

文章编号: 1007-4627(2016)03-0251-07

并合不变中子质子产额比值角分布各向异性与对称能关系的研究

吴强华^{1,2,3}, 张英逊¹, 肖志刚^{3,4}, 王仁仲³, 张嫣¹, 李祝霞¹, 王宁²

(1. 中国原子能科学研究院核物理研究所, 北京 102413;
2. 广西师范大学物理科学与技术学院, 广西 桂林 541004;
3. 清华大学物理系, 北京 100084;
4. 量子物质创新研究中心, 北京 100084)

摘要: 采用 ImQMD05 模型分析了非对称反应体系 $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}, ^{124}\text{Sn}$ 在中低能区 ($E_{\text{beam}} = 35 \sim 100$ MeV/u) 的半擦边反应的条件下的反应机制, 并进一步探索了不同模型参数, 如对称能斜率、碰撞参数等, 对轻粒子并合不变中子质子产额之比角分布各向异性的影响。通过研究发现: 对于出射动能大于每核子 10 MeV 的动力学出射的轻粒子而言, 其并合不变的中子质子产额比值角分布各向异性与对称能的软硬具有明显的关联; 碰撞参数对轻粒子动力学发射各向异性的影响最弱。

关键词: 对称能; 重离子碰撞; 并合不变产额; 角分布的各向异性; 非对称反应体系

中图分类号: O571.6 文献标志码: A DOI: 10.11804/NuclPhysRev.33.03.251

1 引言

非对称核物质状态方程 (Isospin Asymmetric Nuclear Equation of State) 是用来描写中子质子数不相等核物质的状态量之间的关系的方程, 比如核温度、核物质密度、同位旋不对称度与每核子能量等之间关系的方程。非对称核物质的性质对远离 β 稳定线的核结构^[1-4]、核反应^[5-9]、天体核物理^[10-11]等很多相关问题都具有重要的影响。大量的理论和实验研究表明, 同位旋非对称核物质每核子能量可以近似表述为对称核物质每核子能与对称能两部分^[12-14]。对同位旋对称的核物质状态方程部分, 目前的重离子碰撞的实验和理论分析已经给出较好的约束^[15], 但是对于非对称核物质状态方程的确定目前仍没有达到令人满意的结果。因此, 目前对于非对称核物质状态方程的确定主要就是对称能的确定问题, 这一研究也已成为当下核物理研究的热点问题^[16-19]之一。目前为止, 核物理学家们通过不同模型方法与实验数据比较, 获取了对称能密度变化行为的饱和密度点的对称能因子 S_0 以及相应的对称能的斜率 L ($L = 3\rho_0 \partial S / \partial \rho|_{\rho=\rho_0}$) 的范围。目前, 这些关于对称能范围的结论在一定的区域发生重叠^[20-21], 形成了

初步的共识。但是, 不同模型方法对对称能的约束结果依然存在较大的不确定性。因此, 寻找更为敏感的同位旋灵敏的观测量, 通过模型计算与实验比较获取更精确的对称能大小成为目前这一领域的巨大挑战。该工作的主要目的是通过研究动力学出射轻粒子的同位旋组分的角分布各向异性, 并进一步研究其对对称能软硬的敏感度, 为将来进一步确定对称能提供更多的观测量和理论分析。

与目前常用对称反应系统^[22-24]不同, 弹、靶质量非对称的系统在空间分布的不均匀性会导致其发射粒子的同位旋组分、碎块大小等前后角发射的各向异性。这种各向异性程度的强弱与势场强度、核子核子碰撞频率以及体系的趋平衡程度等紧密相关^[25-26], 因此利用非对称碰撞系统进行相关的研究成为目前大家感兴趣的方法之一^[17-19, 27-28]。清华大学王仁生等^[19]利用中国科学院近代物理研究所 HIRFL 装置进行了入射能量为 35 MeV/u 反应体系为 $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ 的快裂变实验, 并且分析了擦边碰撞中的裂变碎块以及轻带电粒子能谱^[19]。通过分析发现, 在实验室的条件下丰中子的轻带电粒子更易在前角发射, 这揭示了该能区重离子碰撞的动力学发射特点以及相应的同位旋效应。而对于半擦边重离子

收稿日期: 2016-01-14; 修改日期: 2016-03-04

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11475262, 11275052, 11422548, 11375062, 11375094, 11365004); 国家重点基础研究发展计划项目(973计划)(2013CB834404)

作者简介: 吴强华(1989-), 男, 江西上饶人, 硕士研究生, 从事原子核物理研究; E-mail: qh297239367@126.com

通信作者: 张英逊, E-mail: zhyx@ciae.ac.cn。

碰撞而言, 其出射碎块在空间分布具有层级结构的特征^[29], 即: 在质心系下, 弹区或者靶区以重碎块为主且沿束流方向具有较快的速度, 中心快度区主要以出射丰中子的轻粒子为主。这种空间分布下, 弹区/靶区的库仑势相对于中心快度区更强。因此可以预期, 理论计算中采用不同的对称势参数将会导致在弹区、靶区及中心快度区不同的中子质子产额之比($Y(n)/Y(p)$)的角分布, 并进一步导致 $Y(n)/Y(p)$ 角分布的各向异性。考虑到输运模型在轻粒子绝对产额方面以及碎块形成机制方面描写的不足, 本文提出采用并合不变的中子产额、质子产额来研究其同位旋效应。

