

DOI: 10.13718/j.cnki.xdzk.2024.09.017

钟惠琴, 李加兴. 原子核内结团结构研究的探测器设置 [J]. 西南大学学报(自然科学版), 2024, 46(9): 181-190.

原子核内结团结构研究的探测器设置

钟惠琴, 李加兴

西南大学 物理科学与技术学院, 重庆 400715

摘要: 原子核结团结构是目前核物理研究的热点之一, 其常用的实验测量方法有碎裂反应和转移反应 2 种, 然而如何摆放实验中的探测器以获得最佳的探测效率和能量分辨, 目前还有待科学地分析研究. 首先对原子核的激发过程进行了分析, 为反应后碎片的如何分布提供了理论基础; 然后根据不同激发过程对碎片分布的影响进行了系统模拟研究, 仔细分析了探测器与靶的距离对探测效率和能量分辨的影响; 最后与已开展的实验进行了对比研究, 给出了现有实验装置测量时的改进方法, 该方法可对后续的实验设置进行计算优化, 并对类似的实验设置进行指导.

关键词: 碎裂反应; 转移反应; 结团结构

中图分类号: TL812; O572.21⁺2

文献标志码: A

文章编号: 1673-9868(2024)09-0181-10

开放科学(资源服务)标识码(OSID):



Detector Configuration for the Study of Cluster Structures of Nucleus

ZHONG Huiqin, LI Jiaying

School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China

Abstract: The study of nucleus cluster structure is currently one of the hot topics in nuclear physics research. The commonly used experimental measurement methods include fragmentation reaction and transfer reaction. However, how to arrange the detector in the experiment to obtain the best detection efficiency and energy resolution still waits scientific analysis and research. In this paper, the excitation process of atomic nuclei was analyzed, which provided a theoretical basis for study of the distribution of fragments after the reaction. Then, the effects of the distance between the detector and the target on the detection efficiency and energy resolution were carefully analyzed, and the methods for improvement of measurement with the existing experimental devices were also pointed out. The method presented in this paper can be used to optimize the subsequent experimental settings and provide guidance for similar experimental settings.

Key words: fragmentation reaction; transfer reaction; cluster structure

收稿日期: 2023-11-17

基金项目: 国家自然科学基金项目(U1332126, 11075133, 10205019).

作者简介: 钟惠琴, 硕士研究生, 主要从事核探测器技术研究.

通信作者: 李加兴, 副教授, 硕士研究生导师.

目前在原子核的研究中,核内结团结构的关注度非常高,通过它可以进一步研究原子核内的单粒子运动和集体运动.原子核结团结构的理论研究工作开展较早,1968 年 Ikeda 等^[1]指出, α 结团结构存在于 α 衰变阈附近的区域,从此开启了原子核内结团结构的研究.目前已经发展了多个理论模型对不同原子核的结团结构进行描述和预测^[2-5].然而实验中的测量难度比较大,因此针对实验开展的研究比较晚.从上世纪 80 年代开始,有少数的实验学家进行了相关的研究^[6-8],但因当时实验手段的短缺、数据获取的不足以及相关实验理论的局限性,并没有大范围开展实验上的探索.本世纪以来,随着探测手段和数据获取速度的提高,核内结团结构逐渐成为目前原子核研究的热点之一.

目前常见的实验研究方法有碎裂反应^[9-12]和转移反应^[13-15],2 种方法有各自的优缺点.碎裂反应法是通过加速器产生所需要的原子核并加速到一定的能量,与靶核碰撞,通过测量碎裂后碎片的能量和发射角度,回推出碎裂前原子核的结构状态.这种方法的一个难点是确定入射原子核的能量,原子核的能量对于产生相应的结构状态有非常大的作用,但目前研究较少,只有 AMD 模型对部分原子核的最佳入射能量进行了计算和预测^[16],实验上一般采用 30~35 MeV/u.转移反应是通过原子核与靶原子核交换部分核子后,获得所要研究的原子核,原子核碎裂后通过对碎片的测量回推原子核碎裂前的状态.此种实验方法的入射原子核能量一般处于库仑位垒略高一点.

2 种实验方法产生的碎片一般在反应的质心系中是各向同性的,所以碎片在空间的分布范围较大.如果要保证探测效率和能量分辨的问题,最好的方法是利用 4π 探测器阵列.但是大多数的实验组受经费和实验探测空间的影响,一般只采用部分角度的探测阵列,只能覆盖部分的碎片发射角度.所以在有限的探测条件下,提前确定好探测器最佳位置是非常重要的,不仅可以在有限的实验时间内获得最高的测量数据,还可以保证测量粒子的探测精度和效率,这对顺利开展实验是非常重要和必要的.

碎裂反应中碎片分布在入射粒子的两侧,所以将所有的探测单元放置于零度角方向,并呈对称排列.只需要考虑探测单元和靶的距离,保证合理的角分布、能量分辨和探测效率,这对于后期通过碎片的信息回推原子核的结构状态是非常必要的.转移反应则不同,入射粒子与靶原子核交换部分核子后,变成所需研究的原子核,此时粒子的出射方向与原粒子的出射方向不同,存在一个分布,所以碎裂后的碎片分布在空间上会更大,探测效率会相对低一些.探测器必须与原粒子的入射方向对称摆放探测单元,在实验中一般会经验性地进行摆放.

综上所述,能够计算出探测器的最佳摆放位置对后续实验的开展是非常必要和重要的,本文根据碎裂反应和转移反应计算出碎片的分布,对后续的实验开展进行指导.

