



利用直接核反应研究轻丰中子核的奇特结构

李根 谭智威 楼建玲 蒋颖 叶沿林

Study on Exotic Structure of Light Neutron-rich Nuclei via Direct Reaction

LI Gen, TAN Zhiwei, LOU Jianling, JIANG Ying, YE Yanlin

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC09>

引用格式:

李根, 谭智威, 楼建玲, 蒋颖, 叶沿林. 利用直接核反应研究轻丰中子核的奇特结构[J]. *原子核物理评论*, 2020, 37(3):426–437. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC09

LI Gen, TAN Zhiwei, LOU Jianling, JIANG Ying, YE Yanlin. Study on Exotic Structure of Light Neutron-rich Nuclei via Direct Reaction[J]. *Nuclear Physics Review*, 2020, 37(3):426–437. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC09

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

20MeV以下快中子与⁵⁶Fe非弹性散射截面的分歧研究

Research on Discrepancy of Inelastic Cross Section for ⁵⁶Fe in Fast Neutron Range

原子核物理评论. 2017, 34(3): 514–519 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.514>

基于极化氦三靶的原子核散射实验

Nuclear Scattering Experiment Based on the Polarized Helium-3 Target

原子核物理评论. 2019, 36(2): 151–160 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.36.02.151>

活性靶技术熔合截面测量极限研究

A Study of the Energy Limit for Measuring Fusion Cross Sections with the Active Target Technique

原子核物理评论. 2018, 35(2): 119–126 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.02.119>

质子滴线核⁸B的实验研究进展

Study on Proton Drip-line Nucleus ⁸B

原子核物理评论. 2019, 36(2): 135–143 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.36.02.135>

高 Q^2 电子原子核单举准弹性散射截面的计算方法

A Calculation Method of Inclusive Electron Nucleus Quasi-elastic Scattering Cross Section at High Q^2

原子核物理评论. 2017, 34(4): 718–723 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.04.718>

轻奇特核结构中的核心激发——以¹¹Be为例

Core Excitation in Light Exotic Nuclear Structure——Taking ¹¹Be for Example

原子核物理评论. 2017, 34(2): 129–137 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.02.129>

文章编号: 1007-4627(2020)03-0426-12

利用直接核反应研究轻丰中子核的奇特结构

李根, 谭智威, 楼建玲[†], 蒋颖, 叶沿林

(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: 直接核反应(包括弹性散射、非弹性散射、转移反应等)是研究丰中子核奇特结构的常用实验手段之一。以 ${}^6,8\text{He}$ 、 ${}^{11}\text{Li}$ 、 ${}^{11,12}\text{Be}$ 、 ${}^{14,15}\text{B}$ 、 ${}^{15,16}\text{C}$ 等 $N=8$ 附近核的结构研究为例,综述了如何利用这几种反应从实验上研究丰中子核的奇特结构。利用 ${}^6,8\text{He}$ 、 ${}^{11}\text{Be}$ 等晕核在质子和氦靶上的弹性散射数据,拟合得到了这些反应体系的有效相互作用(光学势)。利用 ${}^{16}\text{C}$ 在质子和氦靶上的非弹性散射数据,抽取了 ${}^{16}\text{C}$ 的形变参数,结果表明 ${}^{16}\text{C}$ 的形变不可忽略。利用单核子转移反应,定量研究了 ${}^8\text{He}$ 、 ${}^{11,12}\text{Be}$ 等丰中子核基态及低占据态中的 p -、 s -、以及 d -波成分的强度。结果表明: ${}^8\text{He}$ 基态中的4个价中子,除了可以构成正常的 $(0p_{3/2})^4$ 组态外,还有一定的几率构成 $(0p_{3/2})^2(0p_{1/2})^2$ 组态; ${}^{12}\text{Be}$ 的基态以 d 波闯入为主,而其临近的 ${}^{11}\text{Be}$ 的基态以 s 波闯入为主。

关键词: 直接核反应; 弹性散射; 非弹性散射; 转移反应

中图分类号: O571.3

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC09

1 引言

一百多年以来,核物理的基本知识主要建立在将近300个稳定原子核研究的基础上。随着加速器技术的发展,过去二三十年,核物理研究的重点逐渐向不稳定核区(即放射性核区)拓展。放射性核束物理涉及到广阔的未知核素版图,主要针对三个重大科学问题:滴线区新物理^[1],宇宙中重元素的生成^[2]以及如何攀登超重稳定岛^[3]。由于有这些重大科学问题的牵引,以及核能核安全等应用方面的重大需求,放射性核束物理已经成为国际上所有科技强国重点部署的前沿领域。在这些大科学装置上,直接核反应是最重要的实验观测手段之一。本文将主要介绍如何利用直接核反应方法研究远离稳定线的轻丰中子核的奇特结构。

直接核反应有三个显著区别于其他反应的特点。第一是反应快,时间尺度大约是 10^{-22} s。这个时间尺度与反应中弹核穿过靶核的时间相当,远小于复合核的形成时间($> 10^{-20}$ s)。第二个特点是在反应过程中,只有一步或者两步过程,不形成中间复合核。第三个特点是表面反应,主要发生在靶核的表面(~ 1.5 fm)^[4-7]。直接核反应的初态和末态会影响反应的结果,通过研究反应过程和结果可以得到初末态核的性质与结构。图1总结了不同类型的反应发生所需要的束流能量以及反应发

生的位置。弹靶之间的相互作用力主要有短程的核力和长程的库仑力。对于库仑激发,相互作用主要由库仑力提供,其反应发生在远离靶核核心的外围^[8]。相互作用主要受核力影响时,反应发生在接近靶核中心的区域,可能会发生多次反应,也可能形成复合核再分解成处于高激发态的剩余核和出射粒子,剩余核衰变到达稳定态。熔合反应属于复合核过程^[9]。当弹靶体系的相互作用受到核力和库仑力作用的共同影响时,反应发生在表面,属于直接核反应,主要的反应类型有弹性散射、非弹性散射、转移反应和敲出反应等。我们的实验研究,主要基于兰州放射性束流线(RIBLL)^[10]和日本大阪大学核物理研究中心(RCNP)的奇特核束流线(EN)^[11]产生的放射性束流,能量在几十 MeV/u,涉及到的直接核反应主要有弹散、非弹以及转移反应。

远离稳定线的丰中子核素有很多奇特的结构,例如某些轨道的闯入会破坏传统的幻数,形成新的幻数。我们的研究主要集中在 $N=8$ 附近的轻丰中子核区。这个核区的主要特点是, $1s_{1/2}$ 轨道和 $0d_{5/2}$ 轨道的能级间隙变化剧烈,在其低占据态中容易出现 s 波的成分,有时甚至会出现两个轨道反转的现象。例如 ${}^{14}\text{B}$ ^[12-14]、 ${}^{15}\text{C}$ ^[15-17]的基态宇称自旋值都是 $1/2^+$,而不是传统壳模型预言的 $5/2^+$ 。对于更加靠近丰中子滴线的核, $1s_{1/2}$ 或者 $0d_{5/2}$ 轨道还可能闯入到 $0p_{1/2}$ 轨道以下,破

收稿日期: 2019-12-20; 修改日期: 2020-03-31

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(11775004, U1867214)

作者简介: 李根(1996-),男,湖南湘潭人,硕士研究生,从事放射性核束物理实验研究; E-mail:1801210127@pku.edu.cn

[†]通信作者: 楼建玲, E-mail: jllou@pku.edu.cn.

坏 $N=8$ 的幻数，典型的核素有 ^{11}Be ^[18-21]、 ^{11}Li ^[22] 等。这些核中的闯入成分会对其参与的反应产生重要的影响，所以不管从理论上还是实验上，都需要测量这些成分，而直接核反应是一种很有效的实验手段。下面我们将从小到复杂，以具体的实验为例，分别介绍如何利用弹性散射、非弹性散射以及转移反应研究轻丰中子核的奇特结构。

2 弹性散射

2.1 弹性散射

弹性散射是最简单的直接核过程，可以用表达式 $A(a, a)A$ 来表示。式中 A 为靶核， a 为弹核。在反应后，剩余核 A 和出射粒子 a 都没有发生任何的变化，反应的 Q 值为 0。在实验中主要存在两个观测量：反应截面 (Reaction Cross Sections) 以及微分截面 (Differential Cross Sections)。它们都是揭示核结构的重要观测量。

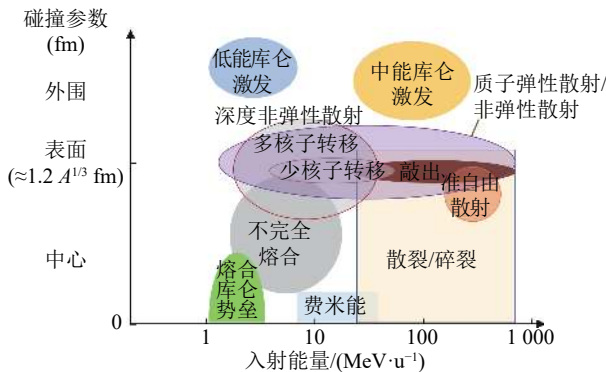


图 1 (在线彩图) 不同类型的反应发生所需要的束流能量和反应发生的位置^[6]

