

## $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$ 系统中大质量转移 反应的初始 $l$ 分布

靳根明 张立 王西铭  
王大延 岳海奎 张保国

(兰州近代物理研究所)

### 摘 要

用  $\alpha$ - $\gamma$  符合测量方法,对 72MeV 的  $^{12}\text{C}$  离子轰击近球形靶  $^{124}\text{Sn}$  的 ( $^{12}\text{C}, \alpha \times n$ ) 和 ( $^{12}\text{C}, ^8\text{Be} \times n$ ) 反应进行了研究. 测定了与前方角  $20^\circ$ — $50^\circ$  发射的  $\alpha$  粒子相关联的余核级联  $\gamma$  的平均  $\gamma$  多重性  $\langle M_\gamma \rangle$ , 据此推算出  $^{124}\text{Sn}$  核俘获  $^8\text{Be}$  和  $\alpha$  反应的最可几初始轨道角动量分别是  $35.5(\hbar)$  和  $39(\hbar)$ , 与全熔合临界角动量  $l_{cr} = 34.4(\hbar)$  之比近似等于 1, 甚至稍大于 1. 实验支持了大质量转移是发生在大角动量区的周边反应的观点, 而与近期出现的初始  $l$  布局有赖于靶核形变程度及球形靶核系统的大质量转移是中心碰撞的论点相悖.

在重离子引起的核反应中, 各种可能的反应道在入射道角动量空间分布的测量已成为深入理解核反应机制和发展理论模型的重要实验基础. 近年来, 实验上研究得较多的是相应于作为投弹的一小部分的  $\alpha$  或各种轻粒子出射, 而投弹的剩余质量都为靶核所俘获的反应道, 即所谓的大质量转移(或称非完全熔合), 而且都集中于靶核是大形变核的系统<sup>[1-8]</sup>. 测量大多取得了一致的结论, 认为大质量转移发生在全熔合临界角动量  $l_{cr}$  附近一个较窄的区域内, 属于周边反应. 这种图象已被 J. Wilczynski 等人的“求和规则模型”<sup>[7,8]</sup> 所采用, 并在预言和解释大质量转移过程的主要特点方面得到了成功的应用.

但是近期, 法国的一个小组<sup>[9,10]</sup> 在用  $^{16}\text{O}$ 、 $^{19}\text{F}$ 、 $^{20}\text{Ne}$  离子轰击  $^{124}\text{Sn}$  靶核的研究中, 测到的与出射  $\alpha$  相应的余核的级联  $\gamma$  具有很低的多重性  $\langle M_\gamma \rangle \sim 2-3$ , 并由此得出结论说, 在这些反应中, 出射  $\alpha$  粒子的大质量转移反应是中心碰撞, 即它们发生在入射道角动量空间的  $\lesssim \frac{1}{2} l_{cr}$  的范围内. 他们将所观察到的这一新现象归结于靶核为球形核所致. 也就是说, 大质量转移反应在  $l$  空间的分布是与靶核形变相关的: 对大形变核, 以往的周边反应结论继续保持正确, 而对球形靶则是中心碰撞. 由于对角动量空间分布的预言是对理论模型是否成功的一个重要检验<sup>[11]</sup>, 因此很有必要用新的实验对球形靶核系统中大质量

转移在  $l$  空间的分布加以核实和检验。

基于上述目的,我们用 72MeV 的  $^{12}\text{C}$  束轰击  $^{124}\text{Sn}$  靶,测量了相应于出射  $\alpha$  和  $^8\text{Be}$  的余核的级联  $\gamma$  的多重性  $\langle M_\gamma \rangle$ 。我们得到的  $\langle M_\gamma \rangle$  值比法国小组所给出的要高得多,从而所推出的对应这两种出射粒子的大质量转移的初始轨道角动量,均在临界距离模型预言的全熔合临界角动量  $l_{cr}$  之上。这表明在球形靶核的情况下,大质量转移仍然是周边碰撞而不是中心碰撞。