1 粒子以不同角度入射对光子收集效率的影响

由于测量的碎片粒子有可能从不同的入射角度进入探测单元,所以有必要对不同入射角度的粒子的探测效率进行研究,这对于提高测量数据的准确性是非常重要的. GEANT4^[17]是由欧洲核子研究组织(CERN)基于 C++ 面向对象技术开发的蒙特卡罗应用软件包,可用于模拟粒子在物质中传播、与物质相互作用、探测器性能等各种高能物理实验^[18].本文采用该软件进行了光子收集效率的模拟.

最终的碎片能量探测一般采用闪烁体探测器.闪烁体探测器具有测量能量范围大、性价比高、易制成不同的形状等优点.一般每个探测单元由闪烁体和光电倍增管构成,闪烁体吸收射线后被激发,退激发后放出光子,产生的光子由光电倍增管收集,产生电信号被放大,最终被数据获取系统收集.闪烁体产生的光子数与入射粒子的种类和能量都有关系,所以相同能量的粒子以不同的入射角度进入探测单元是否有相同的光输出信号,对于正确测定粒子的能量非常重要.

首先对实验组的 CsI(Tl)闪烁体探测单元进行仿真模拟,分析粒子的不同入射角度进入探测器对于光子收集效率的影响.模拟过程中,当入射粒子进入闪烁体后,产生荧光光子,根据光子是否落到闪烁体与光电倍增管接触的后表面来确定收集的数量从而计算效率.分别以不同能量、不同入射角度、不同点源位置为单一变量,探讨对光子收集效率的影响.通过对到达探测器后表面的光子进行计算和数据分析,得到仿真过程中不同变量数值对光子收集效率的影响,如表 1 所示.

表 1 不同能量、不同入射角度、不同点源位置为单一变量的光子收集效率

变量	具体数值	收集效率/%
能量	44.9 MeV/u	51.537
	30.0 MeV/u	51.827
	35.0 MeV/u	51.758
	40.0 MeV/u	51.637
	50.0 MeV/u	51.387
入射角度	0°	51.537
	0.22°	51.597
	0.45°	51.241
	−0.22°	51.515
	−0.45°	51.343
点源位置	(0, 0, −300) mm	51.537
	5 mm	51.537
	10 mm	51.537
	−5 mm	51.537
	−10 mm	51.537

注：能量即入射粒子的能量；入射角度即原粒子束流沿着 Z 轴正方向发射，故为 0° ，正数为相对于束流方向左偏移，反之为右偏移；点源位置即束流的起始发射位置，原为 $(0, 0, -300)$ mm，其余正数为相对于点源位置往 X 轴正方向偏移，反之为往 X 轴负方向偏移。

从上述模拟结果可知，粒子以不同入射角度、能量进入闪烁体探测器对光子收集效率的影响较小，保证了测量到的信号大小与入射粒子的能量成正比，因此用该探测器进行测量得到的结果是可信的。

2 原子核的激发过程

原子核的结团结构一般处于激发态。为了更好地了解如何计算入射粒子、靶核的碰撞过程及碰撞后产物的分布，有必要对原子核的激发过程进行仔细地计算。本文运用质心系 (Centre of Mass System, CMS, 简称 C 系) 来实现入射粒子与靶核碰撞和碎裂过程。主要计算在 C 系中入射粒子与靶核发生碰撞、处于激发态的粒子进而发生碎裂 2 个过程，而最终的碎片用探测器可以测量出，这些输出的结果需要用实验室系 (Laboratory System, LS, 简称 L 系) 坐标来描述，以便与实验的测量结果进行对比。

碰撞过程的计算在 C 系中有很大的优势，因为 C 系中参与反应的粒子总的线性动量始终为零。在 C 系的反应过程中，粒子在碰撞前相向运动，而在碰撞后朝着相反的方向运动，故计算时会先将 L 系向 C 系转变，计算完成后，再将数据由 C 系的值转换为 L 系中的值并进行提取。

以核反应 $a + A \rightarrow b + B$ 为例。其中 a 是入射粒子， A 是靶子， B 是剩余核， b 是出射粒子，即本文选择的具有结团结构的原子核，一般用于研究原子核的激发态。二粒子的质心定义为：

$$(m_a + M_A)\vec{r}_C = m_a\vec{r}_a + M_A\vec{r}_A$$

(1)

式中： $\vec{r}_C, \vec{r}_a, \vec{r}_A$ 分别为质心 C 、 a 和 A 的坐标位置； m_a, M_A 分别为 a 和 A 的质量，于是求得质心速度 $\vec{v}_C$ 为：

$$\vec{v}_C = \frac{m_a}{m_a + M_A}\vec{v}_0$$

(2)

式中： $\vec{v}_0$ 是 a 在 L 系下的速度。在 C 系下粒子 a 的速度 $\vec{v}$ 为：

$$\vec{v} = \vec{v}_0 - \vec{v}_C = \frac{M_A \vec{v}_0}{m_a + M_A} \quad (3)$$

于是求得靶核质心速度 $\vec{u}$ 为:

$$\vec{u} = -\frac{m_a \vec{v}_0}{m_a + M_A} \quad (4)$$

图 1 分别为 L 系和 C 系中出射角的关系, 以及出射粒子在 L 系和 C 系中的速度三角形, 其中 $\vec{v}_0$ 与 $\vec{v}$ 分别为粒子出射后在 L 系和 C 系下的速度。