2.2 反应截面

反应截面 σ_r ，又称为去弹截面，在实际工作中经常和相互作用截面 σ_1 (Interaction Cross Sections) 等同处理^[23]。利用 σ_1 可以提取原子核物质分布半径和质子中子的密度分布等信息^[24]。因此，测量 σ_1 是揭示丰质子和丰中子核素是否可能具有奇特结构的有效手段。它与靶核半径 $R_t(t)$ 和弹核半径 $R_i(p)$ 有如下关系：

$$\sigma_1(p, t) = \pi [R_i(p) + R_t(t)]^2. \quad (1)$$

1985 年，Taniguchi 等^[25] 分别测量了 Li 和 Be 的同位素 ($^6\text{-}^{11}\text{Li}$, $^7\text{-}^9\text{Be}$) 与 Be , C 和 Al 靶的相互作用截面，结合公式 (1) 计算了这些弹核的物质半径，结果如图 2 所示。与附近的核素相比， ^{11}Li 存在异常大的物质半径，意味着 ^{11}Li 可能存在较大的密度分布拖尾或者形变。目前，除了 ^{11}Li 外，已经利用此方法发现了 $^{11,14}\text{Be}$ ^[26-27]

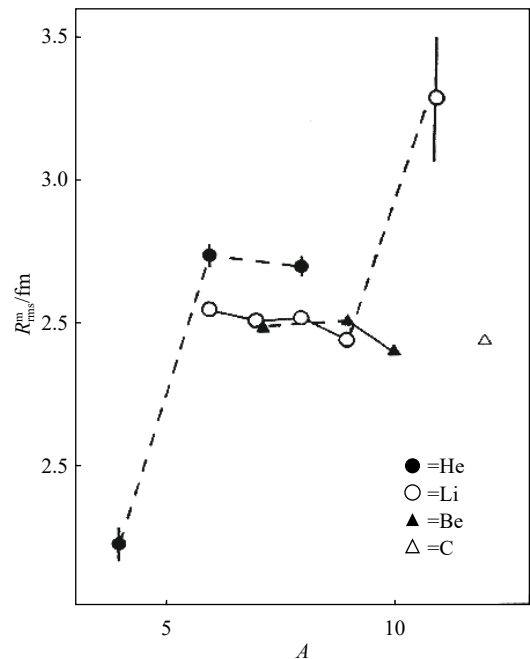


图 2 利用反应截面提取的各同位素的物质半径^[25]

和 ^{19}C ^[28] 等核素具有中子晕结构。

测量电荷改变截面，可以抽取核的电荷半径。利用该方法，Estrade 等^[29] 发现 ^{17}B 存在异常大的电荷半径，Bagchi 等^[30] 也发现 ^{22}N 具有异常大的电荷半径。结合反应截面抽取的物质半径进一步提取了 ^{17}B 和 ^{22}N 的中子半径，再次确认了它们是中子晕核。利用该方法，Tran 团队还提取了丰中子 C 同位素 ($^{13}\text{-}^{20}\text{C}$) 的电荷半径，结合其它的实验观测量，发现丰中子 C 同位素中可能存在 $Z=6$ 的幻数^[31]。北京航空航天大学核物理实验团队在兰州第二条次级束流线 (RIBLL2) 上搭建了电荷改变截面的测量平台，并成功开展了轻核区二十余个原子核的实验测量工作。该平台探测器的性能与世界同类型探测器水平相当，满足轻核区电荷改变截面测量的需求^[32-33]。

2.3 微分截面

微分截面 ($d\sigma/d\Omega$) 是单位立体角的反应截面。理论上，通常采用光学模型来描述弹性散射角分布。光学势可以用来描述弹核和靶核的有效相互作用，通常选择 Woods-Saxon 势。它是一个复势阱，其中实部代表散射，虚部代表吸收。把它代入薛定谔方程中求解波函数和散射振幅，进而可以求得微分截面。光学势参数可以通过对比实验结果与理论计算确定。光学势不仅能描述弹性散射，也能给更加复杂的非弹性散射以及转移反应的计算提供重要的输入参数。

对于 ($A \leq 3$) 的轻核，例如核子 (质子或者中子)、

氘、氚(或者 ^3He)等,存在大量不同入射能量和不同稳定靶核的实验数据。如果同时拟合这些实验数据,就可以得到系统学光学势。常用的核子系统学光学势有CH89^[34],KD02^[35],WSS^[36]等。适用靶核范围比较大的氘的系统学光学势有Daehnick^[37],An^[38],Han^[39]等。近几年,张允等^[40]发展了只适用于 $1p$ 壳层靶核的氘的系统学光学势DA1 p 。对于 $A=3$ 的核(^3He 和 t),系统学光学势有TH1 p ^[41]和GDP08^[42-43]等。系统学光学势有适用范围,包括反应的能量和靶核的质量区。如果超出了适用范围,会出现很多不适用的情况。例如,到了弱束缚的不稳定核区,需要考虑其密度分布带来的影响,通常采用JLM势来考虑这种效应^[44-46]。

我们在轻核区做了许多系统性的工作。对于 $^{11}\text{Be}+p$ 的弹性散射实验数据,传统的系统学光学势KD02、CH89不能对其进行很好的描述,将系统学光学势实部降低和虚部升高才能更好地描述实验数据^[18],如图3所示。对于 $^6\text{He}+p$, $^8\text{He}+p$ 的弹性散射数据,我们也发现需要降低系统学光学势KD02的实部才能描述好实验数据^[47]。这个现象在其他弱束缚的奇特核中也观察到了^[48],可能的原因有:(1)超出了系统学光学势的靶核适用范围;(2)弱束缚核连续态的耦合效应。

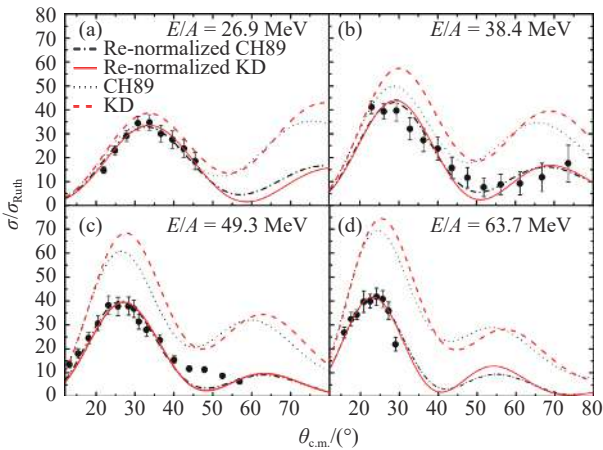


图 3 (在线彩图) $^{11}\text{Be}+p$ 弹性散射实验数据与采用系统学光学势KD02, CH89的计算结果的对比^[18]。归一后的系统学光学势,即降低实部升高虚部后能更好地描述实验数据

另外, ^{11}Be 是弱束缚核,激发后容易破裂,耦合道效应严重,通常采用三体的CDCC(Continuum Discretized Coupled Channel)方法进行计算。在该模型框架下,利用 $^{10}\text{Be}+p+n$ 三体之间的两两相互作用描述 $^{11}\text{Be}+p$ 的相互作用。我们利用CDCC方法系统分析了 $^{11}\text{Be}+p$ 在不同入射能量下的弹性散射数据,结果如图4所示。我们发现当 $^{10}\text{Be}+p$ 的光学势能很好描述其

弹性散射实验数据时,三体的CDCC方法在不调节任何参数的情况下,就可以很好地描述 $^{11}\text{Be}+p$ 的弹性散射角分布。这也表明,我们可以借助CDCC方法,利用相对稳定同位素核的光学势,来描述更加不稳定核的弹性散射数据^[49]。

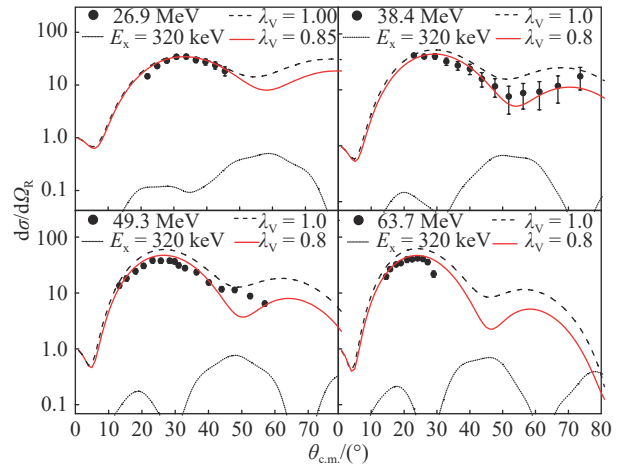


图 4 (在线彩图)利用CDCC方法计算的 $^{11}\text{Be}+p$ 的弹性散射角分布与实验数据的对比^[49]。计算中, $^{10}\text{Be}+p$ 的系统学光学势采用了不同的归一系数

对于($A > 3$)的靶核来说,没有系统学光学势,通常采用折叠模型。相互作用势是由入射弹核和靶核的密度,以及有效的核子核子相互作用势折叠得到。例如,折叠模型可以很好地描述 $^{10,11}\text{Be}+^{12}\text{C}$ ^[44]和 $^6\text{He}+^{12}\text{C}$ ^[50]的弹性散射截面。如果要考虑这些弱束缚核的连续态耦合效应,仍然可以采用CDCC方法。