## 实 验

实验是在近代物理研究所 1.5m 重离子回旋加速器上进行的。实验装置如图 1 所示。72.5MeV 的  $^{12}\text{C}$  束经过两个铅准直光栏后被引入用含硼水泥块构筑起来的在束  $\gamma$  测量室<sup>[12]</sup>,以降低中子和  $\gamma$  本底。靶室是一半月形薄壁 ( $<3\text{mm}$ ) 铝合金靶室。用涡轮分子泵抽气机组抽空靶室。束流在进入靶室前穿过一横卧套筒式液氮冷阱,以防止由于靶室和管道中的油蒸气引起的对靶子的轻元素沾污。穿过靶子后的束流沿一较粗的管道被引到距靶 2m 以外处,然后收集到一个内壁衬以铅片的法拉第筒上。

靶子是用同位素丰度约为 80% 的  $^{124}\text{Sn}$  金属颗粒滚压而成的,厚约  $0.85\text{mg}/\text{cm}^2$ 。有效靶面直径  $\sim 20\text{mm}$ ,靶框架面对束流一侧覆盖以  $0.3\text{mm}$  的铅皮,靶位垂直于束流。

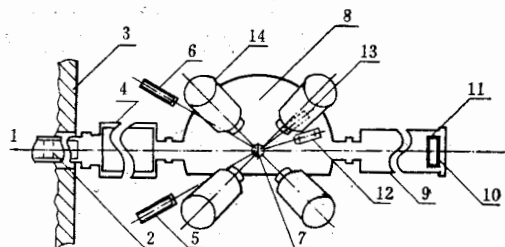


图 1 实验装置示意图

1. 束流 2. 准直光栏 3. 含硼水泥墙 4. 液  $\text{N}_2$  冷阱 5. Ge(Li) 探头 6. HPGe 探头 7. 靶子
8. 半月形靶室 9. 加长管 10. 法拉第筒 11. 铅皮 12.  $20^\circ \Delta E-E$  望远镜 13.  $50^\circ \alpha$  探测器
14. 四个 NaI 探头

靶室内与束流方向成  $20^\circ$  和  $50^\circ$  角处各放置一  $\alpha$  粒子探测器,总立体角为  $\sim 20\text{msr}$ 。 $20^\circ$  处是一套可进行带电粒子鉴别的  $\Delta E-E$  半导体计数器望远镜系统,  $\Delta E$  厚  $17\mu\text{m}$ ,  $E$  探头是一高阻面垒型探测器,足以阻止  $40\text{MeV}$  的  $\alpha$  粒子。 $50^\circ$  处安装的是单  $E$  探头,没有做粒子鉴别,但从能谱上可以清楚地区分  $p$ 、 $\alpha$ 、 $\beta$  和  $\text{C}$  粒子。在与束流方向呈  $\pm 135^\circ$  的方向上,各放置一个分立  $\gamma$  谱线探测器。其中一个为锗锂漂移型 (Ge(Li)),相对效率为 10%,能量分辨为  $2.1\text{keV}$ ;另一个是 N 型高纯锗 (N-HPGe),相对效率为 15%,能量分辨  $1.95\text{keV}$ 。它们距靶中心约  $7\text{cm}$ 。四个  $5 \times 5\text{cm}$  NaI 探测器组成了  $\gamma$  多重性滤波器,均安装在靶室上方的一个支撑环上。它们对称于过靶心的垂线,且以近  $45^\circ$  的倾角瞄准靶中心,与靶的距离约  $15\text{cm}$ 。将  $^{60}\text{Co}$ 、 $^{137}\text{Cs}$ 、 $^{57}\text{Co}$  三个标准源分别放到靶位置上,对每个 NaI 探头的效率都做了刻度,基本上覆盖了待测  $\gamma$  谱的能量范围。四个 NaI 的合效率约为 4—

5%, 随能量稍有变化。

来自各路探测器的讯号经电子学线路做时间和逻辑关系处理, 并由 Plurimat 数据获取系统获得符合后的二路  $\gamma$  能谱、二路  $\alpha$  能谱和多重性重数信号。数据以事件顺序方式记录在磁带上, 以便在离线处理时提取出所需要的各类条件关联事件。

## 数据处理与结果

对记录在磁带上的数据在 Plurimat 上做如下几种关联条件的假获取:

(1) 在带电粒子谱上对  $\alpha$  谱峰区加窗, 获取与  $\alpha$  符合的  $\gamma$  谱。这就是我们称之为 0 重符合  $\gamma$  谱, 分立  $\gamma$  谱线下的面积记为  $N_{\gamma}$ 。图 2(上)给出 0 重符合  $\gamma$  谱的一例。

(2) 对  $\alpha$  加窗, 同时对重数谱加窗, 可得出经重数过滤的关联  $\gamma$  谱。将与四个 NaI 中只有一个 NaI 有信号所对应的  $\gamma$  谱称之为 1 重符合  $\gamma$  谱。这个  $\gamma$  谱中分立  $\gamma$  谱线的峰下面积记做  $N_{\alpha}$ 。

(3) 在符合  $\gamma$  谱上加窗, 以得到相应于余核不同核素的  $\alpha$  谱(见图 3)。从  $\alpha$  的能量可以看出(特别是与  $^{129}\text{Xe}$  的  $\gamma$  相符合的  $\alpha$  能量), 反应产物是来自非全熔合, 而不是复合核蒸发。

在表 1 中列出了我们在符合  $\gamma$  谱中鉴定出的相关  $\gamma$  谱线的能量, 和它们分别对应的

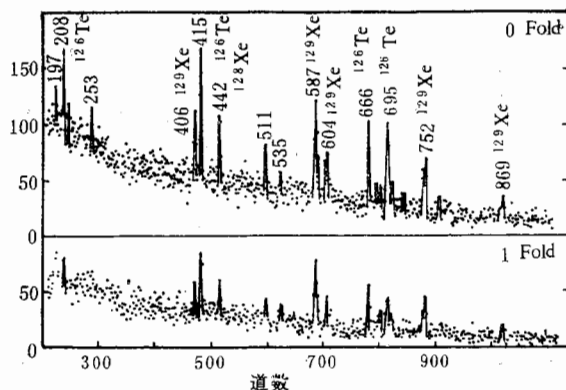
表 1  $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$  反应中与  $\alpha$  关联的  $\gamma$  谱线的鉴别

反 应 道	$E_{\gamma}(\text{keV})$	跃 迁 $J_i^{\pi} \rightarrow J_f^{\pi}$
$^{124}\text{Sn}(^{12}\text{C}, \alpha 4n)^{128}\text{Xe}$	441.7	$2^+ \rightarrow 0^+$
	590.5	$4^+ \rightarrow 2^+$
	703.3	$6^+ \rightarrow 4^+$
	775.6	$8^+ \rightarrow 6^+$
$^{124}\text{Sn}(^{12}\text{C}, \alpha 3n)^{129}\text{Xe}$	587.1	$15/2^- \rightarrow 11/2^-$
	752.7	$13/2^- \rightarrow 11/2^-$ <sup>a</sup>
	869.4	$19/2^- \rightarrow 15/2^-$
	406.2	$21/2^- \rightarrow 17/2^-$
	684.0	<sup>b</sup>
	604.0	
$^{124}\text{Sn}(^{12}\text{C}, \alpha 2n)^{130}\text{Xe}$	535.1	$2^+ \rightarrow 0^+$
$^{124}\text{Sn}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be } 2n)^{126}\text{Te}$	666.1	$2^+ \rightarrow 0^+$
	695.0	$4^+ \rightarrow 2^+$
	414.6	$6^+ \rightarrow 4^+$
	989.0	$8^+ \rightarrow 6^+$
	208.3	$10^+ \rightarrow 8^+$
$^{124}\text{Sn}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be } n)^{127}\text{Te}$	253.6	$9^-/2 \rightarrow 7/2^-$
	698.0	$9^-/2 \rightarrow 11/2^-$ <sup>c</sup>

<sup>a</sup> 此处包括 749.5 keV。

<sup>b</sup> 与  $^{128}\text{Xe}$  的  $10^+ \rightarrow 8^+$  跃迁有混杂。

<sup>c</sup> 与  $^{126}\text{Te}$  的  $4^+ \rightarrow 2^+$  跃迁混杂。

图2  $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$  反应  $\alpha$ - $\gamma$  符合测量的关联  $\gamma$  谱

