

文章编号: 1007-4627(2018)02-0119-08

活性靶技术熔合截面测量极限研究

季炼程¹, 张宁涛¹, 林炜平^{1,2}, 唐晓东^{1,†}

(1. 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000;

2. 四川大学原子核科学技术研究所, 成都 610064)

摘要: 天体环境中丰中子核素熔合反应率对研究中子星表面超级暴现象的点火机制有重要意义。由于次级束流强度过低, 无法使用传统固体靶实验技术测量垒下熔合反应截面。活性靶技术的发展为垒下丰中子核素熔合反应截面的测量提供了可行的途径。基于 Geant4 模拟详细地分析了多重采样电离室 (MUSIC) 与时间投影室 (TPC) 两种活性靶探测器中熔合反应与弹性散射的运动学性质, 给出了 4 种熔合反应鉴别判据, 并且计算了由这些判据误判引起的熔合截面系统误差。在 $E_{\text{cm}}=13.6$ MeV 时, MUSIC 与 TPC 的弹性散射误判截面分别为 0.5 mb 和 2.9×10^{-3} mb, 都远小于此时熔合截面 (877 mb)。在垒下, MUSIC 的熔合截面系统误差已经超出实验测量要求, 而 TPC 能够进行实验测量的能量可以降低至 $E_{\text{cm}}=4.7$ MeV。

关键词: 活性靶; 熔合反应; 弹性散射; Geant4; 丰中子核素

中图分类号: O571.1 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.35.02.119

1 引言

超级暴是发生在中子星表面的不稳定热核燃烧现象, 其爆发能量可达 10^{35} 至 10^{36} J, 是普通 X 射线暴的上千倍, 持续时间可达几小时甚至一天^[1]。目前的理论模型认为, 超级暴由中子星壳层中碳的爆发性燃烧引起, 而碳燃烧点火所需能量主要由壳层内丰中子轻核 (如 ^{24}O , ^{40}Ne 等) 间的熔合反应提供^[2]。因此, 丰中子核素在天体能区的熔合反应率对于理解超级暴现象以及进一步理解中子星结构具有重要的意义。

目前存在不同的理论可以用来处理垒下丰中子核素熔合反应, 例如基于非定域量子效应的无参双折叠势 (São-Paulo 势) 势垒隧穿模型^[3]和密度约束的时间依赖的 Hartree-Fock (DC-TDHF) 方法^[4]等。但由这些理论得到的丰中子熔合反应天体物理 S 因子存在明显差异^[5], 因此需要实验数据进一步约束。

丰中子核素的实验研究也面临着极大挑战, 需要使用放射性束流研究此类熔合反应^[6]。这些放射性次级束流强度大都为 10^4 pps (particle per second) 量级甚至更低, 远低于稳定束流; 低能熔合反应要求束流能量小至 1 MeV/u, 需要将产生的次级束从近 100 MeV/u 减速至 1 MeV/u, 由于没有有效的减速装置, 减速后的流强更低; 传统实验方法只能通过逐个改变能量的方法

测量激发函数, 效率很低, 需要大量的束流时间才有可能完成激发函数的测量。例如, Rudolph 等^[7]首次开展了 $^{20}\text{O}+^{12}\text{C}$ 熔合截面测量, 测量中使用的 ^{20}O 束流强度约 10^4 pps, 能量为 1 MeV/u。他们只能在库仑位垒以上能区得到几个数据点, 并且实验只局限于测量带电粒子出射道, 而总熔合截面则依赖于理论模型。因此, 实验上测量这些丰中子核熔合反应的总截面需要更好的探测器技术。

新近发展的气体活性靶技术, 可以实现包括中子出射道的总熔合截面测量。探测器中的气体既是工作气体, 同时也作为靶气体, 能显著地提高探测效率, 并可以在一定能量区间上连续地全立体角测量。美国阿贡实验室 (Argonne National Laboratory, ANL) 的 Carnelli 等^[8]首创将活性靶技术用于熔合反应研究。他们使用多重采样电离室 (Multi-Sampling Ionization Chamber, MUSIC) 成功地在库仑位垒上能区测量了 $^{10-15}\text{C}+^{12}\text{C}$ 的熔合截面, 为丰中子核素熔合反应研究提供了新的途径。但是其实验能量都高于库仑势垒, 不能有效地约束天体物理能区的反应截面。因此, 仍需进一步研究库仑位垒附近乃至更低能区熔合反应截面的测量方法。

弹性散射是熔合截面测量的最大本底来源。ANL 小组的 MUSIC 利用弹性散射事件中反应后重离子径迹的多重性剔除弹性散射事件, 但是他们并未详细

收稿日期: 2018-04-13; 修改日期: 2018-05-15

基金项目: 国家重点研发计划项目 (2016YFA0400501); 国家自然科学基金联合基金项目 (U1632142)

作者简介: 季炼程 (1992-), 男, 安徽芜湖人, 硕士研究生, 从事粒子物理与原子核物理研究; E-mail: jlc@impcas.ac.cn

† 通信作者: 唐晓东, E-mail: xtang@impcas.ac.cn.