本文主要采用改进的量子分子动力学模型(ImQMD05)模型^[30]研究重离子反应机制并进一步通过轻粒子动力学发射各向异性探索对称能密度依赖形式。其中包括: 第 2 部分讨论重离子反应机制; 第 3 部分主要对动力学发射产物进行分析, 寻找与对称能的密度依赖形式具有更强关联的反应体系及相关设置; 最后

是总结。

2 重离子碰撞机制

对于半擦边重离子碰撞而言, 脖子动力学在轻带电粒子动力学发射方面扮演着重要的角色^[31]。为了直观地理解这个问题, 图 1 显示了碰撞系统 $^{40}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$ 在碰撞参数 $b = 6 \text{ fm}$, 入射能为 35 MeV/u 情况下, 粒子位置分布情况。其中左下角对应的是单个典型事件中反应体系 $^{40}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$ 在不同时刻的密度等高线图, 右边图对应的是反应截止时刻轻粒子的位置分布图, 当我们对轻粒子的来源进行追踪, 即返回到 $t \sim 100 \text{ fm}/c$ 发现轻粒子动力学发射主要来源于弹靶重叠区, 如左上彩色部分所示。模拟还发现入射能在 $35, 50, 100 \text{ MeV/u}$ 时, 半擦边重离子碰撞过程中动力学发射轻粒子主要来源于脖子区这一事实并没有改变。为了研究的方便, 进一步分析了距离弹靶表面等距离且大小为两核子半径($\sim 1.7 \text{ fm}$)的区域的密度、对称势和单粒子势随时间演化。

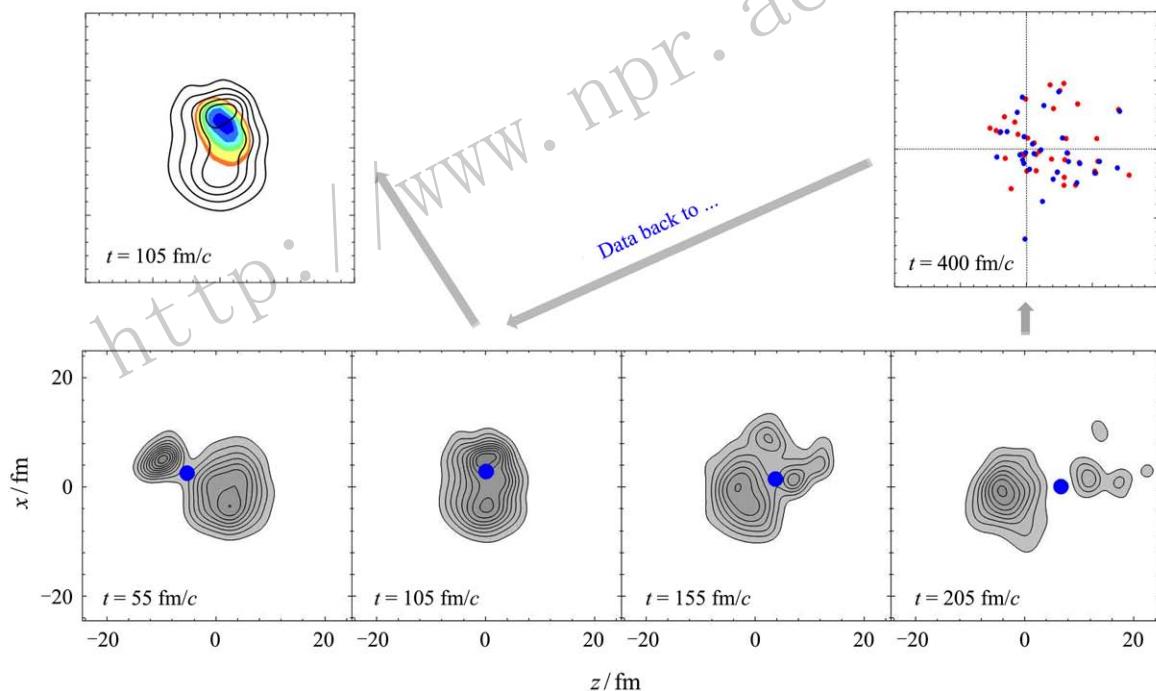


图 1 (在线彩图) 碰撞系统 $^{40}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$ 在碰撞参数 $b = 6 \text{ fm}$ 入射能为 35 MeV/u 情况下动力学发射轻粒子在 $t \sim 100 \text{ fm}/c$ 对应的位置分布图