3 非弹性散射

3.1 非弹性散射

非弹性散射的机制与弹性散射类似,不同之处在于,弹核与靶核交换能量后,有部分能量会被弹靶体系吸收,导致反应 Q 值不为0。非弹性散射可以用表达式 $A(a,a)A^*$ 来表示。如果剩余核被激发到非束缚态会发生破裂,生成碎片 $b+c$,可以用表达式 $A(a, a)A^* \rightarrow b+c$ 来表示。非弹性散射的激发模式可能是单粒子激发或集体激发,哪种激发模式为主取决于原子核中哪部分性质更显著^[51-52]。对于集体激发,非弹性散射可以用转动和振动模型来描述,把核的运动类比为液滴的运动。对非球形核的形变,可以用转动或者振动来描述。对于球形核,只能用振动来描述。在转动模型中,利用实验角分布和DWBA(Distorted Wave Born Approximation)计算的对比,可以提取原子核的形变参量^[53]。在DWBA计算中,把核的形变等效于光学势的形变。这

个形变参量包括质子和中子的所有贡献，其与形变长度 δ 的关系为^[54]

$$\delta = \beta R = \beta r_0 A^{1/3}, \quad (2)$$

其中： R 为核半径； r_0 为一个常量，在FRESKO的计算中通常取1.2 fm^[55]。常见的非弹激发有偶偶核的E2跃迁（基态到第一个 2^+ 态的激发），晕核的软偶极共振激发，核心激发等。

3.2 偶偶核的E2跃迁

对于偶偶核来说，其转动能级的自旋只能是偶数。我们能通过 2^+ 态的性质来研究偶偶核的形变。中子和质子对激发偶偶核到 2^+ 态的贡献，可以用中子和质子的跃迁矩阵元(M_n, M_p)的比值来表示^[56]：

$$\frac{M_n}{M_p} = \frac{N\delta_n}{Z\delta_p}, \quad (3)$$

其中： δ_n 和 δ_p 分别为中子和质子的形变长度。对于稳定核，比值一般等于 N/Z 。对于不稳定核，丰中子核的比值一般会大于 N/Z ，而丰质子核则一般会小于 N/Z ^[57-58]。在实验中，通常需要用两种探针，才能分别求得中子和质子的各自贡献。纯电磁跃迁可以提取质子的贡献，其中 $B(E2)$ 与 M_p 的关系如下^[56]：

$$B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = \frac{M_p^2}{2 \times 2 + 1}, \quad (4)$$

$B(E2)$ 值通常可以由原子核的 2^+ 态的半衰期得到^[59]。利用非弹性散射数据，可以抽取物质的形变长度 δ_m^F 。它与 b_n^F ， b_p^F （二者分别为探针与中子、质子的相互作用强度）的关系如下^[56]：

$$\frac{\delta_m^F}{\delta_p} = \frac{1 + (b_n^F/b_p^F)/(M_n/M_p)}{1 + (b_n^F/b_p^F)(N/Z)}, \quad (5)$$

对于特定的探针，在给定的能量范围内， b_n/b_p 是一个常数^[60]。表1总结了不同探针的 b_n/b_p 值。由此可见，利用两种不同探针（或者靶）的非弹性散射数据，也可以分别求取 M_n ， M_p 。

表1 不同探针的 b_n/b_p 值^[60]

探针种类	能量范围	b_n/b_p
电磁探针	不限能量	0
质子	10~50 MeV	3
质子	1 GeV	0.95
中子	10~50 MeV	1/3
^4He	10~50 MeV	1
π^+	160~200 MeV	1/3
π^-	160~200 MeV	3

^{16}C 的丰中子同位素存在丰富的团簇和奇特的单粒子结构，形变对这些奇特结构的形成有很重要的贡献^[61-62]。为了研究 ^{16}C 的奇特结构，2018年我们在RIBLL上完成了 ^{16}C 在d和p靶上的直接核反应实验。图5是利用缺失质量法重建的 $^{16}\text{C}+d$ 的 Q 值谱。我们可以清楚地分辨出 ^{16}C 的基态和 2^+ 态。利用两个高斯方程拟合了各个角度区间下的弹散和非弹散的氘的数目，进而求得了 $^{16}\text{C}+d$ 的弹性散射和非弹性散射到 ^{16}C 的 2^+ 态的微分截面，结果如图6所示。结合 ^{16}C 在氘和质子两个靶上的非弹性散射数据，我们分别抽取了物质形变长度 δ_m^p 和 δ_m^d ，结果表明 ^{16}C 的形变不可忽略。利用式(5)推导出了 2^+ 态的 $M_n/M_p=1.95 \pm 0.47$ ，大于 $N/Z=1.66$ ^[63]。这个结果符合以前的实验测量值，说明 ^{16}C 不同于稳定核，其 2^+ 态的中子激发贡献要大于质子的。根据 M_p 和式(4)，我们还提取了 2^+ 态跃迁到基态的 $B(E2)$ 值，与用半衰期测量方法给出的值符合得很好。近期的 ^{20}Mg 的工作也利用这种方法，提取了中子和质子的跃迁矩阵元比值。该实验还抽取了中子的四级形变参数 $\beta_2=0.45 \pm 0.21$ 。这是丰质子核中的第一个实验证据，表明 $N=8$ 的主壳可能被破坏^[64]。未来，我们还计划利用该方法，测量丰质子核 ^{10}C 和 ^{14}O 的四级形变参数。

3.3 寻找晕核的软偶极共振态

除了密度分布拖尾和窄的动量分布外^[65]，晕核的另一个特点是 $B(E1)$ 值会明显增强^[66]。这种增强主要由两种机制引起：一种是单粒子激发，另一种是软偶极共振。20世纪Ikeda等^[67]就预言，在 ^{11}Li 中存在价中子围绕核心运动的软偶极共振态，但是实验上一直没有观察到。2016年Kanungo等^[68]利用具有isoscalar性质的探针“氘”，首次测量到了 ^{11}Li 的软偶极共振态。利用 ^{11}Li 在d靶上的非弹性散射数据和缺失质量方法，重建了 ^{11}Li 的激发能谱，结果如图7(a)所示。在能谱图上新发现了一个激发能为1.03 MeV的共振态。进一步分析发现该共振态的角分布符合 $l=1$ 的计算，说明该共振态存在软偶极共振性质，结果如图7(b)所示。随后，Tanaka等^[69]又利用 ^{11}Li 在p靶上的非弹性散射数据，发现了另外一个具有“软偶极共振”性质的共振态。

理论上预言，在晕核 ^6He 、 ^{14}B 和 ^{15}C 中，也存在具有软偶极共振性质的共振态^[70-71]，但是一系列的库仑激发实验中都没有发现这些奇特的共振态。对于 $A(a, a^*) \rightarrow b+c$ 反应来说，实验上可以通过测量碎片 $b+c$ 的能量和角度，利用不变质量法来构建非束缚态 A^* 的能谱；还可以通过测量非弹反冲粒子 a 的能量和角

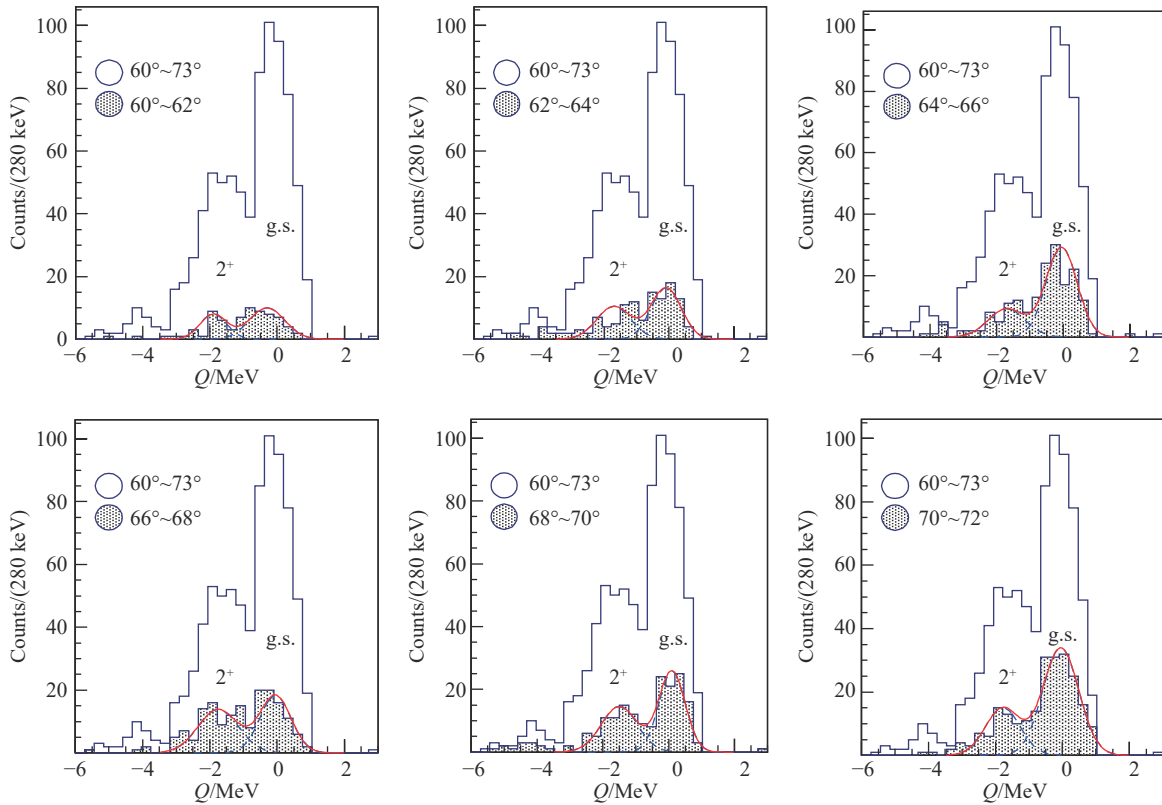


图 5 (在线彩图) $^{16}\text{C}+\text{d}$ 实验中, 利用反冲 d 的能量和角度重建的 Q 值谱

空的柱状图代表 d 发射到实验室角度 ($60^\circ \sim 73^\circ$), 实心的柱状图为 d 发射到不同的角度区间。虚线代表对 ^{16}C 的基态 (g.s.) 和 2_1^+ 的双高斯拟合, 实线代表双高斯的加和。