讨论 MUSIC 弹性散射鉴别能力。与 MUSIC 相比，时间投影室 (Time Projection Chamber, TPC) 还可以记录电子漂移方向的相对时间信息，提供反应产物在该维度的空间信息。通过对额外时间信号的多重性符合，能更进一步增加探测器的鉴别能力。本文在 ANL 小组的工作基础上，使用 Geant4 模拟 $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ 的熔合反应与弹性散射，分析 MUSIC 与 TPC 两种活性靶探测器对于这两类事件的鉴别能力，并讨论它们测量熔合截面的能量极限，为以后实验测量提供指导。

2 探测器结构与模拟参数设置

模拟的探测器采用 ANL 小组使用的 MUSIC 结构，见图 1^[9]。探测器内充有 2×10^4 Pa 的甲烷气体 (CH_4)，沿束流方向长度为 28.44 cm，宽为 9 cm，高 15 cm。阳极读出结构如图 1(b) 所示，沿束流方向分 18 个 strip，束流方向宽度为 1.58 cm，长 9 cm，编号从 0 到 17。中间 16 个 strip 每条 strip 按照宽度 3:2 分为左右两个 pad，分别为 5.4 cm 和 3.6 cm，这些 pad 以长短交错依次排列。探测器按照 pad 为基本单元读出信号，即每个 pad 都会得到一个总能量信号与若干时间信号。

入射粒子为 ^{13}C ，在第一个 strip (图 1(b) 中 strip0) 前的实验室能量为 39 MeV，能散为 0.5 MeV。束斑半径为 5 mm，且无角度发散。主要相互作用过程有输运过程 (各类粒子在探测器中传输)、电磁相互作用 (库仑散射等)、衰变以及强相互作用 (弹性散射，熔合反应等)。本文工作重点是 $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弹性散射与熔合反应的鉴别。其中熔合反应出射道主要有 $^{24}\text{Mg}+n$ ， $^{23}\text{Na}+p+n$ ， $^{21}\text{Ne}+\alpha$ ， $^{20}\text{Ne}+\alpha+n$ 等。各分支比随着能量不同而变化，质子和中子道是主要反应分支。对于反应模型，熔合反应剩余核的激发态布居概率从 0 至 5 MeV 均匀分布。

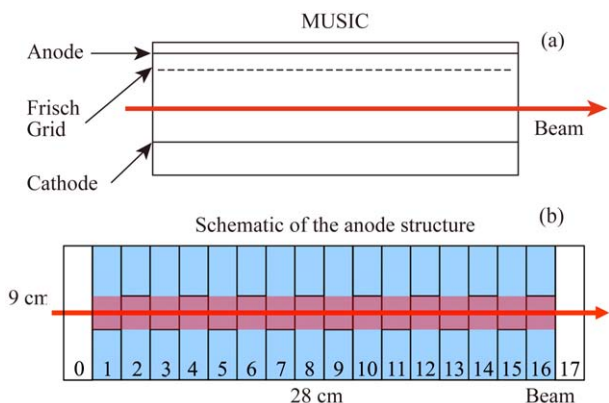


图 1 (在线彩图) ANL 的 MUSIC(a) 与读出结构 (b) 浅红色区域定义为探测器中心区。

弹性散射和熔合反应分别模拟了 100 000 个事件，

如图 2 所示。熔合反应事件的判定需要反应顶点后有足够距离用于反应产物的鉴别。反应顶点越靠后，入射粒子能量越低，反应产物在探测器内射程越短，鉴别难度越大。模拟中将所有事件的反应顶点固定在第 10 个 strip (图 1(b) 中 strip9) 内进行研究。以此建立的熔合反应判据只需要修改少量参数即可适用于发生在 strip0 到 strip9 间的所有熔合反应。此时 ^{13}C 束流在反应顶点处的能量平均值为 28.3 MeV，如图 3 所示。

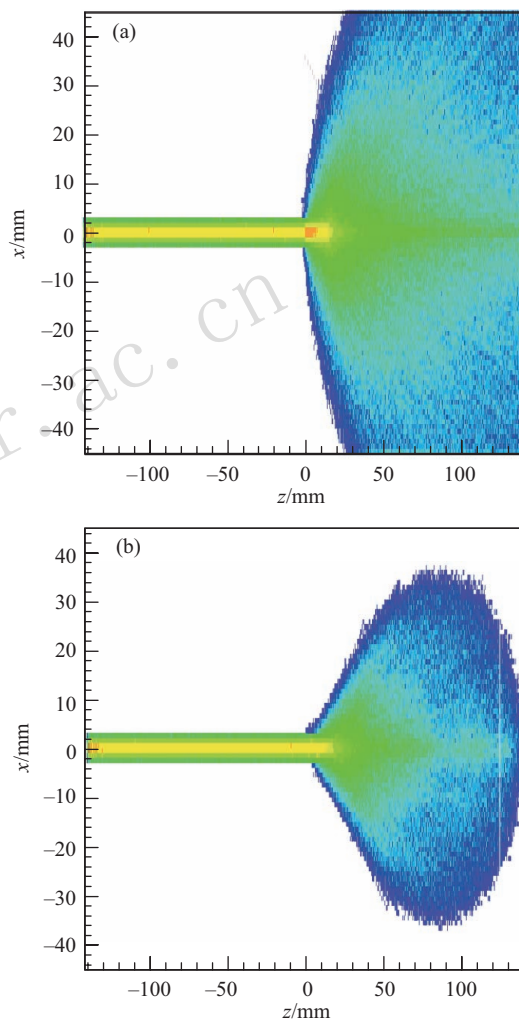


图 2 (在线彩图) 弹性散射 (a) 与熔合反应 (b) 所有事件径迹在读出平面上的投影 图 (b) 中的熔合反应轻粒子的径迹已被略去。

实际情况下，弹性散射的微分截面随着出射角度减小趋近无穷。为了有效分析各个 θ 角度 (粒子运动方向与束流方向夹角) 下的弹性散射与熔合反应性质，设置弹性散射与熔合反应的微分截面在质心系中都是关于 θ 均匀分布的，见图 4。在后续讨论弹性散射与熔合反应事件的误判对熔合截面测量的影响时，再考虑实际弹性散射与熔合反应的微分截面。

