

# 35MeV/u $^{36}\text{Ar} + ^{112,124}\text{Sn}$ 反应中中等质量碎片 关联函数的入射道依赖<sup>\*</sup>

胡荣江<sup>1)</sup> 肖志刚 吴和宇 段利敏 王宏伟 袁小华 靳根明 诸永泰  
李祖玉 王素芳 徐瑚珊 张保国 魏志勇 冯兆庆 付芬

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

**摘要** 测量了35MeV/u  $^{36}\text{Ar} + ^{112,124}\text{Sn}$  反应中小角关联出射的中等质量碎片(IMF)约化速度关联函数. 结果表明  $^{36}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  反应系统中的约化速度关联函数在小约化速度处的反关联程度比  $^{36}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  反应系统中的强, 表现出明显的入射道依赖性. 考察出射粒子对的单核子总动量时, 发现这种差异主要来自高动量粒子对的贡献. 用三体弹道理论模型MENEKA分别计算了两个系统的IMF发射时标, 在  $^{36}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  反应系统中约为150fm/c, 而在  $^{36}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  反应系统中, 约为120fm/c. 同位旋相关的量子分子动力学计算表明,  $^{36}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  系统中IMF的发射时间谱比  $^{36}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  系统略有前移, 相应地, 其中心密度从最高点随时间的下降亦比  $^{36}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  系统略快.

**关键词** 中等质量碎片 关联函数 发射时标 同位旋

## 1 引言

在相当大的能量范围内, 小角关联技术被广泛地用来研究重离子碰撞中的热核性质<sup>[1-14]</sup>. 关联函数可以提供热核系统演变的时空信息, 如粒子的发射时标、发射次序和发射源的大小等. 根据以往的研究结果, 在入射能大于50MeV/u时热核系统的中等质量碎片的发射时标很短, 一般是几十fm/c, 表现出明显的多重碎裂的特征<sup>[15-18]</sup>. 而当入射能量由20MeV/u增加到50MeV/u时, 中等质量碎片的发射时标由数百fm/c缩短为小于100fm/c, 因而这个能区是热核系统由相继的两体衰变向多重碎裂的过渡能区<sup>[19]</sup>.

对于热核性质的研究, 我们在核温度测量、高激发核的裂变和热核时空演化以及中能反应机制等方面已有一些研究结果. 根据已有结果, 可以得到如下图像: 高激发热核在其初始阶段除了发射轻粒子以外, 还有重碎片的发射; 在发射粒子能谱上的高能端产物

更可能是来自热核的早期衰变.

近来, 同位旋相关的核物质状态方程(EOS)的研究是国际上的另一个热点. 在同位旋相关的核物质状态方程的研究中, 引入了表征非对称核物质和对称核物质束缚能差异的对称能项  $E_{\text{sym}}$ . 通过研究对称能项  $E_{\text{sym}}$ , 不仅有助于人们对奇异核结构的认识<sup>[20, 21]</sup>, 而且有助于人们理解很多重要的天体过程<sup>[22]</sup>. 人们提出了很多对  $E_{\text{sym}}$  敏感的探针, 如同位旋分馏(isospin fractionation)<sup>[23]</sup>、中子和质子产额比<sup>[24]</sup>、质子-中子集体流<sup>[25, 26]</sup> 等等. 我们对热核性质的同位旋效应已有的研究表明, 热核衰变发射的粒子具有同位旋选择性<sup>[27]</sup>, 粒子发射顺序、产额和温度也因此而改变<sup>[28, 29]</sup>.

最近, 同位旋相关的输运理论模型(IBUU)的计算表明, 核子-核子关联函数是密度依赖的对称能的敏感指针<sup>[30, 31]</sup>. 随后, 在61MeV/u  $\text{Ar} + ^{112,124}\text{Sn}$  反应中, 清晰地观察到了轻粒子关联函数的同位旋效

2006-08-08 收稿

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(10205020,19575055,10175081), 国家重点基础研究发展规划项目(G2000077401)和中国科学院知识创新工程方向性项目(KJCX2-SW-N18)资助

1) E-mail: hurj@impcas.ac.cn

应<sup>[32, 33]</sup>. 本文则报道了35MeV/u  $^{36}\text{Ar}+^{112,124}\text{Sn}$  反应中的中等质量碎片关联函数的入射道依赖性.