余核及各自所相应的跃迁<sup>[13,14]</sup>。符合  $\gamma$  谱与  $\gamma$  单谱相比, 对应于  $^8\text{Be}$  和  $\alpha$  俘获的各余核们特征级联  $\gamma$  峰极明显地突出出来, 证明符合是成功的。在相应于  $^8\text{Be}$  俘获的余核中, 我的主要鉴别出  $^{129}\text{Xe}$ 、 $^{128}\text{Xe}$ 、 $^{130}\text{Xe}$  三种核素的特征线。它们分别对应余核蒸发中子数为  $4n$ 、 $3n$ 、 $2n$ , 其中以  $3n$  蒸发所对应的  $^{129}\text{Xe}$  的  $\gamma$  射线强度为最强。测得的俘获  $^8\text{Be}$  后余核最可几蒸发中子数为  $3n$ , 恰与  $72\text{MeV}$  入射束能量下的余核激发能条件相匹配。同样对俘获  $\alpha$ , 最强的是  $^{126}\text{Te}$ , 相应于  $\alpha$  俘获后的  $2n$  蒸发。

基于  $\gamma$  多重性滤波器的低效率事实, 用下式计算的平均  $\gamma$  多重性可达到足够好的近似:

$$\langle M_\gamma - 1 \rangle = \frac{N_{c1}(i)}{N_s(i) \cdot Q_s} \quad (1)$$

$N_s(i)$ ,  $N_{c1}(i)$  分别为在 0 重和 1 重符合谱中的第  $i$  个  $\gamma$  峰扣除本底后的峰下计数。 $Q_s$  是四个 NaI 探头的合效率。

我们主要从截面最大的两个反应道  $^{124}\text{Sn}(^{12}\text{C}, \alpha 3n)^{129}\text{Xe}$  和  $^{124}\text{Sn}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be} \alpha n)^{126}\text{Te}$  的余核所相应的  $\gamma$  谱峰来得到平均  $\gamma$  多重性的最可几值, 并适当参考了其它反应道的结果。

表2  $\gamma$  多重性测量结果

反应道	$E_\gamma(\text{keV})$ ( $J_i^- \rightarrow J_f^-$ )	$\frac{N_{c1}}{N_s}$	$\langle M_\gamma \rangle$	$i_i(\hbar)$
$^{124}\text{Sn}(^{12}\text{C}, \alpha 3n)^{129}\text{Xe}$	406(21/2 <sup>-</sup> →17/2 <sup>-</sup> )	0.56	12.4±3	35.7
	587(15/2 <sup>-</sup> →11/2 <sup>-</sup> )	0.58	13.5±2	39.0
	604(23/2 <sup>-</sup> →19/2 <sup>-</sup> )	0.55	13.0±3.4	37.5
	752(13/2 <sup>-</sup> →11/2 <sup>-</sup> )	0.54*	13.2±2.4	38.1
	869(19/2 <sup>-</sup> →15/2 <sup>-</sup> )	0.56	13.7±3.4	39.6
$^{124}\text{Sn}(^{12}\text{C}, \alpha 4n)^{128}\text{Xe}$	442(2 <sup>+</sup> →0 <sup>+</sup> )	0.45	12.8±2	29.4
	703(6 <sup>+</sup> →4 <sup>+</sup> )	0.56	13.6±3.4	31.8
$^{124}\text{Sn}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be} 2n)^{126}\text{Te}$	208(10 <sup>+</sup> →8 <sup>+</sup> )	0.46	9.0±2.3	39.0
	415(6 <sup>+</sup> →4 <sup>+</sup> )	0.48	10.4±2	41.4
	666(2 <sup>+</sup> →0 <sup>+</sup> )	0.40	9.4±2	41.4
	695(4 <sup>+</sup> →2 <sup>+</sup> )	0.38	9.0±2	39.0