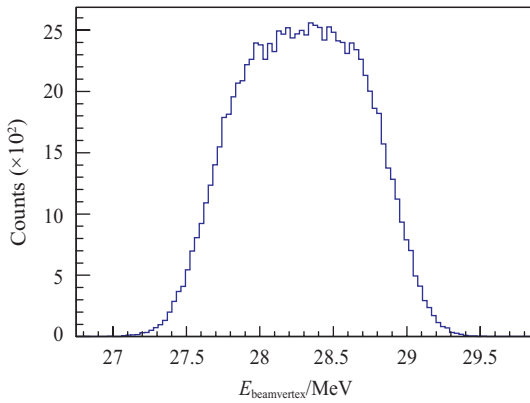
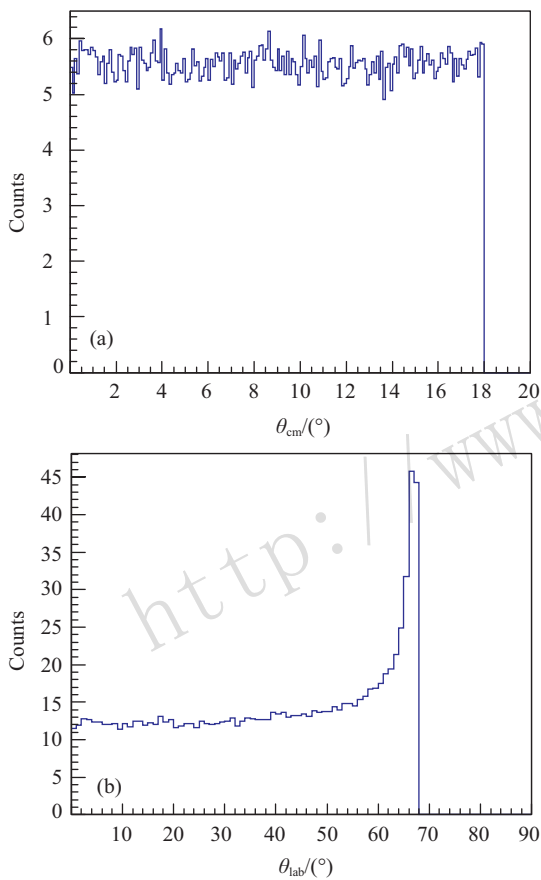


图 3 反应顶点处束流粒子能量分布

图 4 模拟中质心系 (a) 和实验室系 (b) 下 ^{13}C 粒子角分布

3 事例鉴别方法与模拟结果分析

如何从大量的弹性散射本底事件中挑选出熔合反应事件是熔合截面测量的关键问题。围绕这一目标, 首先要确定反应顶点的位置, 然后利用 pad 上的能损图像和部分运动学信息, 鉴别并挑选出感兴趣的熔合反应事件。在模拟中, 我们建立了 MUSIC 的事例鉴别方法; 为了充分利用 TPC 的三维径迹重构能力, 还借助了漂移信息以提高鉴别率, 从而突破 MUSIC 的截面测量极限。

3.1 反应顶点判断

虽然在模拟中只是固定反应顶点在 strip9 上, 但在实际束流实验中, 反应顶点分布在整个气体中, 进行事件鉴别前首先要判断事件的反应顶点。不同反应顶点的事件, 其入射能量不同, 鉴别判据也稍有差异 (参数需要微调), 需要分组鉴别。

对于 $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ 体系, 在无反应发生时, 束流 ^{13}C 粒子在探测器中的能损如图 5 所示。而反应事件的能损 ΔE 在反应顶点有明显变化。通过不同 strip 上能损变化, 可以判断反应事件的反应顶点。当发生熔合反应, 剩余重核 (^{21}Ne , ^{23}Na 等) 在前角区出射, 其能损明显高于 ^{13}C 束流能损 (范围为 $0.8 \text{ MeV} < E_{\text{beam}} < 1.6 \text{ MeV}$)。根据以上特点总结出反应顶点 (即能量突变点) 的判断方法如下: 当某个 strip 上能损首次高于束流能损且其值比前一个 strip 上的能损高出 0.5 MeV 以上时, 则认为该 strip 是反应顶点所在 strip。

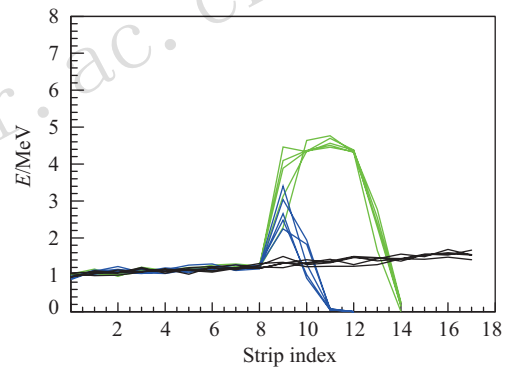


图 5 (在线彩图) 熔合反应事件每个 strip 上的能损随 strip 编号的变化情况
strip 编号从 0 到 17, 黑线为无反应事件能损, 蓝线与绿线为不同能量熔合反应剩余核的能损曲线。