## 2 实验安排

实验是在中国科学院近代物理研究所重离子加速器(HIRFL)上完成的. 采用35MeV/u的 $^{36}\text{Ar}$ 轰击稳定同位素靶 $^{112}\text{Sn}$ 和 $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{112}\text{Sn}$ 和 $^{124}\text{Sn}$ 靶的厚度分别为1.78和1.57mg/cm<sup>2</sup>, 其同位素丰度分别为73%和84%. 为了研究带电粒子发射机制和同位旋弛豫, 在实验室系角度5°—165°分别摆放了11块 $\Delta E$ - $E$ 粒子望远镜<sup>[28, 29, 34—36]</sup>. 同时为了实现线性动量转移的选择, 在前角区, 以束流为轴对称地安放了6块平行板雪崩计数器(PPAC)测量余核<sup>[37]</sup>.

为了测量小角关联的出射粒子, 在前角区放置了1套13单元的望远镜探测器阵列<sup>[38]</sup>. 阵列的每一单元均由1块100 $\mu\text{m}$ 的金硅面垒探测器和1块50mm BGO闪烁体晶体组成. 该阵列距靶60cm, 阵列中心与束流方向的夹角为23°, 最大夹角为29.5°, 最小夹角为16.9°. 阵列中两探测器间的最小夹角为3.6°, 最大夹角为12.5°. 为了提高探测器阵列的角分辨, 探测器的每一单元都采用了半径为8mm的光阑, 每一单元的角分辨约 $\pm 0.75^\circ$ . 图1(a)给出了该阵列中所有望远镜叠加所测得的 $^{36}\text{Ar}+^{124}\text{Sn}$ 的 $\Delta E$ - $E$ 散点图, 从图中可以看出该望远镜阵列对其测量的元素可以较好地鉴别. 图1(b)则给出了两个系统中探测器阵列所测到碎片的电荷分布.

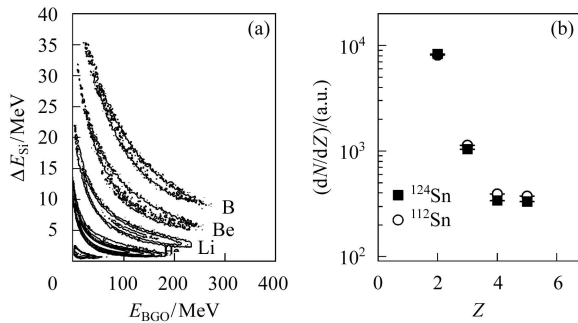


图1 (a)  $^{36}\text{Ar}+^{124}\text{Sn}$  反应 $\Delta E$ - $E$ 散点图; (b) 碎片的电荷( $2 \leq Z \leq 5$ )分布

## 3 能量刻度及修正

在关联函数的同位旋效应研究中, 能量刻度的精确与否是尤为重要的. 本工作对探测器阵列中全部13单元的望远镜进行了仔细的能量刻度. 对于 $\Delta E(\text{Si})$ 探测器及其电子学, 采用了用ThC-C'源发射的6.05MeV

与8.78MeV的 $\alpha$ 粒子和精密脉冲发生器联合刻度. 相对于半导体探测器, BGO闪烁体晶体探测器的刻度就要复杂得多. 其一, 闪烁体的发光效率与入射粒子的能量存在着非线性的关系. 其二, 闪烁体的光输出与入射粒子的电荷和质量数相关, 对相同能量不同元素的粒子, 甚至于不同同位素, 闪烁体的光输出都会有差别, 这样所有不同的入射粒子都需要分别刻度, 而无法相互代替. 其三, 如果入射粒子的能量范围比较大, 而所选择的光电倍增管没有与此匹配的线性动态响应范围, 就会导致晶体的光输出与信号输出的幅度(或电荷量)的非线性, 从而导致晶体探测器能量响应的非线性. 在数据分析中, 对BGO的能量刻度采用了能损反推的方法, 即根据粒子在已知厚度的半导体薄片中的能损 $\Delta E$ , 由能损程序计算出对应的粒子总能量, 从而反推得到粒子在BGO晶体中的沉积能量 $E_s$ . 在能损反推之前, 采用了文献[39]所述的方法来确定半导体的有效厚度.

由于 $\Delta E(\text{Si})$ 探测器厚度的均匀性以及它的正反向死层的影响, 在确定 $\Delta E(\text{Si})$ 的有效厚度时会带入误差. 另外在由能损反推入射粒子能量时也会引入误差, 特别是入射粒子能量较高时,  $\Delta E$ 随入射粒子能量的改变变得很缓慢, 此时由其反推的入射能的误差变大. 由于这些局限性, 由此方法得到的BGO闪烁体晶体的能量响应函数不是很精确.