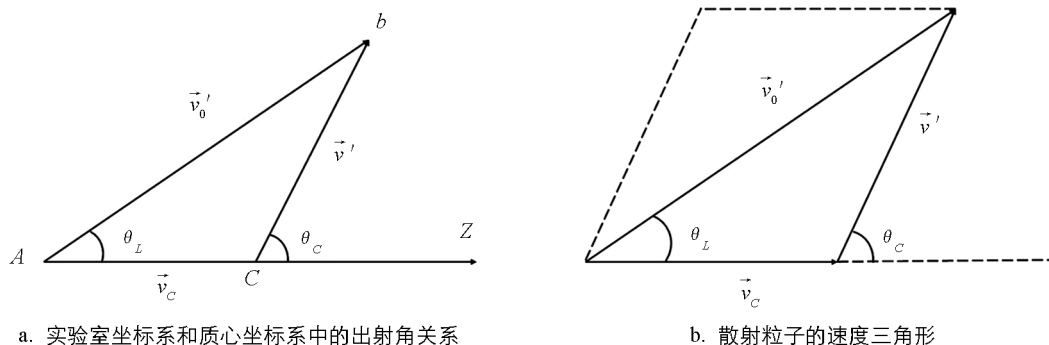


图 1 出射粒子在实验室坐标系和质心坐标系中的出射角关系

在 L 系中, 反应前的总动能 E_L 为:

$$E_L = \frac{1}{2} m_a v_0^2 \quad (5)$$

在 C 系中, 反应前的总动能 E_C 为:

$$E_C = \frac{1}{2} m_a v^2 + \frac{1}{2} M_A u^2 \quad (6)$$

由式(3)和式(5)有:

$$E_C = \frac{1}{2} \mu v_0^2 \quad (7)$$

式中: μ 为约化质量, $\mu = \frac{m_a M_A}{m_a + M_A}$, 故可求得反应前的总动能 E_C 为:

$$E_C = \frac{M_A}{m_a + M_A} E_L \quad (8)$$

可得质心速度值 v_C 为:

$$v_C = \frac{\sqrt{2m_a E_L}}{m_a + M_A} \quad (9)$$

C 系中粒子出射的动能 ϵ_C 为:

$$\epsilon_C = \frac{1}{2} m_b v'^2 \quad (10)$$

式中: m_b 为 b 的质量。同理可得 C 系中反冲核(B)的动能 ϵ_C^r 为:

$$\epsilon_C^r = \frac{1}{2} M_B u'^2 \quad (11)$$

式中: M_B 为 B 的质量。在 C 系中, 根据能量守恒有:

$$\epsilon_C + \epsilon_C^r = E_C + Q \quad (12)$$

式中: E_C 为 C 系反应前的总动能; Q 为反应能。将式(11)代入式(12)后可得 C 系中粒子出射的动能 ϵ_C 为:

$$\epsilon_c = \frac{M_B}{m_b + M_B}(E_c + Q) \quad (13)$$

由式(13)可以看出在 C 系中, 出射粒子的能量 ϵ_c 与出射角 θ_c 无关.

由于核反应的反应道非常多, 碎裂反应或转移反应发生的概率都比较低, 在做实验时, 提高探测器的收集效率很有必要, 因此可以根据该过程计算出碎裂后碎片的角分布, 从而推算出探测器的最佳摆放位置, 提高探测效率, 为实验的探测器如何摆放提供指导.

3 碎裂反应

碎裂反应一般通过加速器束流线选择要研究的原子核, 通过打靶后该原子核被激发到核内有结团结构的激发态, 然后碎裂发射不同的碎片. 可以根据测得的碎片方向、能量及种类, 回推出结团结构, 并结合理论计算分析相应的结构. 根据上一节对碰撞过程的描述, 靶核 A 和剩余核 B 相同, 入射粒子 a 和出射粒子 b 相同, 是本文要研究的原子核, 只是原子核 b 此时处于被激发到有结团结构的激发态. 具有结团结构的原子核 b 然后碎裂成 2 个碎片, 通过测量碎片的位置和能量, 就可以得到原子核 b 所处的激发态.

碎裂反应的测量一般采用闪烁体探测器阵列, 每个探测单元都可以给出所测量粒子的能量和位置, 根据这些信息就可以回推出原子核的激发能, 但是需要考虑探测器和靶子之间的距离问题: 如果太远, 则相对于靶子张开的立体角太小, 造成碎裂产生的很多碎片不能收集, 影响了测量的效率; 如果太近, 虽然测量碎片的立体角比较大, 但由于每个探测单元相对于靶子张开的立体角也会增大, 造成 2 个碎片进入同一探测单元的几率增加, 这种情况下通过实验无法区分是否为不同的碎片, 也就得不到原子核的激发能; 此外每个碎片的测量位置误差会增大, 造成回推的原子核激发能误差也增大.

据此本文采用蒙特卡罗方法编写程序模拟分析了测量 ^{17}C 的结团结构的实验. 实验过程为 ^{17}C 束流轰击 C 靶后被激发到结团结构, 然后发生碎裂反应. 入射粒子 ^{17}C 的能量采用真实实验中使用的 44.9 MeV/u , 在碰撞过程中, 反冲靶核和出射的处于激发态的 ^{17}C 在 C 系内由各个出射角度同概率发射.