3.2 事例鉴别判据 1: 射程判据

在 $2 \times 10^4 \text{ Pa}$ 气压条件下, 小散射角 (^{13}C 粒子角度范围是 $\theta_{\text{lab}} < 18^\circ$ 或 $\theta_{\text{lab}} > 63^\circ$) 弹性散射事件的特点是出射粒子的能量与束流能量相似, 可以穿透整个探测器, 而熔合反应剩余核最远只能到达最后一个 strip。为了剔除该类弹性散射事件, 熔合反应的候选事件应该满足的射程判据为: 反应顶点所在 strip 后第 8 个 strip (即最后一个 strip, 编号为 17) 内的能损低于能量阈值 (0.3 MeV)。

现定义实验室系中不同 θ_{lab} (反应后 ^{13}C 粒子运动方向与束流夹角) 下的误判率: θ_{lab} 角度上被误判的弹性散射 (或者熔合) 事件数除以总的弹性散射 (或者熔合) 事件数。据此可以得到射程判据不同 θ_{lab} 下的弹性散射误判率, 见图 6。

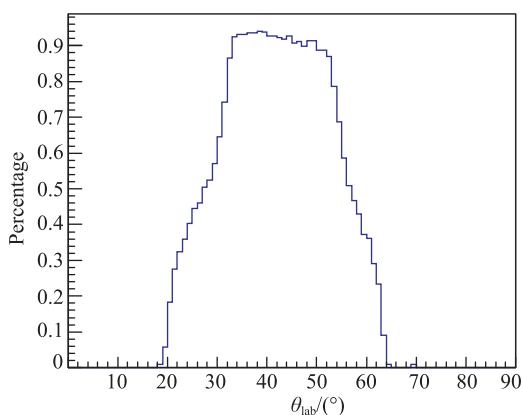


图 6 模拟得到各个 θ_{lab} 下射程判据弹性散射事件误判率

3.3 事例鉴别判据 2: 峰后平台判据

当弹性散射的角度范围为 $18^\circ < \theta_{lab} < 30^\circ$ 或

$56^\circ < \theta_{lab} < 63^\circ$ 时, 在入射粒子与靶粒子发生弹性碰撞后, 其中一个粒子散射角大, 动量较小, 而另一个粒子散射角小, 动量大(如一个角度 75° 和另一个角度 15°)。第一个粒子很快损失能量而被阻停在探测器内, 第二个粒子会以较大的动能继续运动很长距离(图 7(a))。而融合事件中, 由于蒸发轻粒子的能损很小, 剩余核能损达到最高值后迅速减小至零(图 7(b))。因此, 在此角度范围的弹性散射事件可进一步使用峰后平台判据剔除: 能损变化图上, 在能损最大值所在 strip 之后, 若出现三个或三个以上 strip, 其能损均在 0.6 至 2.5 MeV 之内(见图 7(a) 黄色方框), 则判断为弹性散射事件, 否则为融合事件。

峰后平台判据结合射程判据后的弹性散射误判率如图 8 所示。

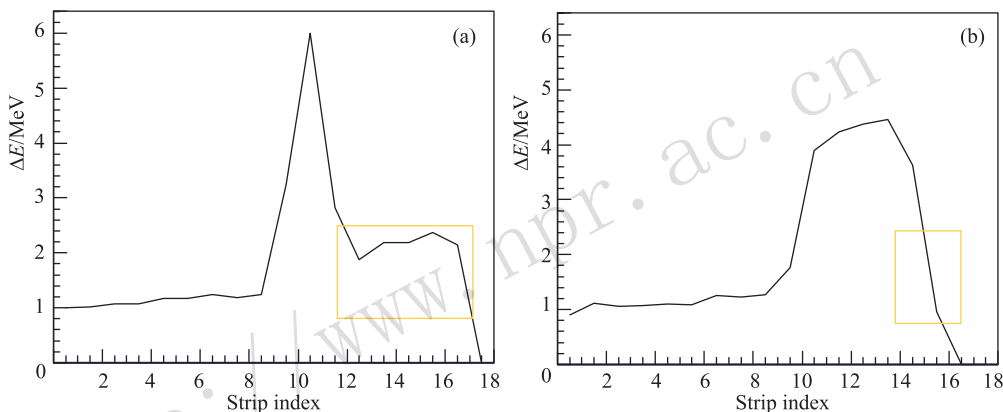


图 7 (在线彩图) 弹性散射事件能损随着 strip 的变化(a) 和融合事件能损随着 strip 变化(b) 黄色方框为峰后平台判据的判断条件。

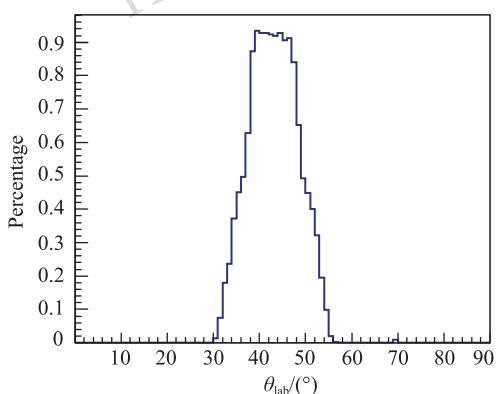


图 8 模拟得到的同时考虑射程判据与峰后平台判据后, 各个 θ_{lab} 下弹性散射误判率

3.4 事例鉴别判据 3: 多重性判据

使用以上两种判据后仍未能鉴别的弹性散射角度范围为 $30^\circ < \theta_{lab} < 60^\circ$, 其出射的两个粒子动能相近, 径迹分别位于束流线两侧, 与之相比, 融合反应一般只能看到剩余核径迹。此时可以通过多重性判据去除弹性散