为了提高BGO能量刻度的准确性, 我们进一步利用两粒子关联特性对探测器组的能量刻度进行校准<sup>[40—43]</sup>. 引入能量刻度校准系数, 通过改变这个系数使得探测器之间的相对精度达到一个最佳值. 在本文中, 利用来自于非稳粒子 $^8\text{Be}$ 基态衰变的 $\alpha$ - $\alpha$ 关联函数的基态峰进行了能量刻度的校正, 其他粒子能量刻度的校正用 $\alpha$ 粒子的校正系数代替. 图2(a)显示的是刻度校准之后从He至B的粒子能谱, 图2(b)显示的是刻度校准后 $\alpha$ - $\alpha$ 的关联函数, 由图可见,  $^8\text{Be}$ 的基态和激发态都很好地重现.

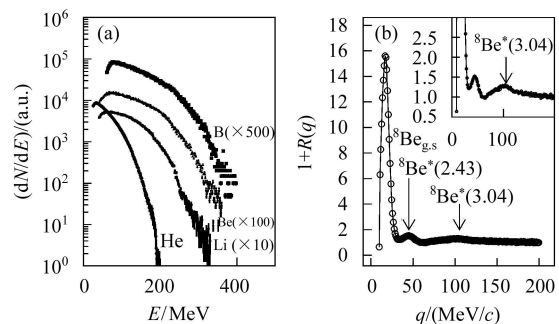


图2  $^{36}\text{Ar}+^{124}\text{Sn}$  反应中的He-B粒子的能谱(a)和 $\alpha$ - $\alpha$ 关联函数(b)

## 4 结果讨论

对于给定的粒子组合, 关联函数  $1 + R(q)$  由该粒子对的符合产额  $Y_{12}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$  和单举产额  $Y_1(\mathbf{p}_1)$ ,  $Y_2(\mathbf{p}_2)$  而得到, 其定义为

$$\sum Y_{12}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = C_{12}[1 + R(q)] \sum Y_1(\mathbf{p}_1)Y_2(\mathbf{p}_2), \quad (1)$$

其中  $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$  是两个关联粒子的实验室系动量,  $q = \mu|\mathbf{p}_1/m_1 - \mathbf{p}_2/m_2|$  为两关联粒子间的相对动量,  $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  为约化质量,  $C_{12}$  为归一化系数, 以保证在大  $q$  值时 (粒子对无相对核力和电磁相互作用)  $R(q) = 0$ . 由上式可得关联函数

$$1 + R(q) = \frac{\sum Y_{12}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)}{C_{12} \sum Y_1(\mathbf{p}_1)Y_2(\mathbf{p}_2)} = \frac{Y_{12}(q)}{C_{12} Y_{\text{norm}}(q)}, \quad (2)$$

$Y_{12}(q)$  为相对动量为  $q$  时的符合计数,  $Y_{\text{norm}}(q)$  为相对动量为  $q$  值时的无关联计数 (通过事件混合技术求得).

在关联测量中, 由于轻粒子的同位素 (如质子、氘、氚等) 通常能较好地鉴别, 因而其质量能精确知道, 通常采用相对动量关联函数. 而对于中等质量碎片, 由于通常只能鉴别出粒子的电荷  $Z$  值, 而无法精确知道其质量, 且中等质量碎片产额远少于轻粒子产额. 为了便于累加不同  $Z$  值的中等质量碎片关联事件, 通常采用约化速度关联函数. 约化速度的关联函数  $1 + R(v_{\text{red}})$  定义为

$$\sum Y_{12}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = C_{12}[1 + R(v_{\text{red}})] \sum Y_1(\mathbf{p}_1)Y_2(\mathbf{p}_2), \quad (3)$$

其中  $v_{\text{red}} = |\mathbf{p}_1/m_1 - \mathbf{p}_2/m_2| / \sqrt{Z_1 + Z_2}$  是电荷分别为  $Z_1, Z_2$  的关联粒子的约化速度,  $m_1$  和  $m_2$  是两带电粒子的平均质量.

图3显示了  $^{36}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  和  $^{36}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  两个反应系统中  $3 \leq Z \leq 5$  的中等质量碎片约化速度关联函数的累加结果. 图中纵向误差为统计误差, 而横向误差则表示了在计算  $v_{\text{red}}$  时, 由探测器的能量分辨、探测器单元的角分辨以及元素的平均质量的不确定性而引起的误差. 在小相对约化速度处, 两个反应系统都表现出明显的反关联, 这是由在时间和/或空间上相对较近的两出射带电粒子间的库仑排斥作用而引起的. 比较两个反应系统, 两个系统的关联函数在小约化速度处存在比较明显的差异, 相对丰中子  $^{36}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  系统的约化速度关联函数在小约化速度处反关联程度更强, 这种差异超出了误差的范围.