处于激发态的 ^{17}C 碎裂后, 2 个碎片在其自身的 C 系内向各个方向均匀发射. 据此, 本文分析了刘平萍等^[19]实验研究的 ^{17}C 碎裂反应, 下面以 $^{17}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{Be} + ^6\text{He}$ 反应道为例进行模拟计算. 考虑到实验中利用放射性束流作为入射粒子, 所以本文对入射粒子的能量进行了涨落考虑, 所选定的能量属于高斯分布(标准差为 1 MeV/u , 即入射粒子的能量存在约为 1 MeV/u 的能量涨落); 同时入射粒子的入射角度也考虑了具有一定的涨落分布.

由于实验组的闪烁体探测器是由 8×8 的 CsI (TI) 闪烁体单元组成^[20](图 2), 每个探测单元不具备位置分辨的能力, 各单元之间因为机械安装的原因有着 1 mm 的缝隙, 那么碎片的落点就会出现以下几种情况: ① 2 个碎片落到不同探测单元上; ② 2 个碎片落到同一探测单元上; ③ 只有一个碎片落到探测单元, 另一个落在探测单元外; ④ 2 个碎片都落在探测单元外. 只有在第一种情况下, 才可以用获取的实验数据回推出要研究的原子核的激发态, 属于有效的实验数据; 另外几种情况则不可以, 属于无效数据.

当碎片从探测单元的非中心位置进入时, 只能代入其所在单元的中心位置进行计算, 就会造成碎片发射角度的误差, 进而使得测得的激发能会有一定的偏差. 本文有必要通过模拟计算该情况对测量结果影响的大小.

从图 3a 可以看出, 当 ^{17}C 激发能为 17 MeV 时, 探测器的摆放距离不同导致碎片收集效率的变化情况. 其中正方形点表示在不同探测距离上 2 个碎片都落在阵列探测器范围内的入射粒子数与总的入射粒子数的

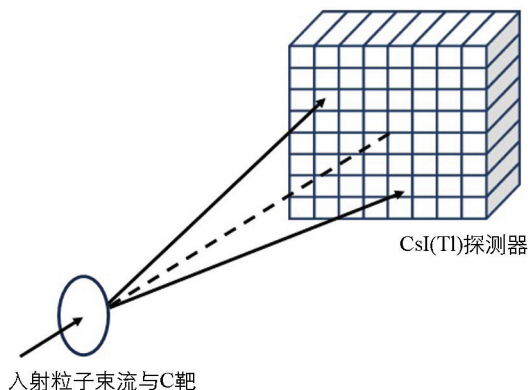


图 2 实验装置示意图

比值 B ；圆形点表示最终能够通过 2 个碎片的信息回推出原子核激发能的粒子数与总的粒子数的比值 E ；三角形点表示 2 个碎片打到同一块探测单元的粒子数与总的粒子数的比值 G 。随着距离靠近，由于探测器相对于出射粒子所覆盖的立体角变大，所以进入探测器的粒子数会更多；但随着距离进一步靠近，2 个碎片同时进入同一探测单元的几率也在增加，且最终碎片进入不同探测单元的几率也会随着距离的靠近而增加。这是因为进入探测范围的碎片数目增加量比 2 个碎片进入同一探测单元的数目要多一些。

此外还需要考虑用测量到的碎片回推出激发能随探测器与靶距离的变化情况。图 3b 为测量计算出的 ^{17}C 激发能的误差，图中正方形点表示探测器与靶在不同距离上用测量到的碎片回推出的激发能误差 R 。误差棒上下分别表示当前探测器与靶的距离下，激发能回推出的最大值和最小值。可以看出，回推出的能量与实际入射能量会有误差，且上部的误差要大于下部的误差。误差来源于 2 个碎片出射夹角的确定。进入探测单元的碎片大概率不在探测器的中心位置，但根据碎片的能量和位置回推入射粒子能量只能代入探测单元的中心位置，造成回推入射粒子能量时碎片之间的出射夹角与实际有差异，从而产生误差。出射 2 个碎片位置的确定都可能因为探测器颗粒度的大小而产生误差。通过模拟发现，当 2 个碎片发射方向均背离 2 个探测单元中心位置时，得到的碎片之间的发射夹角要小于实际的夹角，结果是回推得到的能量小于实际入射能量。其他大部分情况下都是得到的角度要大于实际出射的角度，造成回推的入射粒子的能量大于实际入射粒子的能量，因此造成了误差棒的上部要大于下部，且误差随着距离的靠近也在快速地增加，甚至可以达到 2 MeV 以上。这样得到的激发能谱是不可接受的，也不可能正确地分析出原子核的结构。随着探测器与靶的距离增大，2 个碎片打到同一探测单元的情况会降低，得到的激发能分辨率也会增加，数据的准确性相对较高，但相对的总探测效率会降低。实际实验中还要考虑到探测器工作时必须放置在真空腔体中，所以受实验环境以及成本的限制，距离也不宜过大。

本文综合考虑实验中的距离选择为 975 mm，从图 3b 可以看出在这个距离上计算出的激发能误差较小，其误差最多也不会超过 0.4 MeV，即探测单元的颗粒度对实验结果造成的误差相对较小，因此得到的实验结果应该是可信的。