射事件, 它们分别为读出平面双重点火判据和电子漂移方向多重信号判据。由于 MUSIC 不能提供电子漂移方向信息, 基于 MUSIC 的活性靶实验仅可使用读出平面双重点火判据。

当弹性散射两个出射粒子径迹在读出平面上投影超出图 1(b) 中心区时, 它们的后续运动会在一个 strip 的左右 pad 上同时产生点火信号, 即发生了一次双重点火(图 9(a))。而对于融合反应, 一般只有剩余核能在一个 pad 上产生高于能量阈值(0.3 MeV)的点火信号, 大多数情况下其反应后只会在于单个 strip 的其中一个 pad 上点火(图 9(b))。而在部分融合事件中, 剩余核可能横穿一个 strip 上左右 pad, 导致一次双重点火。由此可给出读出平面双重点火判据: 若在反应顶点所在 strip 的后面出现两次或两次以上双重点火, 则判断为弹性散射事件, 否则为融合事件。

若弹性散射两个出射粒子径迹在读出平面上投影

都位于图 1(b) 中心区内, 此时粒子径迹所在平面与读出平面夹角为 90° 附近, 读出平面双重点火判据失效。无相对时间信号的 MUSIC 无法鉴别出此类事件, 而通过 TPC 可以在束流上下两侧都获得高于能量阈值的时间信号(图 10(a))。对于熔合反应, 轻粒子的时间信号一般都低于阈值, 所以在反应后只有剩余核的时间信号(图 10(b))。具体的电子漂移方向多重信号判据为:

在垂直于读出板的平面上, 以束流的电子漂移时间为基准, 在反应后将粒子径迹分为上下两个区域; 若在同一条 strip 上, 两个区域都有信号并且两个信号的能量都分别高于阈值, 那么认为是弹性散射事件, 否则为熔合事件。

读出平面双重点火判据与电子漂移方向多重信号判据的弹性散射误判率如图 11 所示。

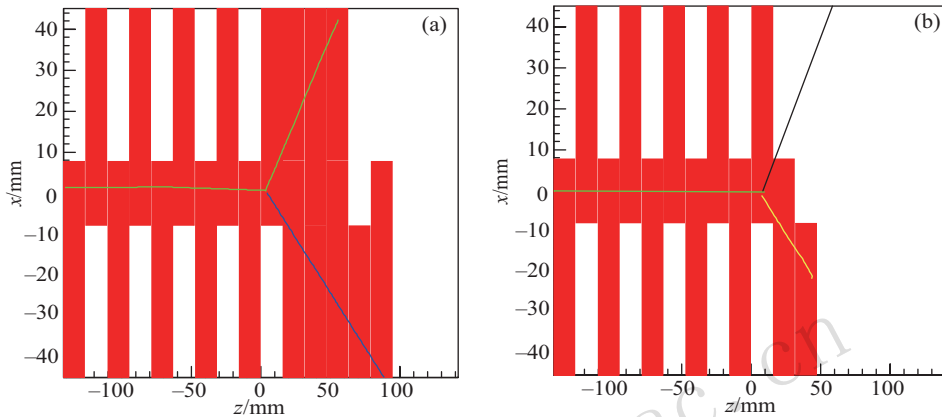


图 9 (在线彩图) 弹性散射 (a) 和熔合反应 (b) 在读出平面上点火图
 红色矩形代表点火信号所在 pad, 绿线代表 ^{13}C 粒子, 蓝线代表 ^{12}C 粒子, 黄线代表熔合反应剩余核 (图中为 ^{21}Ne), 黑线代表熔合蒸发的轻粒子 (图中为 α 粒子)。

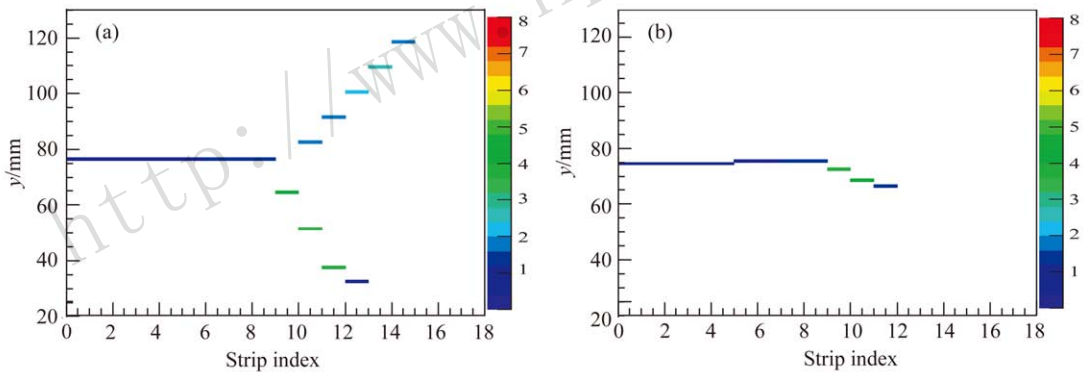


图 10 (在线彩图) 弹性散射 (a) 和熔合反应 (b) 在电子漂移方向不同 strip 上的时间信号图
 粒子在探测器中运动的 y 坐标值, 由信号前沿到达阳极读出板的相对时间乘以电子漂移速度得到。每条短线代表一个时间信号, 颜色深浅代表能量的高低(单位 MeV)。