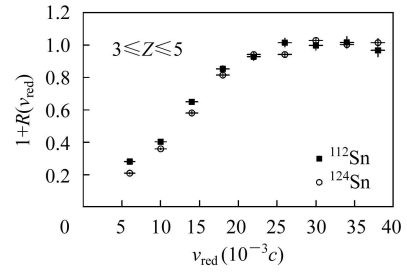


图3  $^{36}\text{Ar} + ^{112,124}\text{Sn}$  反应中  $3 \leq Z \leq 5$  的 IMF 约化速度关联函数

采用三体弹道理论模型 MENEKA 模拟不同发射时标下的关联函数, 通过和实验结果比较就可以提取热核系统发射中等质量碎片的发射时标. 三体弹道理论模型是一个 Monte-Carlo 模拟程序. 它假设粒子对从热核系统的表面发射, 两粒子发射的时间差服从指数分布  $\exp(-t/\tau)$ ,  $\tau$  定义为系统的发射时标, 并作为自由参数输入, 随后两个粒子和发射源三体间的相对运动由库仑排斥和核力共同作用的三体弹道过程描述, 最后根据两粒子是否落在实验中探测器阵列的有效探测范围内, 且能量是否满足实验中探测器能量阈值来决定事件的取舍<sup>[44]</sup>. 由于关联函数的形状不仅取决于两个粒子的发射时标  $\tau$ , 而且取决于发射源的大小. 在计算过程中, 发射源的大小由弹靶复合系统的质量数计算而得.

图4显示了两个系统中约化速度关联函数的实验结果和不同发射时标下的 MENEKA 模拟结果. 比较实验和 MENEKA 计算结果, 对于  $^{36}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  系统, 中等质量碎片的发射时标约为  $120\text{fm}/c$ , 略短于  $^{36}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$  系统中的  $150\text{fm}/c$ .

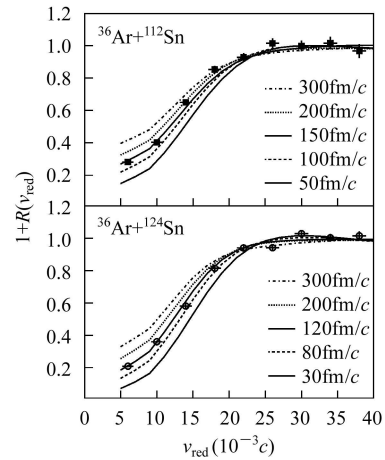


图4  $^{36}\text{Ar} + ^{112,124}\text{Sn}$  反应中  $3 \leq Z \leq 5$  的 IMF 的发射时标

由于不同能量的粒子可能来自于热核衰变的不同阶段, 高能端产物更可能来自热核衰变的早期<sup>[2, 31]</sup>. 我们按两个关联粒子的单核子总动量开两个不同的

窗, 考察动量对关联函数的影响, 以研究关联函数差异的来源.

对于关联的两中等质量碎片, 单核子总动量定义为

$$(p/A)_{\text{tot}} = |\mathbf{p}_1/A_1 + \mathbf{p}_2/A_2|, \quad (4)$$

$A_1, A_2$  是两关联中等质量碎片的平均质量数. 图5(a)显示了  $^{36}\text{Ar}+^{124}\text{Sn}$  反应中两关联中等质量碎片的单核子总动量谱. 如图中箭头所指, 以  $(p/A)_{\text{tot}}=320\text{MeV}/c$  为界把两关联中等质量碎片分成低动量和高动量两组. 图5(b)和(c)分别显示了低动量和高动量窗条件下的两系统的中等质量碎片约化速度关联函数. 可以看出: 对于出射的低动量碎片, 两系统的关联函数没有表现出明显的差异; 而在高动量窗条件下, 小约化速度处的反关联在两个系统中表现出明显的差异. 图5(c)中的曲线是三体弹道理论模型的计算结果. 对于高动量粒子,  $^{36}\text{Ar}+^{124}\text{Sn}$  系统中碎片的发射时标约为  $50\text{fm}/c$ , 而  $^{36}\text{Ar}+^{112}\text{Sn}$  系统中其发射时标约为  $100\text{fm}/c$ .

