考虑了这一效应的Gamow壳模型 可以更好地描述实验结果。另一方面,对于滴线内的束 缚核<sup>20</sup>Mg 而言,HO-SM 和 GSM 两个模型计算其能级 能量的差异不超过 100 keV,都可以较好地符合实验结 果,可以看出连续谱耦合效应在束缚核中并不显著。

图 15 给出了 GSM 和 HO-SM 计算的 <sup>18</sup>Mg 和 <sup>20</sup>Mg 中 1s<sub>1/2</sub> 和 0d<sub>5/2</sub> 质子轨道的有效单粒子能 (Effective Single Particle Energy, ESPE) 和占据数,其中 ESPE 是相对于 核芯的能量。GSM 和 HO-SM 计算的结果有两个共同点: 1)从 <sup>18</sup>Mg 到 <sup>20</sup>Mg,随着中子数的增加,质子 1s<sub>1/2</sub> 和 0d<sub>5/2</sub> 轨道的次序发生了反转,并且 <sup>18</sup>Mg 中质子在 1s<sub>1/2</sub> 轨道的占据数都远大于 <sup>20</sup>Mg; 2)从 <sup>18</sup>Mg 的基态到 2<sup>+</sup> 态,质子在 1s<sub>1/2</sub> 的占据数略微降低,而 0d<sub>5/2</sub> 轨道上的 占据数略微增加,表明 <sup>18</sup>Mg 的 2<sup>+</sup><sub>1</sub> 态组态可能有部分来

|         | 3  | $d_{5/2}$ <u>2.14</u> <u>2.40</u>                                 | (a) GSM                              |  |
|---------|----|---|--------------------------------------|--|
| ЛeV     | 2  | $s_{1/2}$ <u>1.62</u> <u>1.40</u>                                 | 0.27 0.45                            |  |
| E       | 1  |   | 0.45                                 |  |
| ESI     | 0  | <u>_</u>  | .46 3.33                             |  |
|         | -1 | $18M_{\alpha}(0^{+})$ $18M_{\alpha}(2^{+})$ $20M_{\alpha}(2^{+})$ | $\alpha(0^{+}) = 20 M \alpha(2^{+})$ |  |
|         | -2 |   | g(0) = Wig(2)                        |  |
|         |    | •   |                                      |  |
| SPE/MeV | 3  | $d_{5/2}$ <u>2.40</u> <u>2.56</u>                                 | (b) HO-SM                            |  |
|         | 2  | $s_{1/2}$ <u>1.29</u> <u>1.17</u>                                 |                                      |  |
|         | 1  | <u>C</u>  | 0.22 0.36                            |  |
|         | 0  |   | 3 3 2 3 2 1                          |  |
| щ       | -1 | -   | 01012                                |  |
|         | -2 | $^{18}Mg(0^+)$ $^{18}Mg(2^+)$ $^{20}Mg(2^+)$                      | $g(0^+)^{-20}Mg(2^+)$                |  |

图 15 GSM与HO-SM理论计算的单粒子能与质子占据数(在线彩图)

(a) GSM 和 (b)HO-SM 分别计算得到的  ${}^{18}Mg$  和  ${}^{20}Mg$  的基态和  $2_1^+$ 态的质子  $1s_{1/2}$  轨道和  $0d_{5/2}$  轨道的单粒子能,横线上的数字 表示质子在相应轨道上的占据数。

自于质子从 1s<sub>1/2</sub> 到 0d<sub>5/2</sub> 轨道的激发,而 <sup>20</sup>Mg 的变化趋势则与 <sup>18</sup>Mg 相反。与 HO-SM 相比,GSM 所包含的连续谱效应使得 <sup>18</sup>Mg 中质子的 1s<sub>1/2</sub> 轨道降低,同时使得 <sup>18</sup>Mg 基态和 2<sup>+</sup><sub>1</sub>态中质子在该轨道的占据概率增加。在 <sup>20</sup>Mg 中也表现出了相同的趋势,但是变化量要比 <sup>18</sup>Mg 小得多。相比较而言, <sup>18</sup>Mg 和 <sup>20</sup>Mg 中质子 0d<sub>5/2</sub> 轨道的 有效单粒子能都几乎不受连续谱耦合效应的影响。

#### 3.3 N = 8 壳演化

为进一步研究质子滴线附近 Mg同位素中 N = 8的 壳演化,图 16 中给出了 Z(N) = 10, 12 和 14 三组同位素 (同中子素)中 2<sup>+</sup><sub>1</sub>能级激发能的系统学结果。对于 Ne 同 位素和 N = 10, 12, 14 的同中子素,2<sup>+</sup><sub>1</sub>能级激发能的极 大值点都出现在了 Z = 8 处,但在 Z = 12 的镁同位素链 中则出现了不同的趋势,本次实验测得的 <sup>18</sup>Mg 的 2<sup>+</sup><sub>1</sub>能 级激发能高于 <sup>20</sup>Mg,这不符合传统壳模型中 N = 8 为 闭壳的预期现象,表明在极端丰质子的 Mg同位素中, 可能存在 N = 8 壳减弱或其他可能影响能级位置的核结 构效应。一方面,N = 8 中子闭壳的减弱可能会导致从 <sup>20</sup>Mg 到 <sup>18</sup>Mg 的  $E(2^+_1)$  增大;另一方面,库仑力和连续 谱耦合等也会导致具有较大质子 s 轨道占据的滴线外共 振态的能量变化。为了更好地理解滴线原子核结构的演 化机制,解释 <sup>18</sup>Mg 的 2<sup>+</sup><sub>1</sub>激发能相比 <sup>20</sup>Mg 增大的原因, 未来还需要进一步的实验和理论研究。