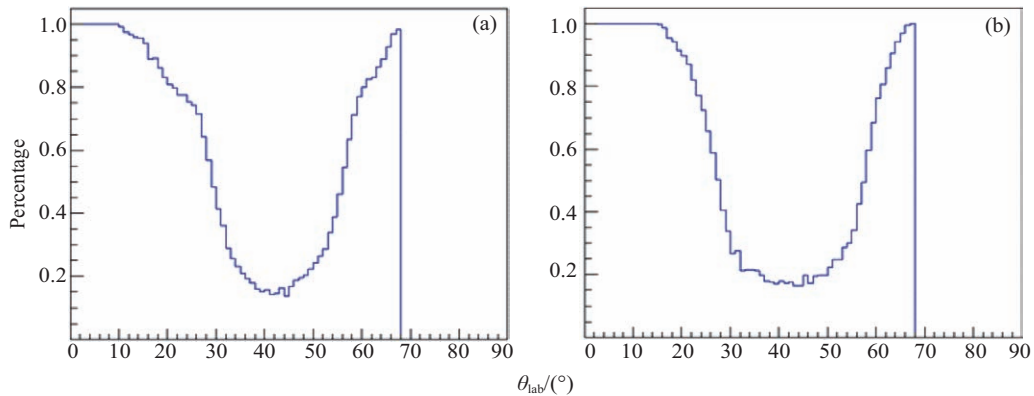


图 11 单独使用读出平面双重点火判据 (a) 与电子漂移方向多重信号判据 (b) 的弹性散射事件误判率关于 ^{13}C 粒子 θ_{lab} 的分布

3.5 误判截面与鉴别结果

通过简单的光学模型计算, 当 $E_{\text{cm}}=13.6$ MeV ($E_{\text{lab}}=28.3$ MeV) 时, $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ 反应体系的弹性散射的微分截面角分布如图 12 所示。模拟中设置在质心系中 θ_{cm} 均匀分布(图 4(a))。若要得到实际情况下弹性散射的误判对融合截面测量的影响, 即误判截面, 还需要将各个 θ_{cm} 的误判率按照弹性散射微分截面加权求和。

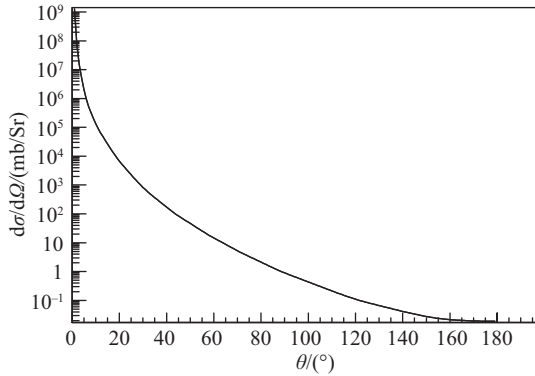


图 12 $E_{\text{cm}}=13.6$ MeV 时 $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ 质心系弹性散射微分截面

先以 1° 为单位, 统计经各个角度下反应事件数。再通过式 (1) 计算考虑角分布的弹性散射事件误判率:

$$\text{误判率} = \frac{\sum_{i=1}^{180} \sigma_i}{\sigma_{\text{estot}}} = \sum_{i=1}^{180} \frac{n_i}{N_i} \cdot w_i \quad (1)$$

其中 σ_{estot} 为 $1^\circ < \theta_{\text{cm}} < 180^\circ$ 积分弹性散射截面(更小角度散射事件完全被射程判据剔除, 所以对误判无影响); σ_i 是角度 θ_i 至 θ_{i+1} 度的误判截面; n_i/N_i 为假设均匀角分布条件下模拟得到角度 θ_i 至 θ_{i+1} 度的弹性散射误判率; w_i 为角度 θ_i 至 θ_{i+1} 度的理论计算截面权重, 其值等于 $d\sigma_{\text{esi}}/d\Omega \cdot \sin(\theta_i) \cdot 2\pi \cdot (\theta_{i+1} - \theta_i)$ 。式 (2) 给出了总的弹性散射误判截面:

$$\sum_{i=1}^{180} \sigma_i = \sum_{i=1}^{180} \frac{n_i \cdot d\sigma_{\text{esi}}/d\Omega}{N_i} \cdot \sin(\theta_i) \cdot 2\pi \cdot (\theta_{i+1} - \theta_i) \quad (2)$$

按不同的判据组合, 可以得到不同的误判截面, 如表 1 所列。其中利用射程判据、峰后平台判据和读出平面双重点火判据得到的 MUSIC 误判截面为 0.5 mb。利用射程判据、峰后平台判据、读出平面双重点火判据以及电子漂移方向多重信号判据得到的 TPC 误判截面为 2.9×10^{-3} mb。使用额外的电子漂移方向多重信号判据将 MUSIC 的弹性散射误判截面降低了约 170 倍。