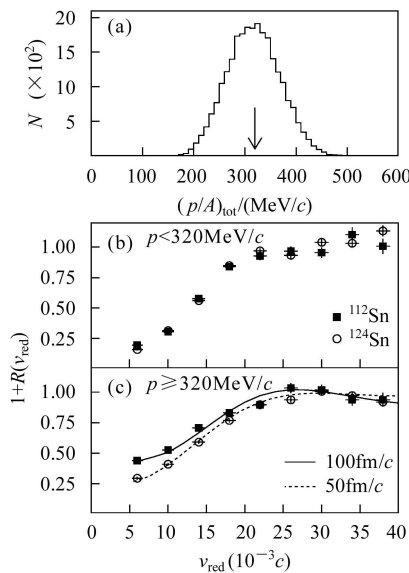


图5  $^{36}\text{Ar}+^{124}\text{Sn}$  反应中的单核子总动量谱(a)、低动量窗条件下的关联函数(b)和高动量窗条件下的关联函数(c)

诸多因素会影响到中等质量碎片关联函数的反关联程度, 首先考虑发射源的大小、碎片能谱和电荷分布的影响. 根据简单的非完全熔合模型, 相比  $^{112}\text{Sn}$  系统,  $^{124}\text{Sn}$  系统包含了更多的核子, 因而有相对大的发射源和相对低的单核子激发能. 定性地讲, 如果发

射源越大, 时空上相近出射的两带电粒子将经受相对较弱的库仑排斥作用, 因而在  $^{124}\text{Sn}$  系统中应表现出相对弱的反关联; 逐个探测单元地比较 Li, Be 和 B 的能谱, 发现能谱形状在两个系统中的没有可观察到的差异; 而从图1(b)中可以看出两个系统的中等质量碎片的电荷分布有微小的差异, 在  $^{112}\text{Sn}$  和  $^{124}\text{Sn}$  系统中其电荷平均值分别是 3.60 和 3.59, 这种微小的差异或许可以理解为是由两个系统激发能的差异而引起的,  $^{112}\text{Sn}$  系统有相对高的单核子激发能, 因而更有利于发射相对重的碎片. 已有的结果表明, 相对较重的碎片具有相对较短的发射时标<sup>[3]</sup>, 因而  $^{112}\text{Sn}$  系统中的反关联程度理应更强. 由以上的讨论可知, 发射源的大小和碎片电荷分布对关联函数的影响呈现出与实验结果相反的趋势, 而碎片能谱又没有表现出系统差异, 因而关联函数在两个系统中的差异不能由发射源大小、能谱和电荷分布的差异而得到解释.

由于靶核质量的差异, 两个系统的运动学可能略有不同,  $^{112}\text{Sn}$  系统的前冲效应要明显些, 这样, 相同的实验室系测得的结果在相应的质心系中会略有差异, 对于  $^{112}\text{Sn}$  系统而言, 其质心系角度略大. 为了研究碎片的角分布差异对关联函数的影响, 我们比较了两个系统中探测器阵列所探测的  $Z=3, 4, 5$  碎片的平均角分布. 发现两个系统中 Be 和 B 元素的平均角分布几乎没有差别, 而 Li 元素在  $^{124}\text{Sn}$  系统中稍大, 却也小于每一个探测器的张角. 另一方面, 由于实验测量的是单举事件, 根据模拟估算, 由线性动量转移弥散带来的角度不确定性远远大于由于靶核质量不同造成的运动学差异. 因此, 碎片角分布差异的影响, 不足以产生如此大的入射道依赖. 而且, 实验中由于探测器仅仅给出了中等质量碎片的电荷分辨, 无法给出质量分辨, 因而我们用假定的平均质量来计算约化速度. 然而在不同的系统中, 对于给定电荷的中等质量碎片, 由于其不同  $N/Z$  同位素的组成不同, 造成其平均质量也会有所不同. 定性地, 对于给定电荷的中等质量碎片, 在  $^{124}\text{Sn}$  系统中其平均  $N/Z$  略高于  $^{112}\text{Sn}$  系统, 因而对  $^{124}\text{Sn}$  系统被低估的平均质量导致约化速度被高估, 但是定量的计算表明, 这个因素在 IMF 关联函数上不足以产生如实验结果所示的系统差异, 详情见文献[45].

结果分析表明, 在诸如能量分辨、探测器角分辨和碎片质量的不确定性等引起的误差中, 有限的能量分辨所引起的误差贡献最大. 考虑所有这些因素造成

的相对约化速度误差,如图3—5中标定的,均没有使得两个系统的关联函数在小相对速度时发生交叠.因此,实验观察到的关联函数的系统差异很可能是发射源 $N/Z$ 组成的差异造成的.

有趣的是,35MeV/u  $^{36}\text{Ar}+^{112,124}\text{Sn}$ 反应中的中等质量碎片关联函数与R.Ghetti等人研究的61MeV/u  $^{36}\text{Ar}+^{112,124}\text{Sn}$ 反应中核子-核子关联函数显示了相同的系统依赖性. R.Ghetti等人认为这种系统依赖性是同位旋效应的证据,并指出,核子-核子关联函数可以作为同位旋相关的核物质状态方程(EOS)研究中的探针<sup>[1, 32, 33]</sup>.这个结论得到了同位旋相关的输运理论模型(IBUU)计算的支持<sup>[30, 31]</sup>.