![](_page_8_Figure_6.jpeg)

图 16 N = 8 = 7 = 8 - 2 = 8 - 2 = 8 - 2 = 8 - 2 = 10, 12 + 10, 12 + 10 = 10, 12 + 10

# 4 结论

本文介绍了首次在实验上对新核素<sup>18</sup>Mg开展的衰 变和结构研究。在数据分析部分,重点介绍了在低能核 物理实验中较少使用的闪烁光纤阵列,该阵列的使用极 大地提高了本实验重建不变质量谱的能量分辨。实验通 过五体符合测量,利用不变质量法构建了<sup>18</sup>Mg的不变 质量谱,确定了其基态的衰变能为*E<sub>r</sub>*(g.s.) = 4.865(34) MeV,与之前理论预言的基态质量结果一致。Gamow 壳模型比较好地预言了<sup>18</sup>Mg基态和2<sup>+</sup><sub>1</sub>态的衰变能和衰 变宽度,表明连续谱耦合效应在滴线外原子核中起到了 重要的作用。实验测得的<sup>18</sup>Mg的2<sup>+</sup><sub>1</sub>态激发能高于 *N* = 8 满壳核<sup>20</sup>Mg中的2<sup>+</sup><sub>1</sub>态,通过系统性分析发现在 质子滴线附近的Mg原子核中可能存在*N* = 8 壳隙的减 弱,未来进一步的实验和理论研究将有助于理解滴线区 的奇特原子核结构现象。

#### 参考文献:

- PFÜTZNER M, KARNY M, GRIGORENKO L V, et al. Rev Mod Phys, 2012, 84: 567.
- [2] BLANK B, PłOSZAJCZAK M. Rep Prog Phys, 2008, 71(4): 046301.
- [3] ERLER J, BIRGE N, KORTELAINEN M, et al. Nature, 2012, 486(7404): 509.
- [4] KORSHENINNIKOV A A, NIKOLSKII E Y, KUZMIN E A, et al. Phys Rev Lett, 2003, 90: 082501.
- [5] KONDO Y, ACHOURI N L, FALOU H A, et al. Nature, 2023, 620: 965.
- [6] CHARITY R J, ELSON J M, MANFREDI J, et al. Phys Rev C, 2010, 82: 041304.
- [7] CHARITY R J, WYLIE J, WANG S M, et al. Phys Rev Lett, 2023, 131: 172501.
- [8] CHARITY R J, SOBOTKA L G. Phys Rev C, 2023, 108: 044318.
- [9] JIN Y, NIU C Y, BROWN K W, et al. Phys Rev Lett, 2021, 127: 262502.
- [10] MARGANIEC J, WAMERS F, AKSOUH F, et al. Eur Phys J A, 2015, 51: 9.
- [11] BROWN K W, CHARITY R J, SOBOTKA L G, et al. Phys Rev Lett, 2014, 113: 232501.
- [12] BROWN K W, CHARITY R J, SOBOTKA L G, et al. Phys Rev C, 2015, 92: 034329.
- [13] DE GRANCEY F, MERCENNE A, DE OLIVEIRA SANTOS F, et al. Phys Lett B, 2016, 758: 26.
- [14] BROWN K W, CHARITY R J, ELSON J M, et al. Phys Rev C, 2017, 95: 044326.
- [15] Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF)[EB/OL]. [2023-09-16]. https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/.
- [16] ONG H J, IMAI N, SUZUKI D N, et al. Phys Rev C, 2008, 78: 014308.
- [17] VOSS P, BAUGHER T, BAZIN D, et al. Phys Rev C, 2012, 86: 011303.