\* 此  $\gamma$  射线包括 749.5keV  $\gamma$  射线。

平均  $\gamma$  多重性  $\langle M_\gamma \rangle$  的测量结果列于表 2 (保守一些, 表中的  $\langle M_\gamma \rangle$  按

$$\langle M_\gamma \rangle = \frac{N_\alpha}{N_\gamma} \frac{1}{Q}$$

给出). 图 4 中显示了  $\gamma$  多重性的分布. 可以看出, 我们测得的  $\gamma$  多重性值是足够高的, 对  $^{129}\text{Xe}$   $\langle M_\gamma \rangle$  约为 13.0, 对  $^{126}\text{Te}$  在 9.5 左右. 从我们在符合谱中辨认出的谱峰所对应的跃迁, 也可得到对高的  $\langle M_\gamma \rangle$  结果给予支持的信息. 例如由表 1 可以看到, 对  $^{126}\text{Te}$ , 已观察到的五条级联  $\gamma$  射线中自旋最高的一条是  $10^+ \rightarrow 8^+$  的跃迁, 可以肯定更高自旋能级间的跃迁是存在的, 只因受到目前已有数据的限制暂时还不能辨认出相应的  $\gamma$  峰. 故可认为我们测得的  $\langle M_\gamma \rangle$  是合理的.

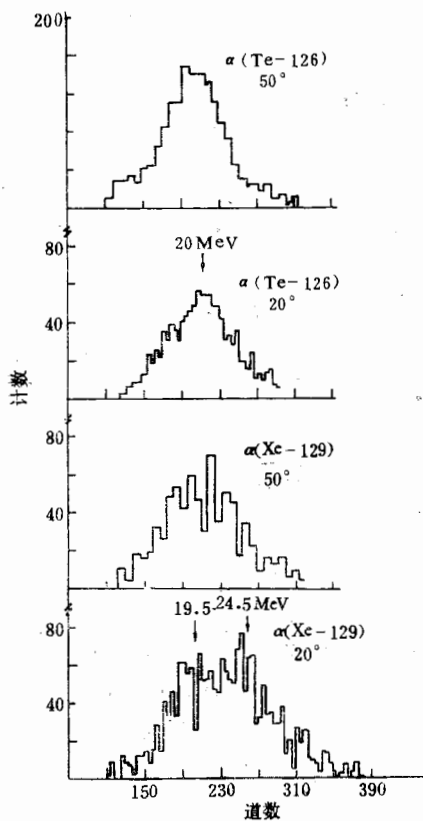


图 3  $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$  反应  $\alpha$ - $\gamma$  符合测量的符合  $\alpha$  谱

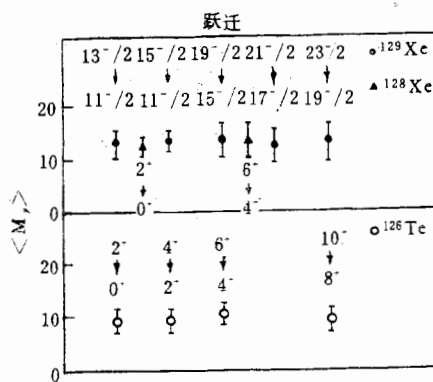


图 4 与  $\alpha$  符合的各级联  $\gamma$  的  $\gamma$  多重性  $\langle M_\gamma \rangle$  分布

## 讨 论

现在我们来分析一下, 有了  $\gamma$  多重性测量值  $\langle M_\gamma \rangle$  后, 如何推知入射道角动量位置  $\bar{l}_i$ . 通常被激发的余核首先通过发射粒子和统计  $\gamma$  落入基态转动带, 而后沿 Yrast 带通过发射级联  $\gamma$  退激到基态(或某一相对基态). 因此余核平均发射  $\langle M_\gamma \rangle$  个  $\gamma$  射线所带走的角动量  $\bar{l}_\gamma$  可写为:

$$\bar{l}_r = f_Y(\langle M_r \rangle - K) + f_s K \quad (2)$$

式中  $K$  是统计  $r$  数,  $(\langle M_r \rangle - K)$  是  $Y_{\text{rast}}$  跃迁  $r$  数.  $f_s$  和  $f_Y$  分别为每个统计和级联  $r$  平均带走的角动量, 我们采用最通用的假设<sup>[11]</sup>:

$$K = 4 \quad \langle M_r \rangle > 10, \quad K = 3 \quad \langle M_r \rangle \leq 10, \quad f_s = 0, \quad f_Y = 2$$

这里要提及的一点是, 对奇  $A$  核而言, 由于  $E1$ 、 $M1$  跃迁的增加,  $f_Y = 2$  可能偏高.