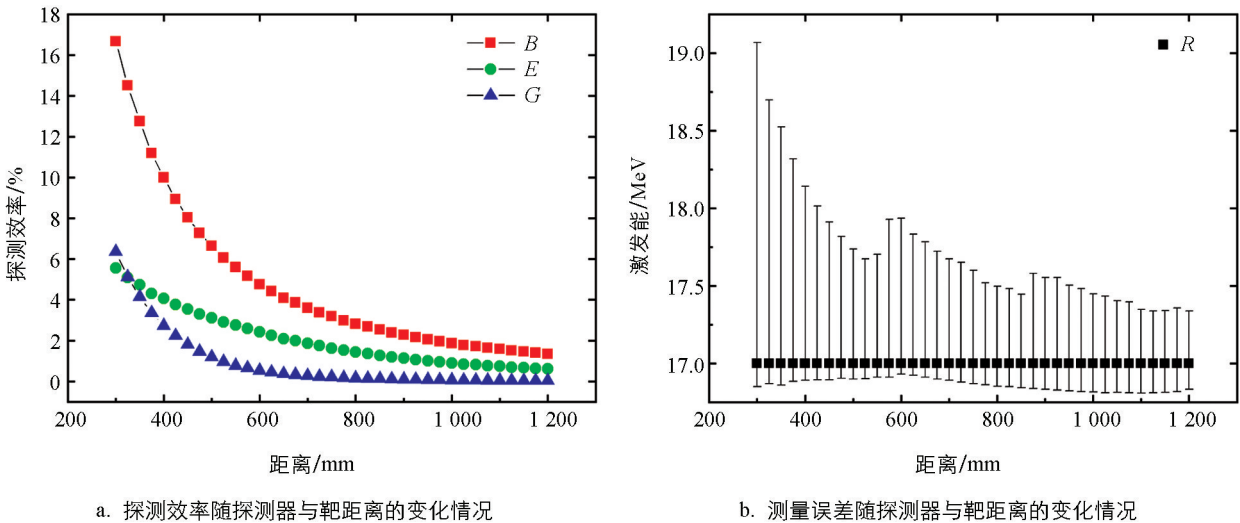


图 3 入射粒子为 ^{17}C ，能量为 44.9 MeV/u，激发能为 17 MeV，反应道选择 $^{17}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{Be} + ^6\text{He}$ 时的模拟计算结果

实验最终要得到的激发能谱能量分布比较宽，所以还必须考虑在不同激发能下的测量效率及能量分辨情况。本文通过模拟计算在具体实验设置的距离上不同激发能的影响，如图 4 所示。根据能量守恒可知，所分析的反应道只可能发生在 ^{17}C 激发能大于 16.75 MeV 以上。本文计算了激发能从 16.8 MeV 到 20.5 MeV 这段范围。其中正方形点表示进入探测范围与入射粒子数的比值随激发能的变化；圆形点表示有效探测的粒子数与总的入射粒子数比值随激发能的变化；三角形点表示 2 个碎片进入同一探测单元与总入射粒子数的比值随激发能的变化。从图 4a 可以看出，随着激发能的增加，进入探测器探测范围的粒子数量也在

逐渐增加, 2 个碎片进入同一探测单元的概率迅速减小. 最终可以探测到的有效粒子探测效率从开始激发能比较低的地方, 探测效率快速增加; 随着激发能的增加, 到激发能超过 17 MeV 时达到最大, 然后又开始缓慢下降. 从图 4b 可以看出, 随着激发能的增加, 测量误差处于一直增大的趋势. 因此测量得到的数据在低激发能部分的误差较小, 可以用于分析原子核的结团结构; 但高激发能区数据的误差偏大, 所以应该舍去. 如果对更高的激发能感兴趣, 则需要在以后的实验中进一步增大探测器与靶的距离.

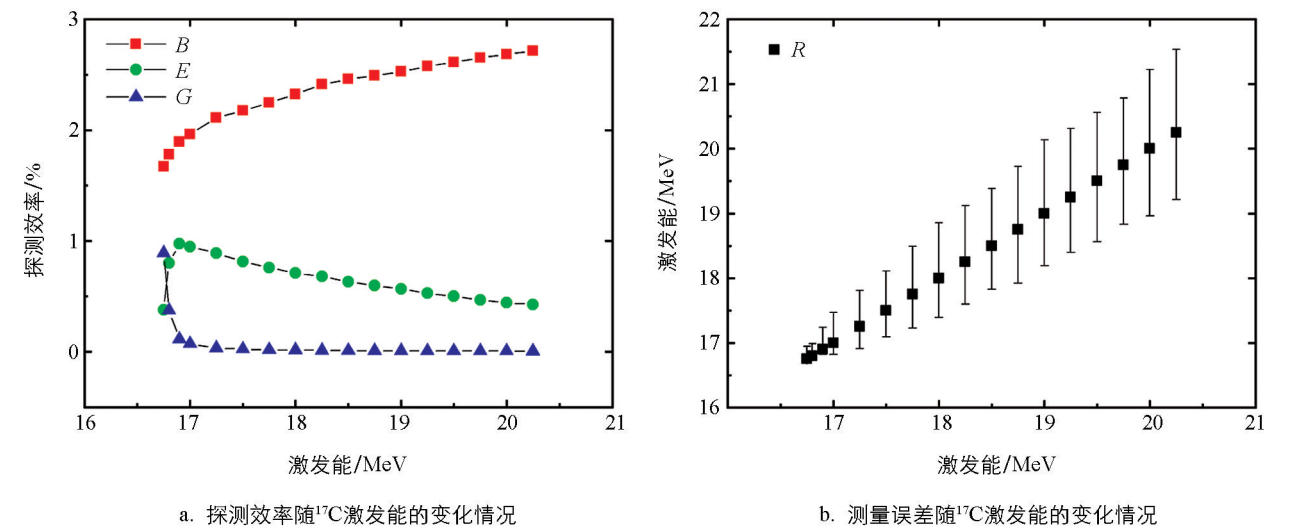


图 4 入射粒子为 ^{17}C , 能量为 44.9 MeV/u, 探测器与靶距离为 975 mm, 反应道选择 $^{17}\text{C}\rightarrow^{11}\text{Be}+^6\text{He}$ 时的模拟计算结果