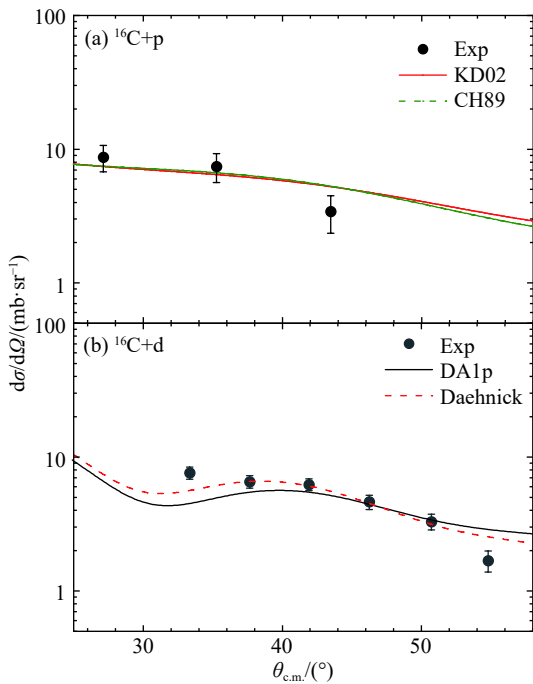


图 6 (在线彩图) $^{16}\text{C}+\text{p}$ (a) 和 $^{16}\text{C}+\text{d}$ (b) 的非弹性散射角分布与采用不同系统学光学势计算的对比

度, 来构建 A 的共振态。前一种方法是库仑激发实验经常采用的实验方法, 主要测量前角; 后一种方法称为

缺失质量法 (Missing mass method), 主要测量大角度。在 ^6He 、 ^{14}B 和 ^{15}C 中没有找到的奇特共振态的可能原因为: 在库仑裂解实验中主要测量前角, 直接破裂是主要的机制。北京大学核物理实验组于 2018 年在 RCNP 完成了基于 ^{14}B 和氦靶的直接核反应实验; 2019 年 5 月在 RIBLL 上完成了基于 ^{15}C 和氦靶的直接核反应实验。我们计划利用缺失质量法重建 ^{14}B 和 ^{15}C 的激发能谱, 所以在近 90° 的大角度放置了探测器测量非弹性散射的氦。在该测量角度下, 直接破裂的影响可以忽略, 所以如果这两个核中存在这种奇特的共振态, 我们就可以测量到。图 8(a) 给出了 ^{14}B 实验的初步结果。在反冲氦的能量随角度的二维图上, 我们新发现了 ^{14}B 的几个非束缚激发态, 激发能分别为 3.87, 6.00, 7.80 MeV。至于哪个态是软偶极共振态, 还需要结合各个态的微分截面和 DWBA 的理论计算进一步分析确认。另外, 需要指出的是, 缺失质量法不用测量反应产物 A^* , 是测量非束缚态或者非束缚核的为数不多的实验方法之一。除了 ^{14}B 的几个新非束缚态外, 我们还利用 ^{16}C 在氦靶上的非弹性散射数据, 发现了 ^{16}C 的激发能为 5.45 MeV 的非束缚态, 结果如图 8(b) 所示。如果能在 ^{14}B 和 ^{15}C 中找到这种奇异的共振态, 将可以进一步确认软偶极共

振的现象。将来, 还可能针对 ${}^6\text{He}$ 开展类似的实验研究。

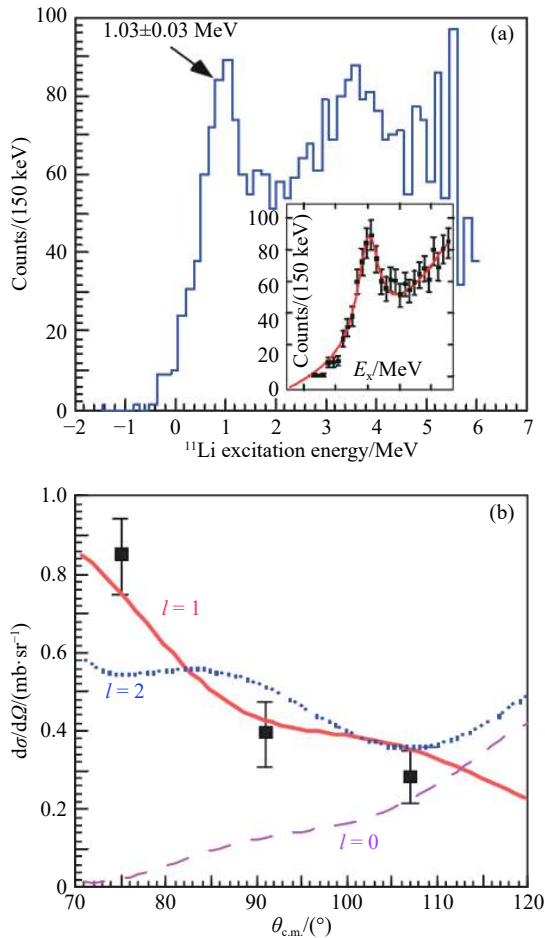


图7 (在线彩图) 测量 ${}^{11}\text{Li}$ 软偶极共振态的实验中, 利用与 ${}^9\text{Li}$ 符合的反冲的d重建的 ${}^{11}\text{Li}$ 的激发能谱(a)和1.03 MeV共振态的角分布结果(b)

图(a)的内插小图为高斯函数和指数本底对1.03 MeV共振态的拟合结果, 图(b)中的线为DWBA的计算结果^[68]。

3.4 核心激发

2014年北京大学核物理实验组在RCNP完成了 ${}^{11}\text{Be}$ 的实验^[18-19]。 ${}^{11}\text{Be}$ 比较特殊, 其基态存在组态混合, 除了占主要成分的 ${}^{10}\text{Be}(0^+) + 1n(1s_{1/2})$ 的组态外, 还存在核心激发成分 ${}^{10}\text{Be}(2^+) + 1n(0d_{5/2})$ ^[72-73]。近些年来, 发展了几个包含核心激发成分的理论模型, 例如XDWBA, XCDCC等^[74-75]。利用这些考虑了核心激发的模型, 能更好地描述 ${}^{11}\text{Be}+p$ 和 ${}^{11}\text{Be}+d$ 的非弹性散射数据^[18-19, 76]。对于 ${}^{11}\text{Be}+{}^{64}\text{Zn}$ ^[77], ${}^{11}\text{Be}+{}^{127}\text{Au}$ ^[78]的实验, 只有用充分考虑耦合效应后的CDCC模型才能描述好弹性散射数据; 只有在考虑了核心激发的成分后, 才能有效描述非弹性散射数据。类似于 ${}^{11}\text{Be}$, 晕核 ${}^{19}\text{C}$ 的核心激发成分在非弹性散射实验中也发挥了非常重要的作用^[79]。

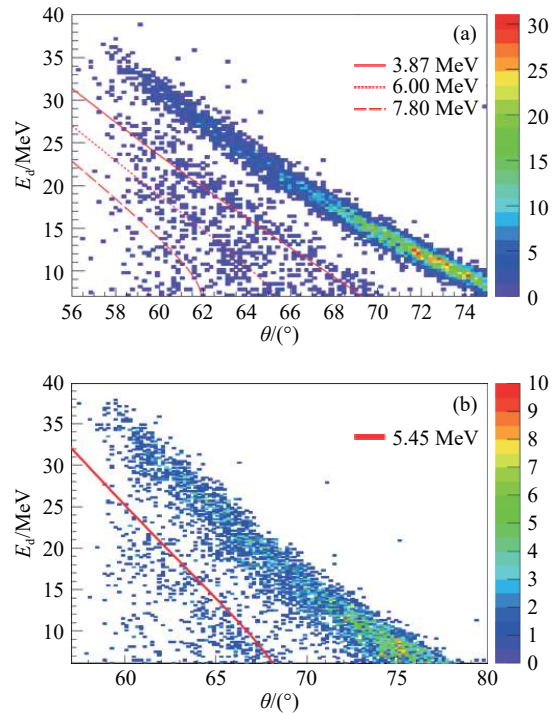


图8 (在线彩图) 在 ${}^{14}\text{B}+d$ (a)和 ${}^{16}\text{C}+d$ (b)实验中, 反冲氘的能量随角度的变化图

当 ${}^{14}\text{B}$, ${}^{16}\text{C}$ 被氘非弹到不同非束缚态时, 理论计算的反冲氘的运动学曲线如红线所示。

4 转移反应

4.1 转移反应

更复杂的直接核反应, 是入射的弹靶体系和出射的弹靶体系都不一致的转移反应, 即 $A(a,b)B$ 。转移反应存在许多种, 有单质子、双质子、单中子、双中子、氘、 α 转移等。对于转移反应, 也可分为削裂反应(Striping Reaction)和拾取反应(Pickup Reaction)。削裂反应指的是入射核打到靶核边上, 入射核中的一个或几个核子被靶核俘获, 又称为去核子反应(Nucleon-removing Reaction); 拾取反应是指入射粒子拾取靶核中的一个或者几个核子结合成较重的粒子后飞出, 又称为加核子反应(Nucleon-adding Reaction)。