其中, 黑色轮廓线代表的是碰撞体系反应平面的密度等高线, 彩色区域显示的是动力学发射轻粒子的主要来源。

2.1 弹靶重叠区密度、对称势随时间的演化

图 2 显示的是碰撞体系 $^{40}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$ 在碰撞参数 $b = 6 \text{ fm}$, 入射能为 $35, 50, 100 \text{ MeV/u}$ 的情况下弹靶重叠区域内核子数密度、核子受到的对称势 $V_{\text{sym}}^q = 0.5C_s [(\gamma_i - 1) u^{\gamma_i} \delta^2 \pm 2u^{\gamma_i} \delta]$ 随时间的演化, 这里 $q = n$,

p 。实线(虚线)是 $\gamma_i = 0.5$ ($\gamma_i = 2.0$) 对应的中子、质子受到的对称势随时间的演化。从图 2(a) 可以看出: 在入射能 $E_{\text{beam}} = 35 \text{ MeV/u}$ 的情况下, 当 $t \sim 50 \text{ fm}/c$, 弹靶重叠区密度开始增加, 在 $t \sim 90 \text{ fm}/c$ 弹靶重叠区密度达到最大, 此时重叠区密度大于饱和密度; 紧接着碰撞

体系开始膨胀, 弹靶重叠区密度逐渐减少。在入射能不断增加的过程中可以看到弹靶接触的时间相对更早, 最大压缩程度也得到相应的提高, 但是最大压缩程度维持的时间却相对更小。从图2(b)可以看出: 在入射能 $E_{\text{beam}} = 35 \text{ MeV/u}$ 时, 碰撞过程中 $\gamma_i = 0.5$ 对应的计算结果给出的质子对称势强度总是大于 $\gamma_i = 2.0$ 对应的对称势强度。但是, 中子受到的对称势在 $t \sim 80 \text{ fm/c}$ 附近时会出现 $\gamma_i = 0.5$ 的结果小于 $\gamma_i = 2.0$ 的结果, 而质子受到的对称势并没有出现类似情况。这主要是由于

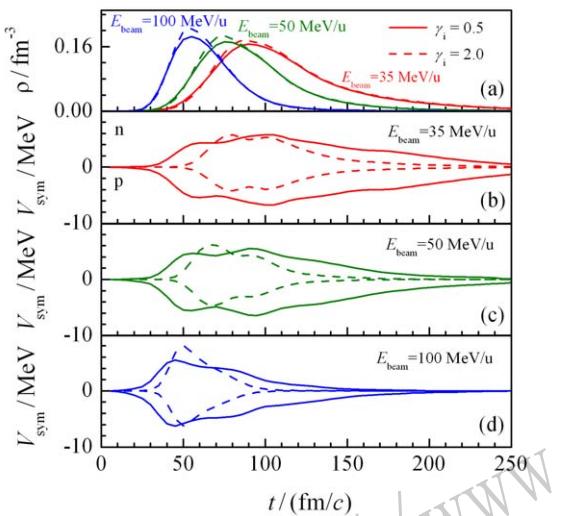


图2 (在线彩图) 碰撞体系 $^{40}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$ 在碰撞参数为 $b = 6 \text{ fm}$ 入射能为 35, 50, 100 MeV/u的情况下弹靶重叠区的密度 3.3(a) 及对称势 3.3(b)、(c)、(d) 随反应进程的变化其中, 实线代表 $\gamma_i = 0.5$; 虚线代表 $\gamma_i = 2.0$ 。

在丰中子的环境下 ($\delta \sim 0.2$), $\gamma_i = 0.5$ 对应的中子受到的对称势强度会在重叠区密度大于 $0.9\rho_0$ 时就开始小于 $\gamma_i = 2.0$ 对应的中子对称势强度; 而对于质子而言却需要达到 $1.1\rho_0$ 以上^[32-33]。在入射能从 $E_{\text{beam}} = 50$ 增加到 100 MeV/u 的过程中, 由于碰撞体系的更大的压缩程度使得上述情况更加明显, 如图2(c), (d) 所示。基于对称势的上述行为, 可以预期对于丰中子的碰撞体系而言, 输运模型采用 $\gamma_i = 0.5$ 计算所给出的中子产额与质子产额之比大于 $\gamma_i = 2.0$ 对应的中子产额与质子产额之比。

然而, 定量地理解理论预言的中子质子产额之比 $Y(n)/Y(p)$ 的行为, 不仅需要了解同位旋矢量势产生的差异, 还需要分析同位旋标量势和库仑势等的影响, 即研究碰撞过程中中子、质子受到的单粒子势产生的差异。图3对应的分别是 $\gamma_i = 0.5$ (a), (b), (c) 及 $\gamma_i = 2.0$ (d), (e), (f) 对应的中子受到的单粒子核势 V_n 及质子受到的单粒子核势 V_p 以及计入库仑势的质子受到的势 $V_p + V_{\text{Coul}}$ 随时间的演化。其中, 实线表示的是中子受到的单粒子核势, 即 V_n ; 点划线是质子受到的单粒子核势, 即 V_p ; 长虚线是计入库仑势部分的质子单粒子势, 即 $V_p + V_{\text{Coul}}$ 。从图3可看出, $\gamma_i = 0.5$ 对应的 $V_p + V_{\text{Coul}}$ 与 V_n 大小在碰撞进行的过程中比较接近; 对于 $\gamma_i = 2.0$ 而言, 由于对称势相对较弱, 使得质子感受到的单粒子势与中子感受到的单粒子势差距变大。这一规律在入射能为 35 到 100 MeV/u 都可以观察到。由此可以预期, 如果库仑排斥足够强的话, 那么就可能在反应过程中出现质子产额大于中子产额的情况。