根据角动量守恒条件, 投弹和靶核互作用的入射分波, 即入射道  $l$  窗位置  $\bar{l}_i$  可表示为:

$$\bar{l}_i = \bar{l}_r + I_0 + x f_n + l_c \quad (3)$$

式中  $f_n$  为发射的  $x$  个中子平均每个所带走的角动量. 通常取  $f_n = 0.5$  或  $1.0$ , 我们取其下限令  $f_n = 0.5$ .  $I_0$  为余核相对基态自旋. 由于  $^{129}\text{Xe}$  有一自旋是  $11^-/2$  的 8 天半衰期的同质异能态, 我们以它为相对基态.  $\bar{l}_r$  是发射  $r$  平均带走的角动量, 如前所述.  $l_c$  是直接出射的带电粒子所移去的角动量值, 假设角动量按质量平均分配, 即在我们的情况下直接出射的  $\alpha$  粒子平均带走入射道角动量的三分之一, 而直接出射的  $^8\text{Be}$  则带走入射道角动量的三分之二. 角动量按质量分配的假设存在着一定的误差. 因为当转移的质量数很多时, 两核之间的相互作用时间必定要加长, 这样就必然存在着切向能量的耗散. 因此, 出射粒子应带的一部分轨道角动量可能会转变为内禀角动量. 即使是这样, 对我们的结果不会有大的改变.

根据上述一系列假设, 我们得到了基于  $\langle M_r \rangle$  测量值的  $\bar{l}_i$  值.  $\bar{l}_i$  的结果和  $\langle M_r \rangle$  值一起在表 2 中给出了. 对  $^8\text{Be}$  俘获反应, 平均  $\bar{l}_i$  若以  $^{128}\text{Xe}$  和  $^{129}\text{Xe}$  两核素的  $r$  射线所得的  $\langle M_r \rangle$  做加权平均而得到的  $\bar{l}_i$  计, 则  $\bar{l}_i \sim 35.5(\hbar)$ . 对  $\alpha$  俘获我们则是取其合理的下限值,  $\bar{l}_i \sim 39(\hbar)$ .

现在把我们的实验结果与根据 Lefort 和 Ng $\delta$  的计算全熔合截面公式<sup>[12]</sup>对全熔合临界角动量的预言进行比较, 公式:

$$\sigma_{CF} = \pi R_{cr}^2 \left( 1 - \frac{V_{cr}}{E_{c.m.}} \right) = \pi \lambda l_{cr} (l_{cr} + 1) \quad (4)$$

式中临界距离  $R_{cr} = r_0(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ ,  $r_0$  选为  $1.0\text{fm}$ ,  $A_P$ 、 $A_T$  分别是炮弹和靶核的质量数.  $V_{cr}$  是入射道  $S$  分波的位垒高度 ( $R = R_{cr}$  处).  $E_{c.m.}$  是入射道质心系能量.

从(4)式算得  $l_{cr} = 34.4(\hbar)$ , 这样看来, 我们在实验中测得的  $^8\text{Be}$  转移所对应的最可几入射道角动量位置恰在全熔合临界角动量附近, 而对应于  $\alpha$  转移的角动量位置比全熔合临界角动量要高出大约  $5(\hbar)$ .

余核的奇偶效应和被选定为相对基态的自旋值对测量结果的影响, 在我们的实验中未能仔细地加以检验. 我们对  $^{129}\text{Xe}$  余核选定了具有自旋值为  $11^-/2$  的同质异能态为相对基态, 如此高的相对基态自旋值进入计算, 是否会使结果偏高, 还有待于实验进一步证实. 但对  $^8\text{Be}$  俘获, 我们同时给出了从  $^{128}\text{Xe}(I_{g.s.} = 0)$  得到的两个  $\bar{l}_i$  值 (见表 2), 若以它做为对  $\bar{l}_i$  下限的估计, 得到  $\bar{l}_i/l_{cr} \approx 0.93$ , 仍可认为是周边反应.