转移反应的主要观测量是微分截面。利用微分截面, 可以提取的结构信息有:

(1) 角分布的形状, 尤其是微分截面的第一个极值所对应的角度, 强烈依赖于转移的角动量 l ^[80]。所以, 根据实验截面的形状, 可以确定转移的角动量, 再根据已知核的自旋宇称值即可定出剩余核的自旋和宇称。

(2) 转移反应还可以用来提取原子核的谱因子。通过实验截面与理论截面的比值来抽取谱因子 C^2S , 即:

$$C^2S = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{\text{exp}}}{(d\sigma/d\Omega)_{\text{calc}}}, \quad (6)$$

其中 $(d\sigma/d\Omega)_{\text{exp}}$ 和 $(d\sigma/d\Omega)_{\text{calc}}$ 分别为实验和理论计算的微分截面。理论截面 $(d\sigma/d\Omega)_{\text{calc}}$ 是模型依赖的，计算结果受入射道和出射道光学势的影响。

(3) 如果谱因子和每个占据态的激发能已知，还可以利用加和规则求取有效单粒子能 (Effective Single-particle Energy)^[81]。

4.2 单核子转移反应

单核子转移反应是指转移一个核子(质子或者中子)的反应。常见的单核子转移反应有 (d,p) , (d,t) , $(d,^3\text{He})$, (p,d) 等。对于稳定核来说，通常采用正运动学，即稳定核作为靶核，质子束或氘束作为弹核。对于不稳定的放射性束核来说，其半衰期通常较短，束缚能较低，所以很难做成靶。通常采用逆运动学反应，把放射性束作为入射弹核，氘或者质子作为靶核。单核子转移反应可以精确测量转移单核子的量子态，在不稳定核的奇特结构研究中具有显著和独特的优势。

随着加速器技术的发展，以及逆运动学技术的应用，单核子转移反应已经成为研究不稳定核结构的重要实验手段之一。世界上的各大机构，例如美国的 Argonne 国家实验室^[82]，法国国家重离子加速器 (GANIL)^[83]，以及加拿大粒子与核物理国家实验室 (TRIUMF)^[84] 等，都在用单核子转移反应研究不稳定核的结构。北京大学核物理实验组也建立了用于单核子转移反应研究的探测器阵列，如图 9 所示。探测器的主要构成为：

(1) T0 为零度望远镜，覆盖的实验室系角度约为 $0\sim 12^\circ$ ，由三块双面硅微条 (DSSD: Double-sided Silicon Strip Detector) 和 大面积硅探测器 (SSD: large-Surface Silicon Detector)，再加上 CsI(Tl) 闪烁体探测器组成，主要用于测量剩余核 B 及其同位素，还可以测量弹核 A 的碎片。

(2) T1 为小角度望远镜，覆盖的实验室系角度约为 $20^\circ\sim 52^\circ$ ，由两块 DSSD 和 一块 SSD，再加上 CsI(Tl) 闪烁体探测器组成，主要用于测量 (d,t) , $(d,^3\text{He})$, (p,d) 等反应产生的反冲粒子 t , ^3He 和 d 等。

(3) TA 为环形硅望远镜，覆盖的实验室系角度约为 $15^\circ\sim 48^\circ$ ，由四块环形硅 (ADSSD: Annular Double-sided Silicon Detector) 和 CsI(Tl) 闪烁体探测器组成，主要用于测量 (d,t) , $(d,^3\text{He})$, (p,d) 等反应产生的反冲粒子 t , ^3He 和 d 等。TA 是 T1 的补充，优点是覆盖的立体角大，缺点是角分辨较差。在测量 (d,p) 反应道的时候，TA 通常被移动到背角，测量反冲的 p 。

(4) T2 为大角度望远镜，覆盖的实验室系角度约为 $57^\circ\sim 82^\circ$ ，由一块 DSSD 和 一块 SSD，再加上 CsI(Tl) 闪烁体探测器组成，主要用于测量弹性散射和非弹性散射后反冲的 p 和 d 。

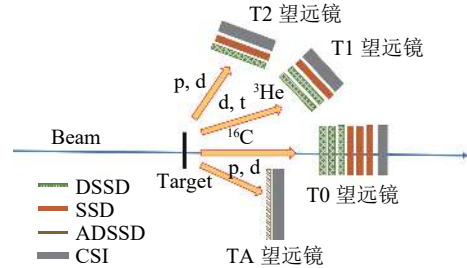


图 9 (在线彩图) 用于单核子转移反应的探测器阵列

利用该实验装置，我们在日本理化学研究所 (RIKEN) 完成了 $^8\text{He}(p,d)^7\text{He}$ 和 $^8\text{He}(p,t)^6\text{He}$ ，在 RCNP 完成了 $^{11}\text{Be}(d,p)^{12}\text{Be}$ 和 $^{14}\text{B}(d,p)^{15}\text{B}$ ，在 RIBLL 完成了 $^{16}\text{C}(d,^3\text{He})^{15}\text{B}$ 和 $^{15}\text{C}(d,^3\text{He})^{14}\text{B}$ 等多个单核子转移反应的实验。这些实验主要用于研究 $N=8$ 附近丰中子核的奇特结构。

^8He 是已知的中质比最大的束缚核，是一个典型的 Borromean 核，因此也是检验核结构模型的一种极佳核素。北京大学核物理实验组在 RIKEN 的放射束流线 RIPS (RIKEN Projectile-fragment Separator) 上，利用 $^8\text{He}(p,d)^7\text{He}$ 和 $^8\text{He}(p,t)^6\text{He}(2^+)$ 两个转移反应，研究了 ^8He 的奇特结构。利用 $^8\text{He}(p,d)^7\text{He}$ 反应抽取的谱因子约为 2.0，远小于独立粒子模型 (Independent Particle Model) 预言的 4.0，说明 ^8He 的 4 个价中子并不完全占据 $0p_{3/2}$ 轨道，结果如图 10 所示。实验结果还发现， ^8He 发生双中子转移 ($^8\text{He}(p,t)$) 后，主要到 ^6He 的 2^+ 激发态，而不到 ^6He 的基态。这说明 ^8He 的核心 ^6He 主要处于 2^+ 的激发态，即有一对 中子处于 $0p_{1/2}$ 轨道。单中子和双中子转移反应的数据均表明： ^8He 基态中，4 个

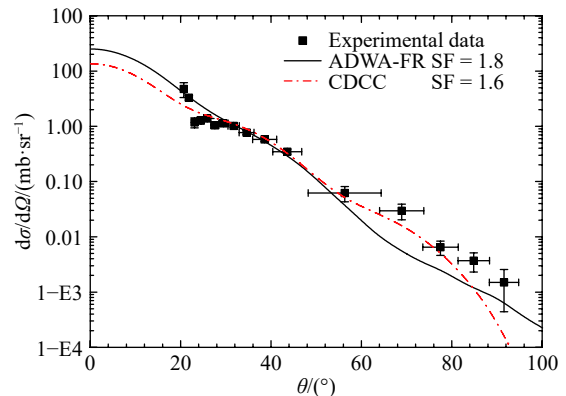


图 10 (在线彩图) $^8\text{He}(p,d)^7\text{He}$ 转移反应的角分布与理论计算的对比^[85]

价中子倾向两两配对，除了正常的 $(0p_{3/2})^4$ 成分外，还有一定的 $(0p_{3/2})^2(0p_{1/2})^2$ 成分 [85]。

^{11}Be 是典型的以 s 波闯入为主的核，增加一个中子变成 ^{12}Be 后，仍然是以 s 波闯入为主吗？这个问题无论是实验上还是理论上，已经持续争议了二十年。实验上，敲出反应和转移反应的实验结果不一致。但是，由于转移反应没有区分 ^{12}Be 的各个激发态，实验结果受到了理论家的严重质疑。理论家强烈建议重新做一个能区分开 ^{12}Be 各个激发态的转移反应实验。基于此，北京大学核物理实验组在 RCNP 完成了一个全新的 $^{11}\text{Be}(d,p)^{12}\text{Be}$ 转移实验。实验中，利用反冲的质子重建了 ^{12}Be 的激发能谱，结果如图 11 所示。在该能谱图上，可以清楚地区分 ^{12}Be 的基态和激发态，但是没有办法区分各个激发态。我们利用 NaI 探测器测量了 0_2^+ 这个 isomer 态的衰变 γ ，并与反冲质子进行符合后，区分了 0_2^+ 态与其他激发态，结果如图 11 的内插小图所示。通过与反应模型计算结果的对比，抽取了这两个 0^+ 态的 s 波谱因子。利用这两个 0^+ 态 s 波谱因子的比值，结合以前实验确定的 p 波强度，我们首次定量地确定了 ^{12}Be 的两个 0^+ 态中的 s 波和 d 波强度，结果如图 12 所示。我们发现， ^{12}Be 基态中 s 波成分很低，小于 20%，但是 d 波成分高达 57%，是主要的闯入成分，与 ^{11}Be 基态中 s 波闯入为主的现象差异较大。这种差异，可能主要是受中子中子配对效应的影响 [20]。 ^{12}Be 的 0_2^+ 中， d 波成分很少，主要是 p 波和 s 波成分，可能是一个晕态 [86]。