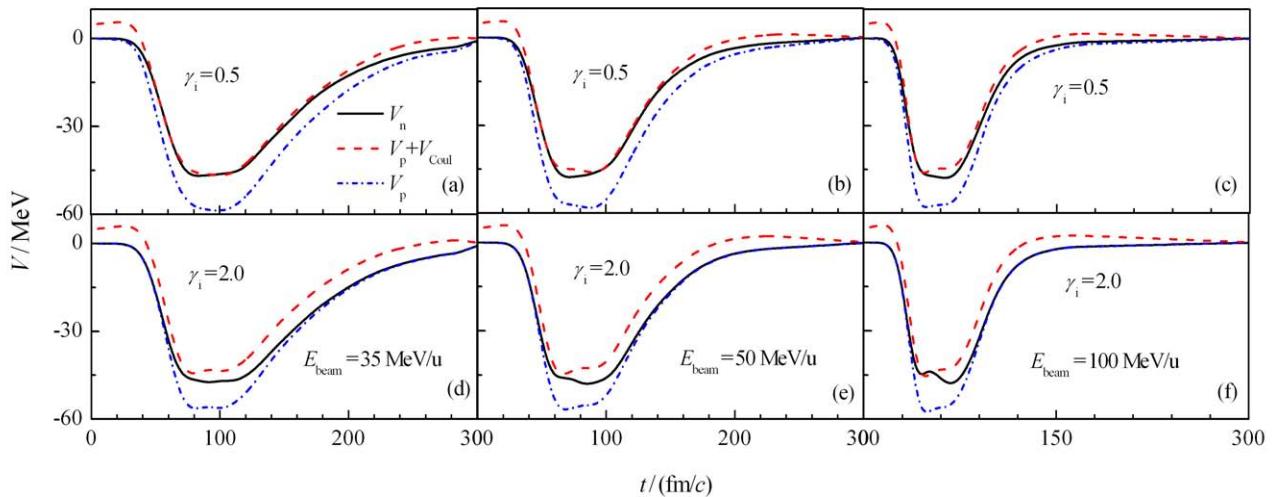


图3 (在线彩图) 反应体系 $^{40}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$ 在碰撞参数为 $b = 6 \text{ fm}$ 入射能为 35, 50, 100 MeV/u的情况下弹靶重叠区中子单粒子势 V_n 、质子单粒子势 V_p 以及加入库仑势部分 ($V_p + V_{\text{Coul}}$) 的演化其中, 实线代表中子; 虚线代表质子; 左边代表 $\gamma_i = 0.5$ (a), (b), (c); 右边代表 $\gamma_i = 2.0$ (d), (e), (f)。

3 结果分析与讨论

基于上述分析, 我们提出了并合不变中子产额 (Coalescence Invariant yield for neutron, $Y_{n,CI}$)、并合不变质子产额 (Coalescence Invariant yield for proton, $Y_{p,CI}$) 产额角分布、并合不变中子与并合不变质子产额比值角分布 ($CI-Y(n)/Y(p)$) 观测量^[34]。并合不变中子与并合不变质子的产额角分布定义如下:

$$\frac{dY_{n,CI}}{d\theta} = \sum_{N,Z} N \times \frac{dY(N,Z)}{d\theta}, \quad (1)$$

$$\frac{dY_{p,CI}}{d\theta} = \sum_{N,Z} Z \times \frac{dY(N,Z)}{d\theta}, \quad (2)$$

在该研究中轻粒子主要包括, 如: n, p, d, t, ^3He , ^4He 及 ^6He 。其中, $Y(N, Z)$ 是中子数为 N , 质子数为 Z 的轻粒子产额。

图 4(a) 显示了在入射能量为 35 MeV/u, 对称势参数为 $\gamma_i = 0.5$ (方形) 及 $\gamma_i = 2.0$ (圆形) 时对应的并合不