## 5 量子分子动力学 (IQMD) 计算

如果系统同位旋差异造成了IMF关联函数的入射道依赖,则这一结果很可能与核状态方程中的对称能项 $E_{\text{sym}}$ 相关. $E_{\text{sym}}$ 可以参数化为<sup>[30]</sup>

$$E_{\text{sym}}(\rho) = E_{\text{sym}}(\rho_0) \cdot (\rho/\rho_0)^\gamma, \quad (5)$$

其中 $\rho_0$ 分别表示正常核物质密度, $\gamma$ 表征对称能对密度的依赖,通常取值从0.5至2之间,分别对应软势和硬势两种极端情况.对称能所产生的内部压力可以表示为

$$P_{\text{sym}} = \delta^2 \rho^2 \partial E_{\text{sym}} / \partial \rho, \quad (6)$$

其中 $\delta$ 表示的是系统同位旋非对称性.由于 $^{36}\text{Ar}+^{124}\text{Sn}$ 的同位旋非对称性大于 $^{36}\text{Ar}+^{112}\text{Sn}$ 系统,在其碰撞所形成的热核发射源内部, $P_{\text{sym}}$ 略高于 $^{36}\text{Ar}+^{112}\text{Sn}$ 系统,图6显示的是 $P_{\text{sym}}$ 在两个系统中随密度变化的行为.由图可见,即使在正常核密度情况下,这两个系统也显示出一定的差异.定性地说,由于这个压力差异, $^{124}\text{Sn}$ 系统中的碎片发射时标则可能因此而略小,和实验观测到的趋势是吻合的.而这个压力项对关联函数,尤其是对碎片的关联函数的定量影响,需要在理论上仔细地研究.

常见的输运模型对IMF关联函数的描述有其局限性,因为在模型中并不考虑核子或碎片的费米子或波色子特性,因此直接对粒子关联函数的计算很难实现.粒子之间的关联需借助于后续的分析程序<sup>[46]</sup>.另一方面,由于碎片的构建在输运理论中是基于并合算法,该算法将在很小相空间体积存在关联的核子或核并合成更大的碎片,这可能会影响后续计算中碎片在小相对动量时的关联.尽管有这种局限性的存在,我们仍然可以考察碎片发射的时间谱和系统密度随时间

变化的行为以及它们可能存在的系统性差异.

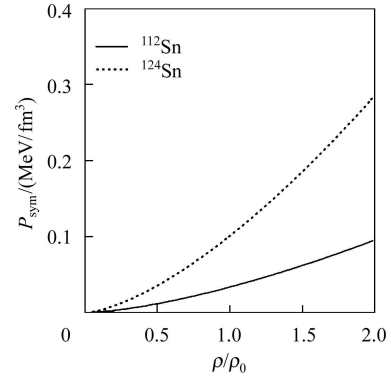


图 6 内部压力 $P_{\text{sym}}$ 随密度 $\rho$ 的变化

图7(a)显示的是IQMD计算的IMF发射时间谱,从图中可以看出,在略丰中子的系统 $^{124}\text{Sn}$ 中,碎片的平均多重性略高,而且其发射时间对 $^{112}\text{Sn}$ 系统略有5—10fm/c的前移,同时, $^{124}\text{Sn}$ 体系中的IMF微分多重性略高于 $^{112}\text{Sn}$ 体系,在相同的时间区间之内, $^{124}\text{Sn}$ 体系发射的粒子多重性略高,表现出来的发射时标也可能偏小.这与我们实验观察到的趋势是相符的,但定量上并没有重现实验观察到的显著的发射时标差异,其原因尚不清楚.图7(b)显示的则是系统热区的密度随时间的演化趋势,从约50fm/c处系统密度下降过程,可以解释为系统粒子出射的过程,从中也可以看出 $^{124}\text{Sn}$ 系统的密度下降过程比 $^{112}\text{Sn}$ 系统的略快.

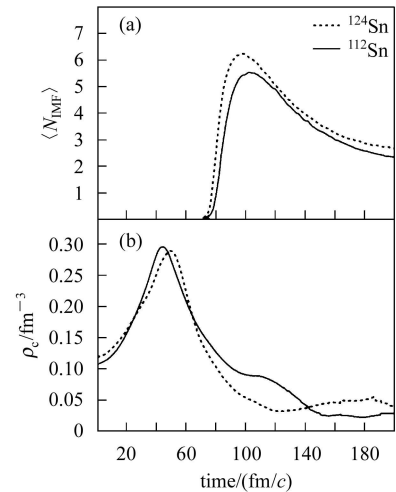


图 7 (a) IMF 发射时间谱; (b) 中心区密度随时间的演化

## 6 总结

用13单元望远镜探测器阵列测量了35MeV/u  $^{36}\text{Ar}+^{112,124}\text{Sn}$ 反应中的中等质量碎片约化速度关联函数.中等质量碎片约化速度关联函数在两个系统中表现出了明显的差异,相对丰中子的 $^{36}\text{Ar}+^{124}\text{Sn}$ 系