B 的丰中子同位素也有丰富的闯入结构，例如 ^{13}B 的 $E_x=3.53\text{MeV}$ 的激发态是一个中子闯入态 [87]， $E_x=4.83\text{MeV}$ 的激发态是一个 s 波为主的质子闯入态 [88]；

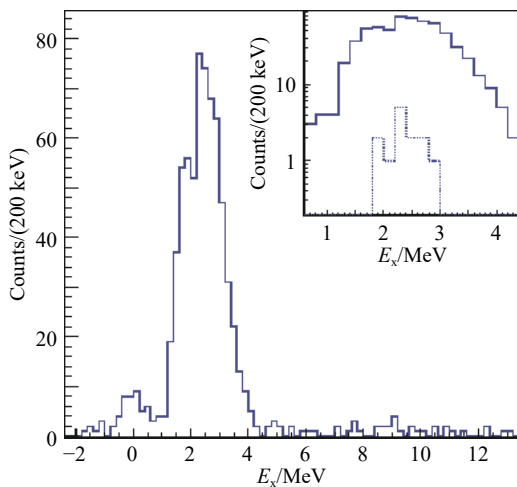


图 11 (在线彩图) 利用反冲质子的能量和角度重建的 ^{12}Be 的激发能谱

内插的小图为局部放大图，虚线代表与 isomer 态的衰变 γ 符合后的激发能谱 [20]。

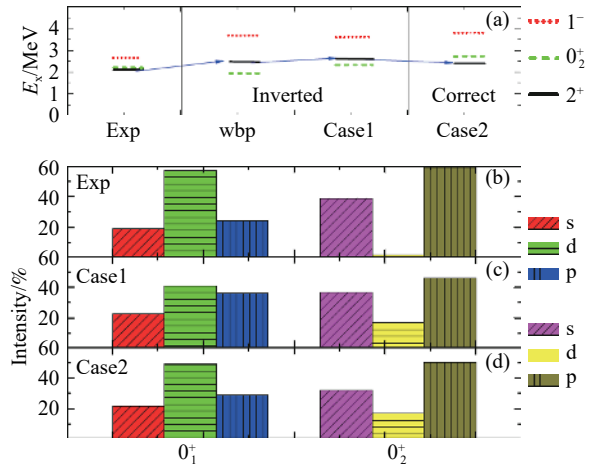


图 12 (在线彩图) ^{12}Be 的实验结果和壳模型计算结果的对比

(a) ^{12}Be 低占据态的能级纲图；(b) 实验中提取的两个 0^+ 态中 s, d, p 波强度；(c) 和 (d) 分别为利用不同相互作用势时，壳模型计算的两个 0^+ 态中的 s, d, p 波强度 [20]。

^{14}B 的基态和第一激发态中的价中子主要占据 $1s_{1/2}$ 轨道，而不是 $0d_{5/2}$ 轨道 [89] 等。 ^{14}B 加一个中子后变成 ^{15}B ，是否会像 $^{11,12}\text{Be}$ 一样， s 波成分从 70%~90% 骤减到 10%~20% 呢？目前，还没有实验数据能回答这个问题。 ^{15}B 的实验研究较少，目前只测到了 ^{15}B 的几个束缚态和非束缚态的能级 [90]。基于此，我们在 RIBLL 和 RCNP 分别进行了 ^{16}C 和 ^{14}B 的实验，利用 $^{16}\text{C}(d,^3\text{He})^{15}\text{B}$ 和 $^{14}\text{B}(d,p)^{15}\text{B}$ 转移反应布局 ^{15}B 的基态和激发态，用于研究这些低占据态的单粒子成分。初步的实验数据分析结果表明，实验达到了预期目标。RIBLL 实验的零度探测器的粒子鉴别结果如图 13 所示，可以清楚地

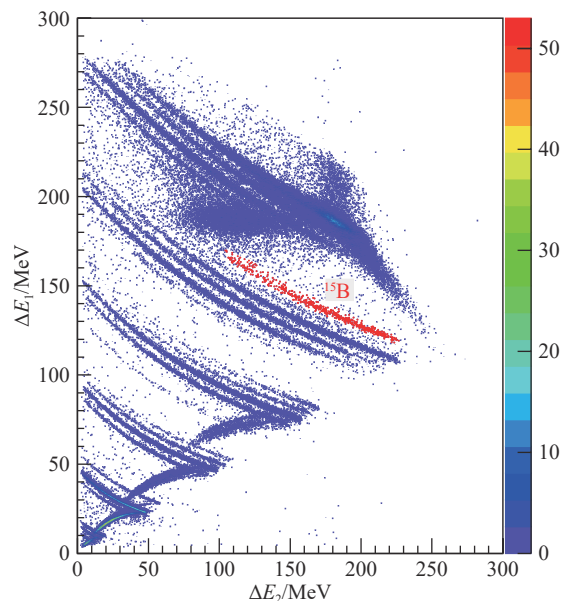


图 13 (在线彩图) $^{16}\text{C}(d, ^3\text{He})^{15}\text{B}$ 实验中，利用零度望远镜测量得到的粒子鉴别图

看到转移反应后生成的 ^{15}B 。进一步的数据分析与理论计算还在进行中。我们计划利用 $^{15}\text{B}(\text{d},\text{p})$ 反应布居非束缚核 ^{16}B 的低占据态，并研究这些态的性质。

未来，我们还计划利用该装置对 ^{10}C 进行研究。大量实验研究表明，丰中子 C 同位素的单质子分离能较大， $B(\text{E}2)$ 值较小，即 $Z=6$ 拥有新幻数的特征 [31]。在丰质子区， $Z=6$ 是否为一个新幻数，实验上还没有定论。我们计划利用 $^{10}\text{C}(\text{d},^3\text{He})$ 和 $^{10}\text{C}(\text{d},\text{t})$ (或者 $^{10}\text{C}(\text{p},\text{d})$) 等单核子转移反应，分别测量 ^{10}C 基态中的单质子和单中子强度，定量研究这个问题。单核子转移过程如图 14 所示。

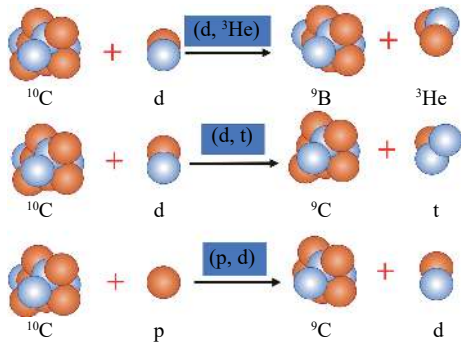


图 14 (在线彩图) 利用单核子转移反应测量 ^{10}C 基态中单核子强度的示意图

5 问题和挑战

在研究过程中，我们发现在不稳定核的直接核反应研究中还存在一些问题，面临着一些技术挑战。首先，不管是在弹散、非弹还是转移反应的实验研究中，都存在统计误差偏大的问题。除了不断改善加速器技术，提高不稳定核的流强和增加靶厚外，还可以通过增加探测器的立体角解决这一问题。世界上各大实验室都建造了适用于直接核反应研究、近 4π 、高能量与高空间分辨率的探测装置 [91]。如前文所述，直接核反应的研究往往采用缺失质量法，即通过测量反冲轻粒子的能量和角度来构建激发能谱。需要指出的是，反冲粒子不前冲，几乎可以在全空间中发射。图 15 显示了 23.5 MeV/u 的 ^{16}C 在 d 靶上发生各种反应后，不同反冲轻粒子的能量随角度的变化曲线，即运动学曲线。我们可以清楚地看到，发生各种反应后生成的轻粒子在实验室系发射的角度范围 (对应高截面分支) 差别很大。所以，采用近 4π 立体角的探测装置，除了增加统计外，还可以充分利用有限的束流时间，在一个实验中同时测量多个反应道。与此同时，我们也可以看到，反冲轻粒子的能量非常低，这给探测带来了很大的挑战。