变中子 ($Y_{n,CI}$) 以及并合不变质子 ($Y_{p,CI}$) 产额角分布。由于该能区重离子碰撞过程中, 粒子的出射主要来源于系统膨胀后发生碎裂的低密区, 因而其同位旋成分主要受低密区对称能大小的影响。由于低于饱和密度值时 $\gamma_i = 0.5$ 对应的对称势强度较大, 因此可以明显的看到 $Y_{n,CI}$ 的值要大于 $Y_{p,CI}$ 的值。当入射能增加到 50 及 100 MeV/u 时, 结果与 35 MeV/u 对应的结果类似。对于 $\gamma_i = 2.0$ 而言, 对应的 $Y_{n,CI}$ 与 $Y_{p,CI}$ 的产额角分布的相对大小表现出不同的行为: 在入射能为 35 MeV/u, $\theta_{c.m.} > 60^\circ$ 时 CI 中子的产额小于 CI 质子。这是之前提到的非对称碰撞系统半擦边碰撞库仑势和对称势相互竞争的结果。当入射束能量提高到 100 MeV/u (如图 4(c)) 时, CI 中子的产额在所有角度大于 CI 质子的产额。这是由于弹靶碰撞更加激烈, 大部分参与碰撞的弹靶体系都碎裂成核子及轻粒子, 进而使得原来束缚于碰撞系统的中子被更多地释放出来, 使得全角度空间 CI 中子产额大于 CI 质子产额。

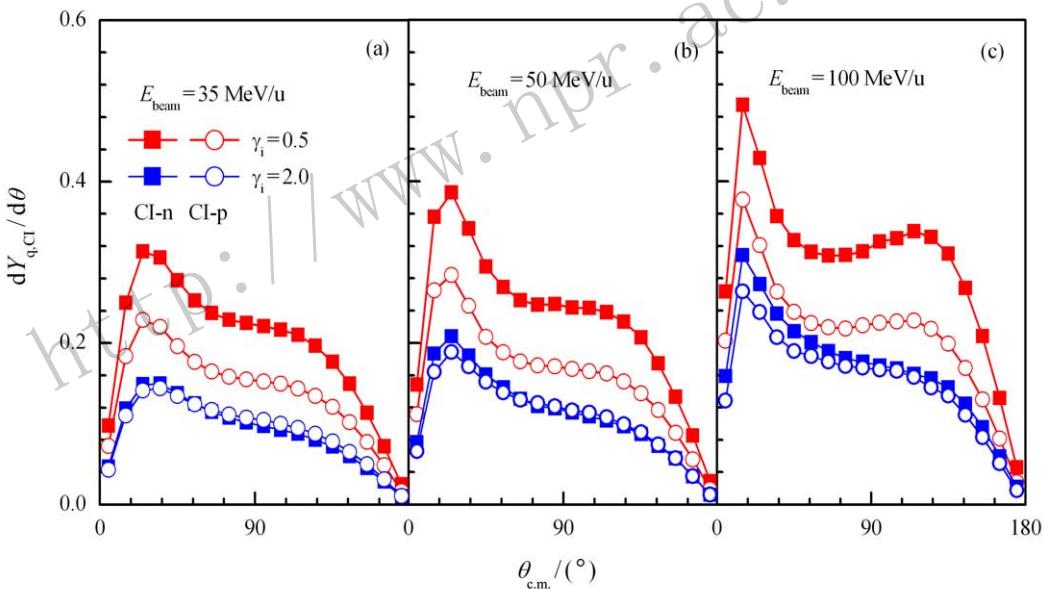


图 4 (在线彩图) 碰撞体系 $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ 在碰撞参数 $b=6$ fm, 入射能为 35, 50, 100 MeV/u 的情况下, 对称势参数 $\gamma_i=0.5$ (方形)、 $\gamma_i=2.0$ (圆形), CI 中子 (实心)、CI 质子 (空心) 产额角分布时间是 400 fm/c

图 5 给出了并合不变的中子质子产额之比, 即 $Y_{n,CI}/Y_{p,CI}$ 。在不同的入射能量 35, 50, 100 MeV/u 和不同的碰撞参数下 ($b = 4, 6, 8$ fm) 的结果。可以看出, $Y_{n,CI}/Y_{p,CI}$ 随 $\theta_{c.m.}$ 的变化敏感依赖于对称能的软硬。对于 $\gamma_i = 0.5$ 的情况, $Y_{n,CI}/Y_{p,CI}$ 的值随着 $\theta_{c.m.}$ 的角度的增加出现轻微的增加。这是由于低密的情况下 $\gamma_i = 0.5$ 对应的对称势强度大, 使得中子与质子的单粒子势大小相近, 导致 $Y_{n,CI}/Y_{p,CI}$ 随 $\theta_{c.m.}$ 的变化规律主要体现了弹靶同位旋不对称度的差异。然而, 对

于 $\gamma_i = 2.0$ 的对称势强度较弱, 则使得质子的单粒子势明显高于中子的单粒子势。特别是由于靶区的类靶碎块具有较强的库仑势, 使得 $Y_{n,CI}/Y_{p,CI}$ 的值随着 $\theta_{c.m.}$ 的增加明显地减小。进一步, 我们还分析了入射能为 50 及 100 MeV/u 的 $Y_{n,CI}/Y_{p,CI}$ 的角分布。结果表明: 在入射能为 35, 50, 100 MeV/u 时, $Y_{n,CI}/Y_{p,CI}$ 随对称势变化的规律没有改变。为了检验实验上碰撞参数的不确定性造成的效果, 我们同时计算了碰撞参数在 $b = 4, 6, 8$ fm 的情况下的 $Y_{n,CI}/Y_{p,CI}$ 。结果