统中的约化速度关联函数在小约化速度处反关联程度更强. 在对单核子总量卡窗后, 发现这种差异主要来自于系统出射的高动量粒子对, 而对于出射的低动量粒子对, 其约化速度关联函数在两个系统中没有表现出明显的差异. 用三体弹道理论模型提取了两个系统的中等质量碎片平均发射时标, 在  $^{124}\text{Sn}$  系统中其发射时标约  $120\text{fm}/c$ , 稍短于  $^{112}\text{Sn}$  系统中的  $150\text{fm}/c$ . 这种差异无法由发射源大小的不同给出解释, 也超出了能量分辨、探测器角分辨和质量不确定性所引起的误差范围. 我们认为, 实验观察到的 IMF 约化速度

关联函数入射道依赖, 很有可能是系统同位旋的影响. 同位旋相关的量子分子动力学 (IQMD) 计算表明, 同  $^{36}\text{Ar}+^{112}\text{Sn}$  系统相比,  $^{36}\text{Ar}+^{124}\text{Sn}$  系统中 IMF 的发射时间谱略有前移, 相应地, 其系统中心区密度在最高点下降的过程也比  $^{112}\text{Sn}$  略快. 由于模型计算的复杂性和局限性, 本文并没有定量计算系统同位旋对 IMF 关联函数的影响. 然而, 仔细的理论计算以研究这种差异的起源, 以及考察中等质量碎片关联函数作为同位旋相关的核物质状态方程 (EOS) 的实验探针, 值得关注.

## 参考文献(References)

- 1 Ghetti R et al. Phys. Rev. Lett., 2003, **91**: 092701
- 2 HE Z Y et al. Nucl. Phys., 1997, **A620**: 214
- 3 Cornell E W et al. Phys. Rev. Lett., 1996, **77**: 4508
- 4 Popescu R et al. Phys. Rev., 1998, **C58**: 270
- 5 Bowman D R et al. Phys. Rev., 1995, **C52**: 818
- 6 Colonna N et al. Phys. Lett., 1995, **75**: 4190
- 7 Glasmacher T et al. Phys. Rev., 1995, **C51**: 3489
- 8 Verde G et al. Phys. Rev., 2002, **C65**: 054609
- 9 Kim Y D et al. Phys. Rev. Lett., 1991, **67**: 14
- 10 Kim Y D et al. Phys. Rev., 1992, **C45**: 338
- 11 Sangster T C et al. Phys. Rev., 1995, **C51**: 1280
- 12 HE Z Y et al. Phys. Rev., 2000, **C63**: 011601(R)
- 13 HE Z Y et al. Phys. Rev., 2001, **C65**: 014606
- 14 WEI Y B et al. Phys. Lett., 2004, **B586**: 225
- 15 Bauge E et al. Phys. Rev. Lett., 1993, **70**: 3705
- 16 Bowman D R et al. Phys. Rev. Lett., 1993, **70**: 3534
- 17 Glasmacher T et al. Phys. Rev., 1994, **C50**: 952
- 18 Cornell E et al. Phys. Rev. Lett., 1995, **75**: 1475
- 19 HE Z Y et al. Phys. Rev., 1998, **C57**: 1824
- 20 Brown B A. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**: 5296
- 21 Horowitz C J et al., Phys. Rev. Lett., 2001, **86**: 5647
- 22 Bethe H A. Rev. Mod. Phys., 1990, **62**: 801
- 23 XU H S et al. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**: 716
- 24 LI B A et al. Phys. Rev. Lett., 1997, **78**: 1644
- 25 LI B A et al. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**: 4221
- 26 LI B A et al. Phys. Rev. Lett., 2002, **88**: 192701
- 27 WU He-Yu et al. HEP & NP, 1999, **23**(11): 1115 (in Chinese)  
(吴和宇等. 高能物理与核物理, 1999, **23**(11): 1115)
- 28 XIAO Zhi-Gang et al. HEP & NP, 2001, **25**(7): 643 (in Chinese)  
(肖志刚等. 高能物理与核物理, 2001, **25**(7): 643)
- 29 XIAO Zhi-Gang et al. HEP & NP, 2001, **25**(11): 1071 (in Chinese)  
(肖志刚等. 高能物理与核物理, 2001, **25**(11): 1071)
- 30 CHEN L W et al. Phys. Rev. Lett., 2003, **90**: 162701
- 31 CHEN L W et al. Phys. Rev., 2003, **C68**: 014605
- 32 Ghetti R et al. Phys. Rev., 2004, **C69**: 031605(R)
- 33 Ghetti R et al. Phys. Rev., 2004, **C70**: 034601
- 34 WU H Y et al. Phys. Lett., 2002, **B538**: 39
- 35 XIAO Zhi-Gang et al. Chin. Phys. Lett., 2001, **18**: 1037—1039
- 36 XIAO Zhi-Gang et al. HEP & NP, 2001, **25**(6): 494—499 (in Chinese)  
(肖志刚等. 高能物理与核物理, 2001, **25**(6): 494—499)
- 37 XIAO Zhi-Gang et al. Nuclear Electronics & Detection Technology, 2001, **21**(5): 334—337 (in Chinese)  
(肖志刚等. 核电子学与核探测技术, 2001, **21**(5): 334—337)
- 38 LI Z et al. Nucl. Instrum. Methods, 1998, **A416**: 328
- 39 WEI Zhi-Yong et al. Nuclear Techniques, 2001, **24**(6): 468—472 (in Chinese)  
(魏志勇等. 核技术, 2001, **24**(6): 468—472)
- 40 DUAN Li-Min et al. Nuclear Techniques, 1996, **19**(8): 455 (in Chinese)  
(段利敏等. 核技术, 1996, **19**(8): 455)
- 41 DUAN Li-Min et al. HEP & NP, 1995, **19**: 393—397 (in Chinese)  
(段利敏等. 高能物理与核物理, 1995, **19**: 393—397)
- 42 HE Zhi-Yong et al. Acta Phy. Sin., 1997, **46**(1): 35—41 (in Chinese)  
(贺智勇等. 物理学报, 1997, **46**(1): 35—41)
- 43 HU Rong-Jiang et al. HEP & NP, 2004, **28**(2): 152—157 (in Chinese)  
(胡荣江等. 高能物理与核物理, 2004, **28**(2): 152—157)
- 44 Elmaani A et al. Nucl. Instrum. Methods, 1992, **A313**: 401
- 45 XIAO Z G et al. Phys. Lett., 2006, **B639**: 436
- 46 Aichelín J. Nucl. Phys., 1997, **A617**: 510