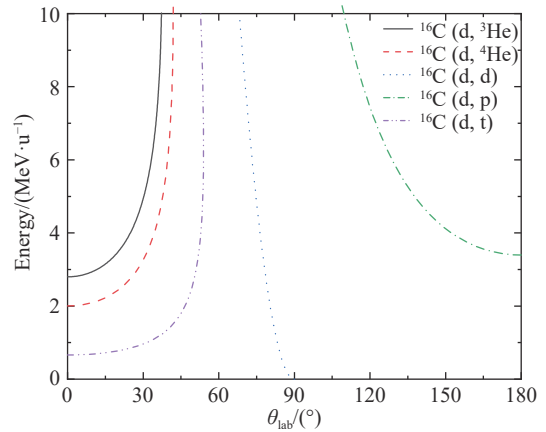


图 15 (在线彩图) 23.5 MeV/u 的 ^{16}C 在 d 靶上发生的各种反应的运动学曲线

其次，反冲的低能轻粒子 (对应高截面分支) 在靶中的能损对激发能谱的分辨有很重要的贡献。所以，从提高 Q 值 (或者激发能谱) 分辨的角度来讲，需要薄靶；从增加统计的角度来讲，需要厚靶。这两者是矛盾的。如果采用传统的探测器，例如硅，在实验之前，需要仔细设计靶的厚度，在保证统计的同时还要兼顾激发能谱的分辨。近些年来，人们发展了既可以作靶又可以作探测器的活性靶时间投影室 (AT-TPC) 探测器，解决了这个矛盾 [92]。但是，由于 AT-TPC 需要庞大的电子学系统，所以大多数 AT-TPC 还处于研发阶段，真正在核物理实验中的应用还很少。未来，随着电子学技术的发展，AT-TPC 会逐步取代传统的探测器。

再次，从反应数据中抽取结构信息，需要可靠的反应理论支持。目前，很多核反应的理论计算存在着很大的不确定度，亟待进一步的改进。在核反应理论中，不确定度主要有四个来源，分别为：(a) 少体问题的近似；(b) 有效相互作用的近似；(c) 结构方程的近似；(d) 有限的模型空间的影响 [93]。未来，随着反应模型的改进和计算机技术的发展，期待能进一步减少上述不确定度。

6 总结和展望

直接核反应，包括弹性散射、非弹性散射和转移反应，是研究不稳定核奇特结构的重要实验手段之一。该研究方向主要采用逆运动学反应和缺失质量法。本文主要介绍了如何运用这几种直接核反应方法研究轻丰中子核的结构。通过测量弹靶体系的相互作用截面 (电荷改变截面)，可以提取原子核的物质 (质子) 半径。利用弹性散射的微分截面，可以提取弹靶体系的有效相互作用，定性研究弱束缚核与稳定核的区别。结合理论计算，利用非弹性散射的角分布可以抽取偶偶核的形变信息，定性揭示滴线区核的奇特性质。对于单核子转移反应，可

以确定宇称自旋值, 定量给出单粒子强度(谱因子)和有效的单粒子能。

我们测量了 ${}^6, {}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Be}$ 等晕核在质子和氦靶上的弹性散射数据。理论计算表明, 只有降低系统光学势的实部深度, 才能较好地描述这些弱束缚核的弹性散射数据。另外, 研究结果还表明, ${}^{11}\text{Be}$ 的核心激发成分对其参与的反应有非常重要的贡献。利用 ${}^{16}\text{C}$ 在质子和氦靶上的非弹性散射数据, 我们抽取了 ${}^{16}\text{C}$ 的形变参数, 结果表明其形变不可忽略。利用单核子转移反应, 我们定量研究了 ${}^8\text{He}$ 、 ${}^{11, 12}\text{Be}$ 等丰中子核基态及低占据态中的 p -、 s -、以及 d -波成分的强度。结果表明: ${}^8\text{He}$ 基态中的4个价中子, 除了可以构成正常的 $(0p_{3/2})^4$ 组态外, 还可以构成 $(0p_{3/2})^2(0p_{1/2})^2$ 组态; ${}^{12}\text{Be}$ 的基态是 d 波闯入为主, 而其临近的 ${}^{11}\text{Be}$ 以 s 波闯入为主。未来, 我们还计划利用直接核反应的方法研究丰中子核 ${}^{14, 15, 16}\text{B}$ 、 ${}^{15}\text{C}$ 以及丰质子核 ${}^{10}\text{C}$, ${}^{14}\text{O}$ 等 $N=8$ 附近核的奇特结构。 ${}^{14, 15}\text{B}$ 、 ${}^{15}\text{C}$ 相关的实验已经完成, 数据正在紧张地分析中。期待未来2~3年内, 能定量得到 ${}^{14, 15}\text{B}$ 、 ${}^{15}\text{C}$ 低占据态中的 s 波和 d 波强度; 能定性得到“ ${}^{14}\text{B}$ 、 ${}^{15}\text{C}$ 中是否有软偶极共振性质的共振态”的结论。我们已经递交了束流申请, 研究 ${}^{16}\text{B}$ 、 ${}^{10}\text{C}$ 以及 ${}^{14}\text{O}$ 等核的奇特结构。

虽然直接核反应的研究还存在着很多问题, 面临众多的挑战, 但是随着加速器技术的发展, 探测技术的进步以及计算机技术的革新等, 将来会越来越多地应用到不稳定核的奇特结构研究中去。我们的研究也会进一步向中重核区拓展, 期待将来能够研究 $N=20, 28, 50$ 附近不稳定核的奇特结构。

参考文献:

- [1] JIN G M, FU F, HUANG X. *Nuclear Physics Review*, 2004, 21: 271. (in Chinese)
(靳根明, 付芬, 黄熙. *原子核物理评论*, 2004, 21: 271.)
- [2] LIU W P, GUO B, BAI X X, et al. *Nuclear Physics Review*, 2017, 34: 284. (in Chinese)
(柳卫平, 郭冰, 白希祥, 等. *原子核物理评论*, 2017, 34: 284.)
- [3] XU H S, ZHOU X H, XIAO G Q, et al. *Nuclear Physics Review*, 2003, 20: 76. (in Chinese)
(徐珊珊, 周小红, 肖国青, 等. *原子核物理评论*, 2003, 20: 76.)
- [4] GHOSHAL S N. *Phys Rev*, 1950, 80(6): 939.
- [5] AUSTERN N. *Direct Nuclear Reaction Theories*[M]. United States of America: John Wiley & Sons Inc, 1970: 20.
- [6] OBERTELLI A. *Eur Phys J Plus*, 2016, 131: 319.
- [7] DAR A. *Nucl Phys*, 1964, 55: 305.
- [8] NAKAMURA T, MOTOBAYASHI T, ANDO Y, et al. *Phys Lett B*, 1997, 394: 11.
- [9] IGNATYUK A V, KUDYAEV G A, JUNGHANS A, et al. *Nucl Phys A*, 1995, 593: 519.
- [10] ZHANG W L, GUO Z Y, LIU G H, et al. *Science in China(Series A)*, 1999, 42: 529.
- [11] SHIMODA T, MIYATAKE H, MORINOBU S. *Nucl Instr and Meth B*, 1992, 70: 320.
- [12] BAZIN D, BENENSON W, BROWN B A, et al. *Phys Rev C*, 1998, 57(5): 2156.
- [13] SHERR R. *Phys Rev C*, 1996, 54(3): 1177.
- [14] OKUNO H, ASAH K, UENO H, et al. *Phys Lett B*, 1995, 354: 41.
- [15] YAMAGUCHI T, ZHENG T, OZAWA A, et al. *Nucl Phys A*, 2003, 724: 3.
- [16] ZU H L. *Chin Phys Lett*, 2002, 19(8): 1071.
- [17] FANG D Q, YAMAGUCHI T, ZHENG T, et al. *Phys Rev C*, 2004, 69: 034613.
- [18] CHEN J, LOU J L, YE Y L, et al. *Phys Rev C*, 2016, 93: 034623.
- [19] CHEN J, LOU J L, YE Y L, et al. *Phys Rev C*, 2016, 94: 064620.
- [20] CHEN J, LOU J L, YE Y L, et al. *Phys Lett B*, 2018, 781: 412.
- [21] CHEN J, LOU J L, YE Y L, et al. *Phys Rev C*, 2018, 98: 014616.
- [22] MORIGUCHI T, OZAWA A, ISHIMOTO S, et al. *Phys Rev C*, 2013, 88: 024610.
- [23] KOHAMA A, IIDA K, OYAMATSU K. *Phys Rev C*, 2008, 78: 061601.
- [24] TANIHATA I, HAMAGAKI H, HASHIMOTO O, et al. *Phys Lett B*, 1985, 160: 380.
- [25] TANIHATA I, HAMAGAKI H, HASHIMOTO O, et al. *Phys Rev Lett*, 1985, 55: 2676.
- [26] FUKUDA M, ICHIHARA T, INABE N, et al. *Phys Lett B*, 1991, 268: 339.
- [27] TANIHATA I. *Nucl Phys A*, 1988, 488: 113c.
- [28] KANUNGO R, ICHIHARA T, OGAWA Y, et al. *Nucl Phys A*, 2002, 701: 378.
- [29] ESTRADA A, KANUNGO R, HORIUCHI W, et al. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 132501.
- [30] BAGCHI S, KANUNGO R, HORIUCHI W, et al. *Phys Lett B*, 2019, 790: 251.
- [31] TRAN D T, ONG H J, HAGEN G, et al. *Nat Commun*, 2018, 9: 1594.
- [32] ZHAO J W, SUN B H. *Nuclear Physics Review*, 2018, 35: 362. (in Chinese)
(赵建伟, 孙保华. *原子核物理评论*, 2018, 35: 362.)
- [33] SUN B H, ZHAO J W, ZHANG X H, et al. *Science Bulletin*, 2018, 63: 78.
- [34] VARNER R L, THOMPSON W J, MCABEE T L, et al. *Phys Rep*, 1991, 201: 57.
- [35] KONING A J, DELAROCHE J P. *Nucl Phys A*, 2003, 713: 231.
- [36] WATSON B A, SINGH P P, SEGEL R E. *Phys Rev*, 1969, 182: 977.
- [37] DAEHNICK W W, CHILDS J D, VRCELJ Z. *Phys Rev C*, 1980, 21: 2253.
- [38] AN H X, CAI C H. *Phys Rev C*, 2006, 73: 054605.
- [39] HAN Y, SHI Y Y, SHEN Q B. *Phys Rev C*, 2006, 74: 044615.