- [18] TRAN D T, ONG H J, HAGEN G, et al. Nat Commun, 2018, 9(1): 1594.
- [19] SYNDIKUS I, PETRI M, MACCHIAVELLI A O, et al. Phys Lett B, 2020, 809: 135748.
- [20] RANDHAWA J S, KANUNGO R, HOLL M, et al. Phys Rev C, 2019, 99: 021301.
- [21] STOLZ A, BAUMANN T, GINTER T, et al. Nucl Instr and Meth B, 2005, 241(1): 858.
- [22] The FRIB S800 spectrograph[EB/OL]. [2024-01-02]. https://wikihost.nscl.msu.edu/S800Doc/doku.php.
- [23] MEIERBACHTOL K C. Parallel and Perpendicular Momentum Distributions in Projectile Fragmentation Reactions[D]. Michigan State University, 2012.
- [24] MORRISSEY D J, SHERRILL B M, STEINER M, et al. Nucl Instr and Meth B, 2003, 204: 90.
- [25] S4 design by micron semiconductor ltd.[EB/OL]. [2023-09-16]. http://www.micronsemiconductor.co.uk/product/s4/.
- [26] YURKON J, BAZIN D, BENENSON W, et al. Nucl Instr and Meth A, 1999, 422(1): 291.
- [27] BAZIN D, CAGGIANO J, SHERRILL B, et al. Nucl Instr and Meth B, 2003, 204: 629.
- [28] Hamamatsu photonics, flat panel type multianode PMT assembly H12700 series[EB/OL]. [2024-01-02]. https://www.hamamatsu. com/eu/en/product/type/H12700A/index.html.

- [29] JIN Y, NI L, HUA H, et al. Nuclear Physics Review, 2023, 40(3):
  327. (in Chinese)
  - (金瑜, 倪磊, 华辉, 等. 原子核物理评论, 2023, 40(3): 327.)
- [30] WANG M, HUANG W J, KONDEV F G, et al. Chin Phys C, 2021, 45(3): 030003.
- [31] TIAN J, WANG N, LI C, et al. Phys Rev C, 2013, 87: 014313.
- [32] FORTUNE H T, SHERR R. Phys Rev C, 2013, 87: 044315.
- [33] FORTUNE H T. Phys Rev C, 2016, 94: 044305.
- [34] ZONG Y Y, MA C, LIN M Q, et al. Phys Rev C, 2022, 105: 034321.
- [35] THOMAS R G. Phys Rev, 1952, 88: 1109.
- [36] EHRMAN J B. Phys Rev, 1951, 81: 412.
- [37] ZHANG Z, YUAN C, QI C, et al. Phys Lett B, 2023, 838: 137740.
- [38] MICHEL N, NAZAREWICZ W, PłOSZAJCZAK M, et al. J Phys G: Nucl Part Phys, 2008, 36(1): 013101.
- [39] MICHEL N, PłOSZAJCZAK M. The Lecture Notes in Physics: Gamow Shell Model, The Unified Theory of Nuclear Structure and Reactions[M]. Switzerland: Springer Charm, 2021.
- [40] CAURIER E, MARTÍNEZ-PINEDO G, NOWACKI F, et al. Rev Mod Phys, 2005, 77: 427.
- [41] DOBACZEWSKI J, MICHEL N, NAZAREWICZ W, et al. Prog Part Nucl Phys, 2007, 59(1): 432.
- [42] MICHEL N, LI J G, XU F R, et al. Phys Rev C, 2019, 100: 064303.
- [43] MICHEL N, LI J G, XU F R, et al. Phys Rev C, 2021, 103: 044319.

# Experimental Study of the Four-Proton Unbound Nucleus <sup>18</sup>Mg

JIN Yu<sup>1,2,1)</sup>, NI Lei<sup>1</sup>, HUA Hui<sup>1</sup>, LI Zhihuan<sup>1</sup>, NIU Chenyang<sup>1</sup>, WU Hongyi<sup>1</sup>

School of Physics and State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China;
 Institute of Materials, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621907, Sichuan, China)

**Abstract:** Experimental studies on the spontaneous nucleon emission have enabled the exploration of new isotopes beyond the drip line, as well as revealing their unique structural and decay characteristics. Furthermore, such studies are of critical importance for exploring the limits of nuclear stability and understanding the nucleon-nucleon interactions under extreme conditions of isospin asymmetry. This paper introduces our experimental study on the four-proton decay of <sup>18</sup>Mg, a new magnesium isotope beyond the proton drip line. Firstly the radioactive nuclear beamline and detector appratus are introduced, and the results of the particle identification of beam particles and decay fragments are presented. Then the scintillating fiber array is mainly introduced together with its data analysis method. With its performance of detection efficiency and position resolution, this array has been proven by simulation to be very necessary for improving the energy resolution of the invariant mass spectrum. Finally, with the five-body coincidence measurement of <sup>14</sup>O + 4p, the decay energy spectrum of <sup>18</sup>Mg was constructed using the invariant mass method. The experimental results can be relatively well described by the Gamow Shell Model, demonstrating the significant impact of continuum coupling effect on the structure of nuclei beyond the drip line. The measured  $2_1^+$  excitation energy in <sup>18</sup>Mg is higher than that in the traditional magic nucleus <sup>20</sup>Mg, which suggests that a possible demise of the N = 8 shell closure or some exotic nuclear structure effect may occur in this extremely proton-rich Mg isotope. **Key words:** drip line; new isotope; four-proton decay; <sup>18</sup>Mg; invariant mass method; N = 8 shell

Received date: 16 Nov. 2023; Revised date: 27 Feb. 2024

Foundation item: National Key Research and Development Program of China (2022YFA1602302, 2018YFA0404403); National Natural Science Foundation of China (12035001)

<sup>1)</sup> E-mail: yuu@pku.edu.cn