# Entrance Channel Dependence of the Correlation Function of IMFs in $^{36}\text{Ar}+^{112,124}\text{Sn}$ at 35MeV/u<sup>\*</sup>

HU Rong-Jiang<sup>1)</sup> XIAO Zhi-Gang WU He-Yu DUAN Li-Min WANG Hong-Wei YUAN Xiao-Hua  
JIN Gen-Ming ZHU Yong-Tai LI Zu-Yu WANG Su-Fang XU Hu-Shan ZHANG Bao-Guo  
WEI Zhi-Yong FENG Zhao-Qing FU Fen

(Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

**Abstract** The reduced velocity correlation functions of the Intermediate Mass Fragments (IMFs) were measured in the reactions of  $^{36}\text{Ar}+^{112,124}\text{Sn}$  at 35MeV/u. The anti-correlation at small reduced velocities is more pronounced in  $^{36}\text{Ar}+^{124}\text{Sn}$  system than that in  $^{36}\text{Ar}+^{112}\text{Sn}$  system. The difference of the correlation functions between the two reactions is mainly contributed by the particle pairs with high momenta. A three-body Coulomb repulsive trajectory code (MENEKA) is employed to calculate the emission time scale of IMFs for the both systems. The time scale is 150fm/c in the  $^{36}\text{Ar}+^{112}\text{Sn}$  system and 120fm/c in the  $^{36}\text{Ar}+^{124}\text{Sn}$  system, respectively. A calculation based on an Isospin dependence Quantum Molecular Dynamics code (IQMD) reveals that the emission time spectrum of IMFs is shifted slightly leftwards in  $^{36}\text{Ar}+^{124}\text{Sn}$  compared with that in the  $^{36}\text{Ar}+^{112}\text{Sn}$  system, indicating a shorter emission time scale. Correspondingly, the central density of the hot nuclei decreases faster in  $^{36}\text{Ar}+^{124}\text{Sn}$  than in  $^{36}\text{Ar}+^{112}\text{Sn}$ .

**Key words** intermediate mass fragment, correlation function, emission time scale, isospin

---

Received 8 August 2006

<sup>\*</sup> Supported by National Natural Science Foundation of China (10205020, 19575055, 10175081), Major State Basic Research Development Program (G2000077401) and the Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences (KJ CX2-SW-N18)

1) E-mail: hurj@impcas.ac.cn