融合事件也可能被误判成弹性散射, 主要原因是由于蒸发轻粒子 90° 附近出射导致其在一个 pad 内沉积能

损过多, 从而产生读出平面双重点火或者电子漂移方向多重信号。从简考虑, 融合微分截面角分布近似为各项同性, 融合反应误判截面按式 (3) 得到:

$$\sum_{i=1}^{180} \sigma_i = \sigma_{\text{fus}} \cdot \sum_{i=1}^{180} \frac{n_i}{N_i} \cdot \sin(\theta_i) \cdot 2\pi \cdot (\theta_{i+1} - \theta_i) \quad (3)$$

其中: σ_{fus} 为总融合截面; $E_{\text{cm}}=13.6$ MeV 时约为 877 mb^[10]。误判截面如表 2 所列, 约为总截面的 2.6%。

表 1 $E_{\text{cm}}=13.6$ MeV 不同判据组合下弹性散射事件的误判截面*

工作模式	判据组合	$E_{\text{cm}}=13.6$ MeV, 气压 2×10^4 Pa 的误判截面/mb
	I	67.7
	I+II	8.8
	I+III	32.6
MUSIC	I+II+III	0.5
	I+IV	44.9
	I+II+IV	2.16
	I+III+IV	26.2
TPC	I+II+III+IV	2.9×10^{-3}

* I 代表射程判据; II 代表峰后平台判据; III 代表读出平面双重点火判据; IV 代表电子漂移方向多重信号判据。

表 2 $E_{\text{cm}}=13.6$ MeV 融合事件被误判成弹性散射事件的误判截面

判据组合	$E_{\text{cm}}=13.6$ MeV, 气压 2×10^4 Pa 的误判截面/mb
I+II	16.7
I+IV	8.4
I+II+III+IV	23

从表 1 和表 2 中可以看出, 无论融合反应还是弹性散射, 其误判引起的系统误差对 $E_{\text{cm}}=13.6$ MeV 能量条件下融合截面测量的影响都很小。这与 ANL 小组的 MUSIC 融合截面测量结论相符, 他们实验测量 ^{13}C 粒子能量范围是 $11.2 \text{ MeV} < E_{\text{cm}} < 18.7 \text{ MeV}$, 此范围内的融合反应总截面与弹性散射积分截面变化不大, 所以本模拟研究的 $E_{\text{cm}}=13.6$ MeV 的结论同样适用于该范围中其他能量。

3.6 低能反应事例鉴别

当质心系能量 E_{cm} 低于库仑势垒 ($^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ 库仑势垒高度为 5.95 MeV) 时, 融合截面迅速降低, 而 $\theta_{\text{cm}} > 1^\circ$ 的弹性散射积分截面随着能量降低逐渐增大。我们选择反应顶点能量 $E_{\text{lab}}=11$ MeV ($E_{\text{cm}}=5.3$ MeV), 来讨论略低于库仑位垒处, 由上述融合事例鉴别判据造成的误判对融合截面测量的影响。从 Dayras^[11] 和陈

治钧等^[12]的实验数据提取此能量的熔合截面, 约为 33 mb。

本文中的事例鉴别判据的核心是反应产物的射程与角度的关系。对于 11 MeV 的入射能量, 2×10^4 Pa 时的弹性散射反应产物射程很短, 峰后平台判据, 读出平面双重点火判据和电子漂移方向多重信号判据几乎完全失效。为保证这些判据的有效性, 需要适当调节探测器中的气压使得 ^{13}C 束流的布拉格峰位置超出探测器, 而熔合反应剩余核的射程达不到最后一个 strip。通过比较不同的气压 (6×10^3 Pa, 8×10^3 Pa, 1×10^4 Pa, 1.2×10^4 Pa, 1.4×10^4 Pa) 下模拟, 得到 10^4 Pa 为该能量下的最佳气压。

在 $E_{\text{lab}}=11$ MeV ($E_{\text{cm}}=5.3$ MeV) 和气压为 1×10^4 Pa 条件下不同鉴别判据组合的弹性散射误判截面见表 3。MUSIC 不能使用电子漂移方向的多重信号判据, 被误判的弹性散射事件散射角大约 35° 附近。当 $E_{\text{cm}}=13.6$ MeV 时, 对应的微分截面的 9.5 mb/Sr; 当 $E_{\text{cm}}=5.3$ MeV 时, 对应的微分截面约 560 mb/Sr, 增大了约 58 倍, 从而导致弹性散射误判截面高达 150 mb (见表 3)。因此在低能量下, 这些弹性散射事件导致的误判截面与熔合截面相比更为显著。相比之下, 使用 TPC 的 4 个判据 (射程、读出平面双重点火、峰后平台和电子漂移方向多重信号) 时, 熔合反应的误判截面为 1.7 mb, 约为熔合截面的 5%。弹性散射误判截面只有 0.5 mb, 约为熔合截面的 1.5%。经过计算, 其熔合截面测量的能量还可进一步降低至 $E_{\text{cm}}=4.7$ MeV, 此时实验测量的 $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ 熔合截面约为 6 mb, 熔合反应误判截面基本不变, 弹性散射误判截面约 0.6 mb, 导致 10% 的系统误差。

表 3 $E_{\text{cm}}=5.3$ MeV 弹性散射事件误判截面

工作模式	判据组合	$E_{\text{cm}}=5.3$ MeV, 气压 1×10^4 Pa 的误判截面/mb
	I	5.6×10^3
	I+II	3.2×10^3
	I+III	1.1×10^3
MUSIC	I+II+III	150
	I+IV	3.3×10^3
	I+II+IV	2.2×10^3
	I+III+IV	190
TPC	I+II+III+IV	0.5