通过对不同探测器距离的分析可知, 目前的设置基本上可以实现实验目标, 得到的实验数据是可信的. 图 5 是实验中通过测量 ^{11}Be 和 ^6He 的碎片, 得到的 ^{17}C 激发能谱, 并对获得的实验数据进行了并道和分析, 给出了误差棒, 可以清晰地看出有峰存在, 具体的原子核结构信息还需要进一步分析和处理.

4 转移反应

转移反应是选定某一原子核作为入射粒子与靶子反应, 发生了 1 个或多个核子的转移, 生成了要研究的原子核并处于存在结团结构的

激发态. 该原子核碎裂后, 通过对碎片的测量, 可以回推出原子核的激发态. 与碎裂反应不同的是, 转移反应的入射粒子能量要求比较低, 只需超过库伦位垒不多即可, 一般情况下转移反应的截面比碎裂反应要大得多, 但因为 C 系的速度较低, 所以碎片的分布比碎裂反应更弥散一些, 碎片的测量效率要低一些. 同时, 要得到原子核的激发态, 还必须测量出反冲靶核的信息. 所以一般采用多套探测装置, 分布在不同的角度, 用于测量不同的碎片和反冲核, 以便获得更好的实验结果.

同样采用蒙特卡罗方法对转移反应进行了研究. 原子核的激发过程与前文相似, 但是靶核 A 与反冲核 B 不同, 入射粒子 a 与出射粒子 b 不同, b 是要研究的处于激发态的原子核. b 碎裂后, 碎裂成 2 个不同的碎片, 除了要测量碎片外, 还要测量反冲核 B 的信息, 然后才可以计算出 b 的激发能. 本文对 ^{14}C 结团结构的转移反应实验^[13]进行了研究. 该实验中探测装置由 U0、D0、U1、D1、U2 和 D2 这 6 套探测

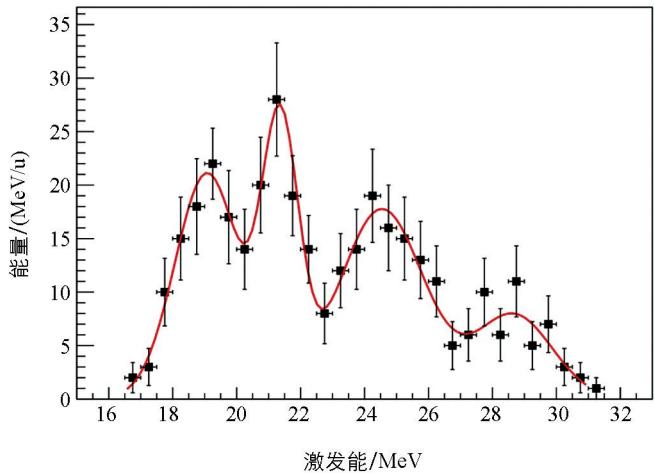
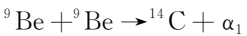
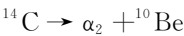


图 5 ^{17}C 的激发能谱

器组成. U0 和 D0 位于 Be 靶 140 mm 处, 相对于束流方向呈 $\pm 23^\circ$, 用于探测 ^{14}C 碎裂后的碎片; U1 和 D1 位于 Be 靶 116 mm 处, 相对于束流方向呈 $\pm 60^\circ$; U2 和 D2 位于 Be 靶 114 mm 处, 相对于束流方向呈 $\pm 109^\circ$. 其中 U1、D1、U2 和 D2 用于探测反冲核. 实验中, 入射粒子的能量选择为 5 MeV/u, 激发过程的反应方程为:



碎裂过程选择的反应道为:



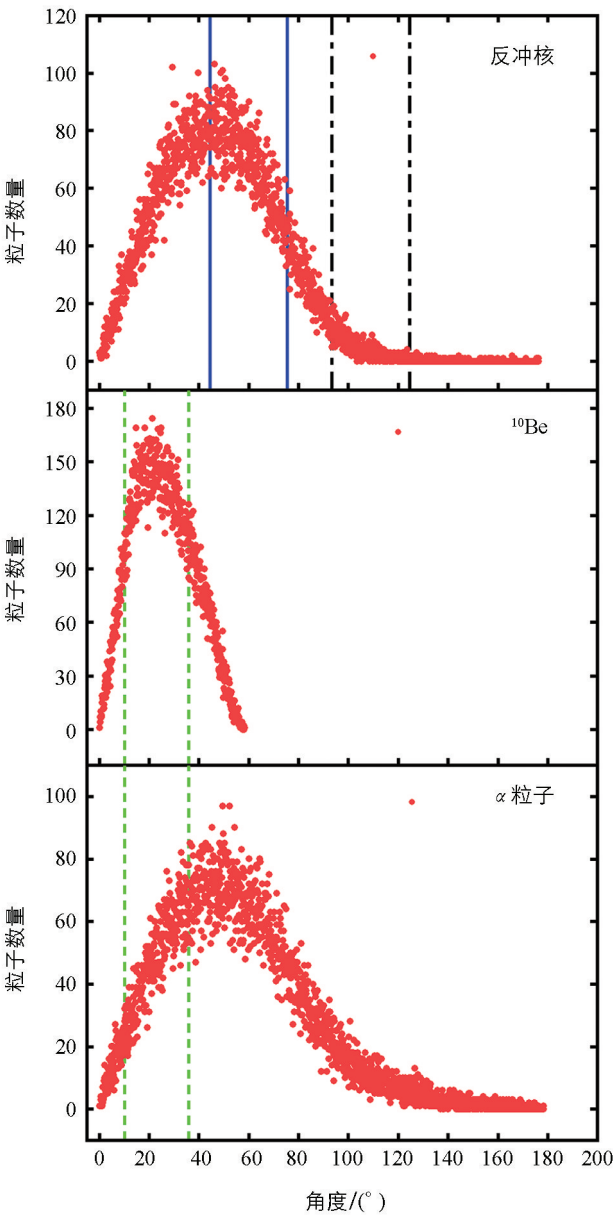
其中: α_1 为反冲核; 碎裂后的 α_2 为 α 粒子碎片, 简称为 α 粒子.