- [40] ZHANG Y, PANG D Y, LOU J L. *Phys Rev C*, 2016, 94: 014619.
- [41] PANG D Y, DEAN W M, MUKHAMEDZHANOV A M. *Phys Rev C*, 2015, 91: 024611.
- [42] PANG D Y, CHOMAZ P R, SAVAJOLS H, et al. *Phys Rev C*, 2009, 79: 024615.
- [43] LEE J, PANG D Y, LU H Y, et al. *Chin Phys Lett*, 2014, 31: 092103.
- [44] LAPOUX V, ALAMANOS N, AUGER F, et al. *Phys Lett B*, 2008, 658: 198.
- [45] PANG D Y, YE Y L, XU F R. *J Phys G: Nucl Part Phys*, 2012, 39: 095101.
- [46] PANG D Y, YE Y L, XU F R. *Phys Rev C*, 2011, 83: 064619.
- [47] QURESHI F J, LOU J L, YE Y L, et al. *Chin Phys Lett*, 2010, 27: 092501.
- [48] CORTINA-GIL M, ROUSSEL-CHOMAZ P, ALAMANOS N, et al. *Phys Lett B*, 1997, 401: 9.
- [49] CHEN J, LOU J L, PANG D Y, et al. *Sci Chin*, 2016, 59: 632003.
- [50] LOU J L, YE Y L, PANG D Y, et al. *Phys Rev C*, 2011, 83: 034612.
- [51] STELSON P H, ROBINSON R L, KIN H J, et al. *Nucl Phys*, 1965, 68: 97.
- [52] PINKSTON W T, SATCHLER G R. *Nucl Phys*, 1961, 27: 270.
- [53] ONG H J, IMAI N, AOI N, et al. *Phys Rev C*, 2006, 73: 024610.
- [54] IWASAKI H, MOTOBAYASHI T, AKIYOSHI H, et al. *Phys Lett B*, 2000, 481: 7.
- [55] MARKENROTH K, AXELSSON L, BAXTER S, et al. *Phys Rev C*, 2000, 62: 034308.
- [56] BERNSTERIN A M, MADSEN V A, BROWN V R. *Comments Nucl Part Phys*, 1983, 11: 203.
- [57] JEWELL J K, RILEY L A, COTTLE P D, et al. *Phys Lett B*, 1999, 454: 181.
- [58] IWASA N, MOTOBAYASHI T, BISHOP S, et al. *Phys Rev C*, 2008, 78: 024306.
- [59] RAMAN S, NTSTOR C W, TIKKANEN P. *At Data Nucl Data Tables*, 2001, 78: 1.
- [60] BERNSTEIN A M, BROWN V R, MADSEN V A. *Phys Lett B*, 1981, 103: 255.
- [61] SUN X X, ZHAO J, ZHOU S G. *Phys Lett B*, 2018, 785: 530.
- [62] KANADA-EN'YO Y. *Phys Rev C*, 2005, 71: 014310.
- [63] JIANG Y, LOU J L, YE Y L, et al. *Phys Rev C*, 2020, 101: 024601.
- [64] RANDHAWA J S, KANUNGO R, HOLL M, et al. *Phys Rev C*, 2019, 99: 021301.
- [65] ANNE R, ARNELL S E, BIMBOT R, et al. *Phys Lett B*, 1990, 250: 19.
- [66] ZHUKOV M V, DANILIN B V, FEDOROV D V, et al. *Phys Rep*, 1993, 231: 151.
- [67] IKEDA K. *Nucl Phys A*, 1992, 538: 355.
- [68] KANUNGO R, SANETULLAEV A, TANAKA J, et al. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 192502.
- [69] TANAKA J, KANUNGO R, ALCORTA M, et al. *Phys Lett B*, 2017, 774: 268.
- [70] DESCOUVEMONT P. *Phys Rev C*, 1995, 52: 704.
- [71] MADDALENA V, AUMANN T, BAZIN D, et al. *Phys Rev C*, 2001, 63: 024613.
- [72] WINFIELD J S, FORTIER S, CATFORD W N, et al. *Nucl Phys A*, 2001, 683: 48.
- [73] AUMANN T, NAVIN A, BALAMUTH D P, et al. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 35.
- [74] MORO A M, CRESPO R. *Phys Rev C*, 2012, 85: 054613.
- [75] SUMMERS N C, NUNES F M. *Phys Rev C*, 2007, 76: 014611.
- [76] LOU J L, CHEN J, PANG D Y, et al. *Nucl Phys Rev*, 2017, 34: 129. (in Chinese)
(楼建玲, 陈洁, 庞丹阳, 等. *原子核物理评论*, 2017, 34: 129.)
- [77] PIETRO A D, SCUDERI V, MORO A M, et al. *Phys Rev C*, 2012, 85: 054607.
- [78] PESUDO V, BORGE J G, MORO A M, et al. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 152502.
- [79] LAY J A, DIEGO R, CRESPO R, et al. *Phys Rev C*, 2016, 94: 021602.
- [80] LEE L L, SCHIFFER J P. *Phys Rev B*, 1964, 76: 405.
- [81] BARANGER M. *Nucl Phys A*, 1970, 149: 225.
- [82] ALMARAZ-CALDERON A, REHM K E, GERKEN N, et al. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 072701.
- [83] BURGUNDER G, SORLIN O, NOWACKI F, et al. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 042502.
- [84] CAVALLARO M, NAPOLI M De, CAPPUZZELLO F, et al. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 012701.
- [85] LOU J L, YE Y L, PANG D Y, et al. *J Phys: Conf Ser*, 2013, 420: 012076.
- [86] KANUNGO R, GALLANT A T, UCHIDA M, et al. *Phys Lett B*, 2010, 682: 391.
- [87] IWASAKI H, DEWALD A, FRANSEN C, et al. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 202502.
- [88] OTA S, SHIMOURA S, IWASAKI H, et al. *Phys Lett B*, 2008, 666: 311.
- [89] BEDOOR S, WUOSMAA A H, LIGHTHALL J C, et al. *Phys Rev C*, 2013, 88: 011304.
- [90] KONDO Y, NAKAMURA T, AOI N, et al. *Phys Rev C*, 2005, 71: 044611.
- [91] LIU W, LOU J L, YE Y L, et al. *Nucl Sci Tech*, 2020, 20: 1.
- [92] SUZUKI D, FORD M, BAZIN D, et al. *Nucl Instr and Meth A*, 2012, 691: 39.
- [93] LOVELL A E, NUNES F M. *J Phys G: Nucl Part Phys*, 2015, 42: 034014.

Study on Exotic Structure of Light Neutron-rich Nuclei via Direct Reaction

LI Gen, TAN Zhiwei, LOU Jianling[†], JIANG Ying, YE Yanlin

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

Abstract: Direct reaction, including elastic scattering, inelastic scattering and transfer reactions, is one of the commonly used methods to study the exotic structure of light neutron-rich nuclei. Taking for example the structure studies of ${}^6,8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11,12}\text{Be}$, ${}^{14,15}\text{B}$, and ${}^{15,16}\text{C}$, this paper reviewed how to use these reactions to study the exotic structure of neutron-rich nuclei experimentally. The effective interactions (optical potential) between the halo nuclei ${}^6,8\text{He}/{}^{11}\text{Be}$ and the p/d targets are obtained by fitting the elastic scattering angular distributions. The deformation parameter of ${}^{16}\text{C}$ is extracted from the inelastic scattering data of ${}^{16}\text{C}+\text{p/d}$, which indicates that the deformation of ${}^{16}\text{C}$ can not be ignored. The p -, s - and d -wave intensities of the ground state in ${}^8\text{He}$ and ${}^{11,12}\text{Be}$ are quantitatively studied by the single-nucleon transfer reaction. The results show that in the ground state of ${}^8\text{He}$, besides four valence neutrons filling the $0p_{3/2}$ orbital, other configurations, such as $(0p_{3/2})^2(0p_{1/2})^2$, may have some probability. The ground state of ${}^{12}\text{Be}$ is dominated by the d -wave intruder, but its neighbour ${}^{11}\text{Be}$ is predominated by the s -wave intruder.

Key words: direct reaction; elastic scattering; inelastic scattering; transfer reaction

Received date: 20 Dec. 2019; **Revised date:** 31 Mar. 2020

Foundation item: National Key R&D Program of China(2018YFA0404403); National Natural Science Foundation of China(11775004, U1867214)

[†] **Corresponding author:** LOU Jianling, E-mail: jlou@pku.edu.cn.