3.7 有效能量

每个 strip 上的入射束流能量有一定的分布, 在该能量分布中确定一个能量值对应得到的反应截面, 以反映真实的熔合反应激发函数^[13]。由于入射粒子在气体

中的能量歧离, 随着能损的增加, 单个 strip 上反应能量分散加大。在库仑位垒以上能区, 熔合截面随能量变化比较缓慢, 可以使用每个 strip 的平均能量作为有效反应能量。但在库仑位垒以下能区, 熔合截面随能量减小指数性下降, 需要后续工作确定其有效能量。

4 结论

本文以 TPC 为研究对象, 讨论了活性靶探测器对 $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ 熔合反应与弹性散射事件的鉴别能力。在 ANL 小组的工作基础上, 通过 Geant4 给出熔合事件鉴别判据以及这些判据的适用范围和最终的误判率。 $E_{\text{lab}}=28.3$ MeV ($E_{\text{cm}}=13.6$ MeV) 时, 熔合反应截面为 877 mb, 熔合反应与弹性散射事件的误判截面分别为 10.2 mb 和 2.9×10^{-3} mb, 对于此时熔合截面的测量没有影响。这也符合 ANL 小组使用 MUSIC 测量 $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ 熔合截面的结论。

对于库仑势垒附近, 本文模拟并讨论了 $E_{\text{lab}}=11$ MeV ($E_{\text{cm}}=5.3$ MeV) 时的 $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ 的熔合与弹性散射的鉴别。可以得出结论, 此时 MUSIC 的弹性散射误判截面已经远超过熔合截面的实验数据, 已无法满足测量的要求。而 TPC 的弹性散射误判截面只有熔合截面的 1.5%, 并且还可以将熔合截面的测量能量降低至 $E_{\text{lab}}=9.8$ MeV ($E_{\text{cm}}=4.7$ MeV)。

参考文献:

- [1] CORNELISSE R, HEISE J, KUULKERS E, *et al.* *Astronomy and Astrophysics*, 2000, **357**: L21.
- [2] CUMMING A, BILDSTEN L. *Astrophys J*, 2001, **559**: L127.
- [3] GASQUES L R, AFANASJEV A V, AGUILERA E F, *et al.* *Phys Rev C*, 2005, **72**: 025806.
- [4] OBERACKER V E, UMAR A S. *Bull Am Phys Soc*, 2008, **53**(12): 26.
- [5] UMAR A S, OBERACKER V E, HOROWITZ C J. *Phys Rev C*, 2012, **85**: 055801.
- [6] SYMONS T, VIYOGI Y P, WESTFALL G D, *et al.* *Phys Rev Lett*, 1979, **42**: 40.
- [7] RUDOLPH M J, GOSSER Z Q, BOWN K, *et al.* *Phys Rev C*, 2012, **85**: 024605.
- [8] CARNELLI P F F, ALMARAZ-CALDERON S, REHM K E, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2014, **112**: 192701.
- [9] CARNELLI P F F, ALMARAZ-CALDERON S, REHM K E, *et al.* *Nucl Instr Meth A*, 2015, **799**: 197.
- [10] KOVAR D G, GEESAMAN D F, BRAID T H, *et al.* *Phys Rev C*, 1979, **20**: 1305.
- [11] DAYRAS R A, STOKSTAD R G, SWITKOWSKI Z E, *et al.* *Nuclear Physics A*, 1976, **265**: 153.

- [12] CHEN Zhijun, ZHANG Ningtao, LI Qite, *et al.* *Nuclear Physics Review*, 2017, **34**(4): 705. (in Chinese)
(陈治钧, 张宁涛, 李奇特, 等. *原子核物理评论*, 2017, **34**(4): 705.)
- [13] ROLFS C E, RODNEY W S. *Cauldrons in the Cosmos: Nuclear Astrophysics*[M]. Chicago and London: University of Chicago Press, 1988: 161.

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

JI Liancheng¹, ZHANG Ningtao¹, LIN Weiping^{1,2}, TANG Xiaodong^{1,†}

(1. *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;*
2. *Institute of Nuclear Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

Abstract: Reaction rates of fusion reactions among neutron-rich nuclei in the astrophysical environment are of great significance to understand the ignition of superbursts on neutron stars. Since beam intensity is rather low for radioactive ion beams, it is extremely difficult to operate a direct measurement for cross sections of such fusion reactions below the Coulomb barrier using thick target technique. In this case, a novel technique, active target technique, has been developed recently. To study the energy limit for measurement below Coulomb barrier, the kinematics of elastic scattering and fusion reaction in MUSIC and TPC are discussed with Geant4 simulation. Four identification methods are used and uncertainties of cross sections resulted from misjudgments are calculated. With $E_{\text{cm}}=13.6$ MeV, the uncertainties of cross sections for MUSIC and TPC are 0.5 mb and 2.9×10^{-3} mb, respectively. The uncertainties for MUSIC become far beyond measurement when below coulomb barrier, while TPC remains to be a suitable detector for measuring fusion cross sections until $E_{\text{cm}}=4.7$ MeV.

Key words: active target; fusion reaction; elastic scattering; Geant4; neutron-rich nuclei

Received date: 13 Apr. 2018; **Revised date:** 15 May 2018

Foundation item: National Key Research and Development Program of China (2016YFA0400501); National Natural Science Foundation of China (U1632142)

† **Corresponding author:** TANG Xiaodong, E-mail: xtang@impcas.ac.cn.