以 ^{14}C 激发能为 15 MeV 为例, 首先计算碎片和反冲核在 L 系的角分布(图 6). 可以看出, 反冲核的分布范围较大, 但也主要分布在前角区. 实验中采用了 3 套探测器进行测量, 但后角区的探测器对效率的提升不够明显. 图 6 中蓝色和黑色线的范围代表了测量反冲核的 U1、D1、U2 和 D2 的探测范围. 建议后续实验中可以将 U2 和 D2 探测器再向前角区放置, 以便提高收集反冲核的效率. 对于碎片的测量, 由图中探测器的覆盖角度可知, 该实验中的探测器 U0、D0 对碎片 ^{10}Be 的收集效率是最高的, 但此时碎片 α 粒子的收集效率并不太高. 因为必须同时测量到 2 个碎片才是有效的实验数据, 所以此时的探测器设置并不是最佳的位置.

同时还要考虑当 ^{14}C 激发能变化时, 测量效率的变化. 首先考虑测量反冲核的 U1、D1、U2 和 D2 位置不变, 只改变实验中测量碎片的 U0 和 D0 探测器的摆放角度, 观察收集碎片 ^{10}Be 和 α 粒子的效率变化, 如图 7 所示. 当 U0、D0 摆放角度变换时, 碎片的收集效率变化也比较大. 随着探测器摆放角度从 0° 逐渐增加时, 收集效率也逐渐提高; 但增加到一定的角度后, 收集效率会随着角度的增大而降低. 摆放位置相对于束流方向呈 $\pm 31^\circ \sim 33^\circ$ 时, 探测器的收集效率是最高的, 比实验中的摆放角度 $\pm 23^\circ$ 时的收集效率提高了约 40%. 但综合考虑到实验中各个探测器的覆盖角度不可重复, 因此 U0、D0 的摆放角度在 31° , 收集反冲核的 U1、D1、U2、D2 的摆放角度在 60° 及以上时, 能够最大程度提升收集效率.

5 结论

结团结构是目前原子核物理研究的热点, 但



上图为反冲核的角分布, 中图为 ^{10}Be 碎片的角分布, 下图为 α 粒子的角分布. 其中绿色短划线为 U0、D0 探测器的覆盖角度($10.125^\circ, 35.875^\circ$); 蓝色实线为 U1、D1 探测器的覆盖角度($44.5778^\circ, 75.4222^\circ$); 黑色点划线为 U2、D2 探测器的覆盖角度($93.3205^\circ, 124.68^\circ$).

图 6 反冲核, 碎片 ^{10}Be 和 α 粒子在 L 系的角分布

实验研究相对来说难度比较大, 主要存在反应截面偏小, 探测器的性能指标要求比较高等原因. 在有限的实验条件下, 如何提高测量效率是所有实验工作者都非常关心的问题, 本文对此进行了系统地研究.

首先研究了不同入射情况对探测结果的影响. 通过对不同入射角度、位置和能量的入射粒子进入同一闪烁探测单元进行模拟, 发现不同情况下探测单元给出了相同的光子收集效率, 保证了获取的数据与测量的粒子能量成正比. 说明以闪烁体探测器进行测量的合理性, 可以给出科学的实验结果.

同时还分析了原子核的激发过程, 为进一步碎裂后通过测量碎片回推原子核的激发能谱提供了理论依据. 对于测量结团结构的 2 种方法——碎裂反应和转移反应的实验方法, 本文均通过蒙特卡罗进行了模拟研究. 模拟过程中, 为了与真实实验过程更接近, 本文对入射粒子还考虑了能量和入射角度的涨落, 并与具体的实验过程进行比较.

对碎裂反应的模拟: 以本课题组¹⁷C 实验为例, 对探测器的探测效率和回推实验结果的误差进行了分析, 说明了本文得出的实验结论是科学和可信的.

对转移反应的模拟: 以北京大学实验组¹⁴C 实验为例, 分析了探测器的摆放位置对最终收集效率的影响. 发现该实验的探测器摆放设置并不是最佳的位置. 如果按照本文计算的最佳位置开展实验, 探测效率至少可以提高 40%, 这对实验是非常有意义的. 后期的实验过程中将根据目前的模拟方法进行仔细分析, 以期获得最佳的实验效果.