显示, 半中心区域的碰撞参数变化对 $Y_{n,CI}/Y_{p,CI}$ 的影响也并不明显, 这是因为 $Y_{n,CI}/Y_{p,CI}$ 反映的是碰撞系

统 $^{40}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$ 对称能的信息。

为了定量地描述 $Y_{n,CI}/Y_{p,CI}$ 角分布各向异性对 γ_i

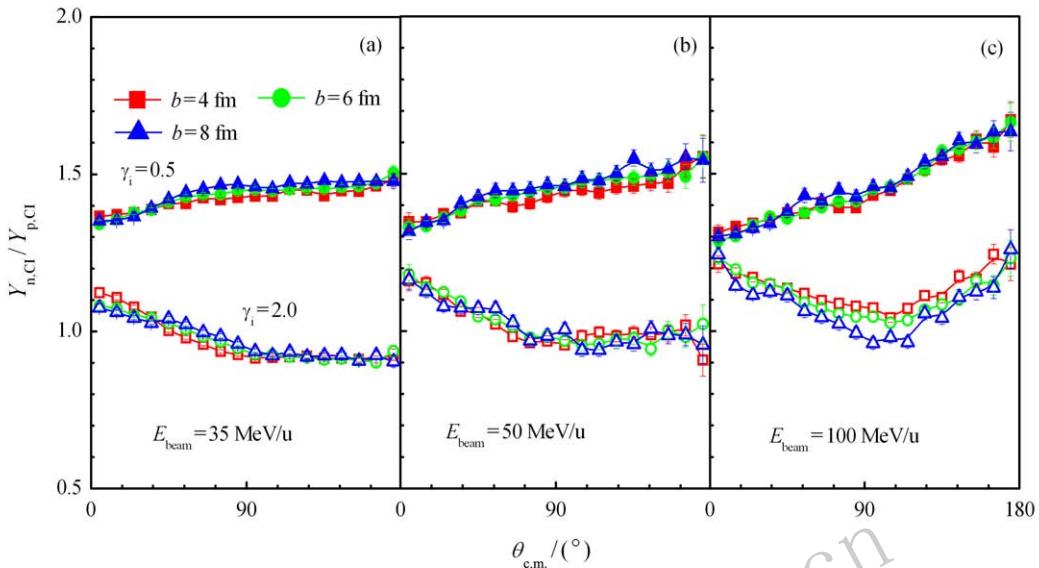


图 5 (在线彩图) 反应体系 $^{40}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$ 在碰撞参数 $b = 4, 6, 8 \text{ fm}$ 入射能 $E_{\text{beam}} = 35, 50, 100 \text{ MeV/u}$ 时对应 $Y_{n,CI}/Y_{p,CI}$ 的值随角度 $\theta_{\text{c.m.}}$ 的变化情况

其中, 实心(空心)图形代表的是 $\gamma_i=0.5(\gamma_i=2.0)$ 的情况。

(或者对称能的斜率 L) 的敏感依赖程度, 我们利用前角和中心角度的 $Y_{n,CI}/Y_{p,CI}$ 之比构造了 $R_{\text{iso}} = R_{n/p}(20)/R_{n/p}(90)$ 的观测量。图 6 显示了碰撞参数 $b \sim 0.6(R_{\text{pro}} + R_{\text{tar}})$ 情况下, 不同入射能下不同反应体系对应的 R_{iso} 值对 γ_i 的敏感依赖性。图中红色空心符号代表没用经过任何能量筛选的轻粒子发射贡献的 R_{iso} 。结果显示: 轻粒子动力学发射各向异性随对称势

参数的增加总体上不断增大。通过对相同反应体系不同反应能量的 R_{iso} 的值进行比较发现, 反应能量对 R_{iso} 的影响并不明显。考虑到低能端 ($E_k < 10 \text{ MeV}$) 轻粒子的同位旋效应会受到退激过程的显著影响, 进一步地分析了排除低能段(即, $E_k > 10 \text{ MeV}$ 的轻粒子)出射轻粒子的同位旋组分的 R_{iso} , 如图 6 中的实心图形所示。可以看出, 高能段动力学出射的轻粒子的同位旋组分