本实验以  $72\text{MeV}$  的  $^{12}\text{C}$  束轰击  $^{124}\text{Sn}$  靶, 用测定与直接  $\alpha$  关联的平均  $r$  多重性的方法, 研究了在球形靶核条件下大质量转移反应在入射道的角动量位置. 测量结果表明即使靶核是球形核, 大质量转移也是发生在入射道高角动量区的周边反应. 本实验结果不能提供任何可以支持大质量转移会是中心碰撞的信息. 当本实验于 1983 年底已经完成

之后, 我们看到了 118MeV 的  $^{12}\text{C}$  轰击  $^{118}\text{Sn}$  的一个同类实验的报道<sup>[16]</sup>, 该实验对俘获  $^8\text{Be}$  和  $\alpha$  反应得到的人射道最可几角动量分别是  $\bar{l} = 41(\hbar)$  和  $\bar{l} = 45(\hbar)$ , 结论也是高  $l$  区周边反应. 基于现有的实验资料, 我们认为不论靶核是球形核或变形核, 其大质量转移都发生在令熔合临界角动量  $l_{cr}$  附近或  $l_{cr} \sim l_{gr}$  (指擦边轨道角动量) 区域, 不可能发生在  $\leq \frac{1}{2} l_{cr}$  的范围.

## 参 考 文 献

- [1] T. Inamura et al., *Phys. Lett.*, **68B**(1977), 51.
- [2] D. R. Zolnowski et al., *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978), 92.
- [3] J. H. Barker et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 424.
- [4] K. A. Geoffery et al., *Phys. Lett.*, **43**(1979), 1303.
- [5] H. Yamada et al., *Phys. Rev.*, **C24**(1981), 2565.
- [6] K. Siwek-wilczynska et al., *Nucl. Phys.*, **A330**(1979), 150.
- [7] J. Wilczynski et al., *Nucl. Phys.*, **A373**(1982), 109.
- [8] J. Wilczynski et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 606.
- [9] H. Tricoire et al., *Z. Phys.*, **A306**(1982), 127.
- [10] C. Gerschel et al., In XX internation winter meeting on nuclear Physics (Bormio, Italy), 1982.
- [11] C. Gerschel., *Nucl. Phys.*, **A387**(1982), 297.
- [12] 赵之正等, «近物所在束  $\gamma$  装置», 待发表.
- [13] I. Rezanka et al., *Nucl. Phys.*, **A141**(1970), 130.
- [14] A. Kerek et al., *Nucl. Phys.*, **A176**(1971), 466.
- [15] M. Lefort, C. Ngo, *Ann. Phys. (paris)*, **V3**(1978), 5.
- [16] S. E. Arnell et al., *Phys. Lett.*, **129B**(1983), 23.

## INITIAL L DISTRIBUTION OF MASSIVE TRANSFER REACTION IN $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$ SYSTEM

JIN GEN-MING    ZHANG LI    WANG XI-MING  
WANG DA-YAN    YUE HAI-KUI    ZHANG BAO-GUO  
(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica*)

### ABSTRACT

Average  $\gamma$ -multiplicity  $\langle M_\gamma \rangle$  of the cascade  $\gamma$ -rays from the residual nuclei corresponding to  $\alpha$  and  $^8\text{Be}$  direct emission in  $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$  system has been measured by means of  $\alpha$ - $\gamma$  coincidence technique. The most possible initial orbital angular momentum obtained from  $\langle M_\gamma \rangle$  are  $35.5(\hbar)$  and  $39(\hbar)$  for the capture of  $^8\text{Be}$  and  $\alpha$  by target nucleus respectively. These values are around the critical angular momentum  $l_{cr} = 36.7(\hbar)$  for complete fusion. This indicates that the massive transfer reactions in this system with spherical target nucleus are also the peripheral collisions, not center collisions.