参考文献:

[1] IKEDA K, TAKIGAWA N, HORIUCHI H. The Systematic Structure-Change into the Molecule-Like Structures in the Self-Conjugate 4n Nuclei [J]. Progress of Theoretical Physics Supplement, 1968, E68: 464-475.

[2] KANADA-EN'YO Y, HORIUCHI H. Structure of Light Unstable Nuclei Studied with Antisymmetrized Molecular Dynamics [J]. Progress of Theoretical Physics Supplement, 2001, 142: 205-263.

[3] ITAGAKI N, OKABE S, IKEDA K, et al. Molecular-Orbital Structure in Neutron-Rich C Isotopes [J]. Physical Review C, 2001, 64(1): 014301.

[4] MASUI H, ITAGAKI N. Simplified Modeling of Cluster-Shell Competition in Carbon Isotopes [J]. Physical Review C, 2007, 75(5): 054309.

[5] FUNAKI Y, HORIUCHI H, VON OERTZEN W, et al. Concepts of Nuclear α -Particle Condensation [J]. Physical Review C, 2009, 80(6): 064326.

[6] FULTON B R, BENNETT S J, OGILVIE C A, et al. Symmetric Fission of ²⁴Mg Following Inelastic Scattering [J]. Physics Letters B, 1986, 181(3-4): 233-237.

[7] MARSH S, RAE W D M. Angular Correlations in Heavy Ion Reactions [J]. Physics Letters B, 1985, 153(1-2): 21-24.

[8] RAE W D M, BHOWMIK R K. Reaction Mechanism and Spin Information in the Sequential Breakup of ¹⁸O at 82 MeV [J]. Nuclear Physics A, 1984, 420(2): 320-350.

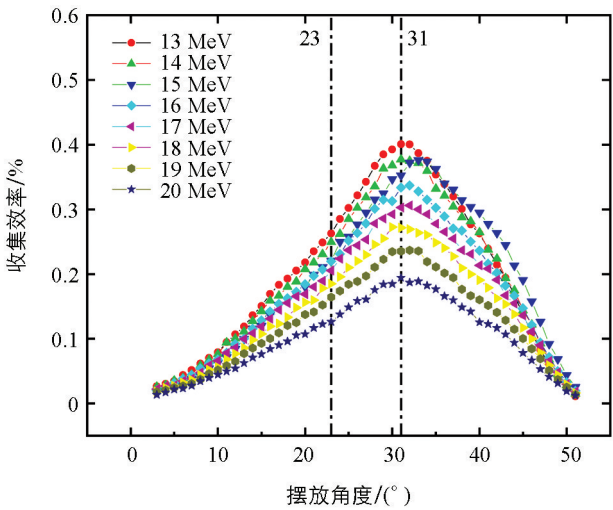


图 7 不同激发能, 不同 U0、D0 角度下反冲核、¹⁰Be、 α 粒子的收集效率

[9] ASHWOOD N I, FREER M, ANGÉLIQUE J C, et al. Neutron Removal and Cluster Breakup of ^{14}B and ^{14}Be [J]. Physical Review C, 2004, 70(2): 024608.

[10] ASHWOOD N I, FREER M, AHMED S, et al. Helium Clustering in Neutron-Rich be Isotopes [J]. Physics Letters B, 2004, 580(3-4): 129-136.

[11] FREER M, ANGÉLIQUE J C, AXELSSON L, et al. Exotic Molecular States in ^{12}Be [J]. Physical Review Letters, 1999, 82(7): 1383-1386.

[12] YANG Z H, YE Y L, LI Z H, et al. Observation of Enhanced Monopole Strength and Clustering in ^{12}Be [J]. Physical Review Letters, 2014, 112(16): 162501.

[13] TIAN Z Y, YE Y L, LI Z H, et al. Cluster Decay of the High-Lying Excited States in ^{14}C [J]. Chinese Physics C, 2016, 40(11): 111001.

[14] LI J, YE Y L, LI Z H, et al. Selective Decay from a Candidate of the σ -Bond Linear-Chain State in ^{14}C [J]. Physical Review C, 2017, 95(2): 021303.

[15] YANG B, YE Y L, FENG J, et al. Investigation of the $^{14}\text{C} + \text{Alpha}$ Molecular Configuration in ^{18}O by Means of Transfer and Sequential Decay Reaction [J]. Physical Review C, 2019, 99(6): 064315.

[16] TAKEMOTO H, HORIUCHI H, ONO A. Incident-Energy Dependence of the Fragmentation Mechanism Reflecting the Cluster Structure of the ^{19}B Nucleus [J]. Physical Review C, 2001, 63(3): 034615.

[17] AGOSTINELLI S, ALLISON J, AMAKO K, et al. GEANT4—A Simulation Toolkit [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2003, 506(3): 250-303.

[18] 张登高, 李加兴, 钟明飞. 利用 GEANT4 模拟研究 RIBLL 中的飞行时间探测器 [J]. 西南师范大学学报(自然科学版), 2010, 35(2): 22-26.

[19] 刘平萍, 李加兴. 利用兰州放射性束流线 RIBLL 测量反应总截面的方法 [J]. 西南大学学报(自然科学版), 2012, 34(3): 41-44.

[20] 姚向武, 杨彦云, 王建松, 等. 8×8 单元 CsI(Tl)探测阵列研制 [J]. 原子能科学技术, 2010, 44(3): 358-361.

责任编辑 柳剑

崔玉洁