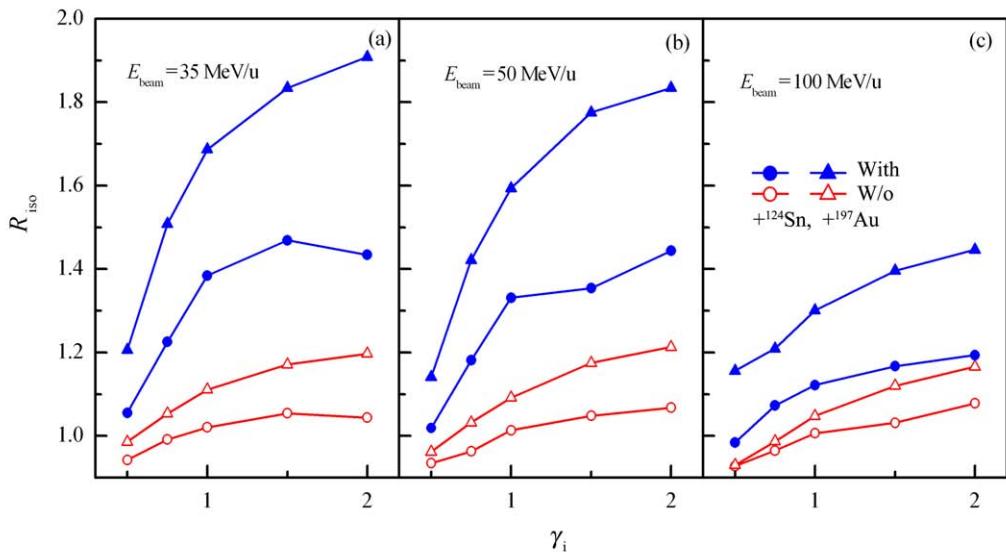


图 6 (在线彩图) 反应体系 $^{40}\text{Ar}+^{124}\text{Sn}, ^{197}\text{Au}$ 在碰撞参数 $b = 6 \text{ fm} \sim 0.6(R_{\text{pro}} + R_{\text{tar}})$, 入射能 $E_{\text{beam}} = 35, 50, 100 \text{ MeV/u}$ 的情况下 R_{iso} 随对称势参数的变化情况

其中, 实心(空心)图形代表经过(未经过)低能截断的情况; 圆圈代表 $+^{124}\text{Sn}$, 三角形代表 $+^{197}\text{Au}$ 。

R_{iso} 对对称能的软硬更为敏感。这一结论在入射能量为 35 MeV/u 时更为明显。

进一步, 我们还研究了靶核体系大小对轻粒子动力学发射各向异性的影响, 即对靶核为 ^{124}Sn , ^{197}Au 的重离子碰撞进行比较, 从图中可以看出: 靶核越大对轻粒子动力学发射各向异性的影响也越大。这主要是由于靶区库仑势在碰撞体系增大的过程中也变大, 使得更多质子发射, 从而导致轻粒子动力学发射各向异性增强。

4 总结与讨论

本文采用 ImQMD05 模型对非对称碰撞体系 $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$, ^{197}Au , 在中低能区的碰撞机制进行了研究, 并探索了对称能的密度依赖形式对重离子碰撞观测量的影响。通过对轻粒子动力学发射的来源进行初步探索, 发现: 动力学发射轻粒子主要来源于弹、靶重叠区。研究发现, 库仑势与对称势的相互竞争可以导致出射轻粒子的同位旋组分角分布各向异性依赖于对称能的软硬。并在此基础上提出了“并合不变产额之比的角分布比”的观测量。计算结果指出: 在前角范围内, 对称势参数 $\gamma_i = 0.5$ 对应的 $Y_{n,CI}/Y_{p,CI}$ 的比值随质心角的增加不断增大; 对称势参数 $\gamma_i = 2.0$ 时, $Y_{n,CI}/Y_{p,CI}$ 的曲线整体低于 $\gamma_i = 0.5$ 对应的 CI-n/p 的比值并且其大小随质心系角度的增加而减小。这种行为在入射能为 $E_{\text{beam}} = 35 \sim 100$ MeV/u 的情况下不会改变。对于出射轻粒子同位旋组分的各向异性, 我们利用并合不变的中子质子产额之比构造了 $R_{\text{iso}} = R_{n/p}(20^\circ)/R_{n/p}(90^\circ)$, 发现它的大小与对称能硬度具有较强的相关。考虑到低能端的轻粒子同位旋效应将有可能被退激过程削弱, 我们进一步地扣除了低能端粒子发射的贡献来重构 R_{iso} , 研究结果表明能量较高部分的粒子同位旋组分各向异性与对称能的依赖关系更加明显。这些研究将对进一步的实验提供重要的理论支持。

参考文献:

- [1] WARDA M, VIÑAS X, ROCA-MAZA X, *et al.* Phys Rev C, 2010, **81**: 054309.
- [2] CHEN L W, KO CHE M, LI B A, *et al.* Phys Rev C, 2010, **82**: 024321.
- [3] GAIDAROV M K, ANTONOV A N, SARRIGUREN P, *et al.* Phys Rev C, 2012, **85**: 064319.
- [4] DONG J M, ZUO W, GU J Z. Phys Rev C, 2013, **87**: 014303.
- [5] ZHANG Y X, DANIELEWICZ P, FAMIANO M, *et al.* Phys Lett B, 2008, **664**: 145.
- [6] TSANG M B, ZHANG Y X, DANIELEWICZ P, *et al.* Phys Rev Lett, 2009, **102**: 122701.
- [7] KUMAR S, MA Y G, ZHANG G Q, *et al.* Phys Rev C, 2011, **84**: 044620.
- [8] ZHANG Y X, COUPLAND D D S, DANIELEWICZ P, *et al.* Phys Rev C, 2012, **85**: 024602.
- [9] ZHANG Y X, TSANG M B, LI Z X, *et al.* Phys Lett B, 2014, **732**: 186.
- [10] STEINER A W, GANDOLFI S. Phys Rev Lett, 2012, **108**: 081102.
- [11] TAKAMI K, REZZOLLA L, BAIOTTI L. Phys Rev Lett, 2014, **113**: 091104.
- [12] LATTIMER J M, PETHICK C J, PRAKASH M, *et al.* Phys Rev Lett, 1991, **66**: 2701.
- [13] SIEMENS P J. Nucl Phys A, 1970, **141**: 225.
- [14] VAUTHERIN D, BRINK D M. Phys Rev C, 1976, **3**: 626.
- [15] DANIELEWICZ P, LACEY R, LYNCH W G. Science, 2002, **298**: 1592.
- [16] AMORINI F, CARDELLA G, GIULIANI G, *et al.* Phys Rev Lett, 2009, **102**: 112701.
- [17] RUSSOTTO P, de FILIPPO E, PAGANO A, *et al.* Phys Rev C, 2010, **81**: 064605.
- [18] HUDAN S, MCINTOSH A B, de SOUZA R T, *et al.* Phys Rev C, 2012, **86**: 021603.
- [19] WANG R S, ZHANG Y, XIAO Z G, *et al.* Phys Rev C, 2014, **89**: 064613.
- [20] TSANG M B, STONE J R, CAMERA F, *et al.* Phys Rev C, 2012, **86**: 015803.
- [21] LATTIMER J M, STEINER A W. Eur Phys J A, 2014, **50**: 40.
- [22] TSANG M B, LIU T X, SHI L, *et al.* Phys Rev Lett, 2004, **92**: 062701.
- [23] HOMBACH A, CASSING W, MOSEL U. Eur Phys J A, 1999, **5**: 77.
- [24] KOHLEY Z, MAY L W, WUENSCHL S, *et al.* Phys Rev C, 2011, **83**: 044601.
- [25] ZHANG Y X, COUPLAND D D S, DANIELEWICZ P, *et al.* Phys Rev C, 2012, **85**: 024602.
- [26] LI B A, DANIELEWICZ P, LYNCH W G. Phys Rev C, 2005, **71**: 054603.
- [27] de FILIPPO E, PAGANO A, RUSSOTTO P, *et al.* Phys Rev C, 2012, **86**: 014610.
- [28] de FILIPPO E, PAGANO A, RUSSOTTO P, *et al.* Phys Rev Lett, 2009, **102**: 112701.
- [29] COLIN J, CUSSOL D, NORMAND J, *et al.* Phys Rev C, 2003, **67**: 064603.
- [30] ZHANG Y X, LU X H, ZHAO K, *et al.* Nuclear Physics Review, 2011, **28**(4): 377. (in Chinese)
(张英逊, 卢晓华, 赵凯, 等. 原子核物理评论, 2011, **28**(4): 377)
- [31] BARAN V, COLONNA M, di TORO M. Nucl Phys A, 2004, **730**: 329.
- [32] ZHANG Yingxun, LI Zhuxia. Phys Rev C, 2005, **71**: 024604.
- [33] LI B A, KO C M, REN Z. Phys Rev Lett, 1997, **78**: 1644.
- [34] WU Q H, ZHANG Y X, XIAO Z G, *et al.* Phys Rev C, 2015, **91**: 014617.

Relation Between the Angular Anisotropy of Coalescence Invariant Neutron to Proton Ratio and the Symmetry Energy in Asymmetric Heavy Ion Collisions

WU Qianghua^{1,2,3}, ZHANG Yingxun¹, XIAO Zhigang^{3,4}, WANG Rensheng³,
ZHANG Yan³, LI Zhuxia¹, WANG Ning²

(1. China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China;

2. Department of Physics and Technology, Guangxi Normal University, Guilin 541004, Guangxi, China;

3. Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

4. Collaborative Innovation Center of Quantum Matter, Beijing 100084, China)

Abstract: By using the ImQMD05 code, we simulate the $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$, $+ ^{124}\text{Sn}$ at beam energy of 35, 50 and 100 MeV/u and semi-peripheral collisions. The reaction mechanism, symmetry potential and Coulomb potential competition around the overlapped neck region and impact parameters effects are investigated for understanding the angular distribution of isospin contents of dynamical emitted light particles. Our results show that the angular anisotropy of the coalescence invariant neutron to proton yield ratios is sensitive to the stiffness of symmetry energy, especially for the dynamical emitted light particles with $E_k > 10$ MeV.

Key words: symmetry energy; heavy ion collision; anisotropy of angular distribution; coalescence invariant yield; asymmetry reaction system

Received date: 14 Jan. 2016; Revised date: 4 Mar. 2016

Foundation item: National Nature Science Foundation of China(11475262, 11275052, 11422548, 11375062, 11375094, 11365004);
National Basic Research Program of China (973 Program)(2013CB834404)

Corresponding author: ZHANG Yingxun, E-mail: zhyx@ciae.ac.cn.