

$^{12}\text{C} + ^{159}\text{Tb}$ 、 Ag 和 ^{89}Y 核反应中发射 轻粒子的测量

戴光曦 靳根明 袁双贵 郭忠言 曾文炳

陈巨声 李祖玉 王大延 徐国俊

(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

本文报道了用 71.5 MeV 的 ^{12}C 重离子轰击 ^{159}Tb 、 Ag 和 ^{89}Y 靶, 测出了发射 α 粒子的能谱和角分布, 以及发射氦和质子的一些角分布. 所测到的 α 粒子能谱为钟罩形连续谱, 其最可几能量接近于库仑位垒. 对于 ^{159}Tb 靶和 Ag 靶, α 粒子角分布在近于或小于擦边角处成峰; 而对 ^{89}Y 靶, 从最小测量角 (40°) 开始, 微分截面随角度增加单调下降. α 粒子发射截面均远远大于统计级联蒸发截面值. 发射质子与氦的角分布, 均随角度增加呈指数下降趋势, 它表现出前平衡发射的特征.

为了解释 α 粒子角分布中的各向异性部分, 提出了强阻尼粘合转动的概念, 它是以不完全熔合反应模型作为基础的.

一、引 言

重离子核反应中, 发射 α 粒子、质子等轻粒子, 其截面比蒸发截面大很多的现象和在前方角或在某个角度上成峰的结果, 引起核物理学家们的注意.

在早期 H. C. Britt^[1] 等人的工作中, 发现 126 MeV $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 和 ^{209}Bi 反应系统所发射的 α 粒子, 截面达到 830 毫巴, 比蒸发理论预示值 (120 毫巴) 大许多; 并且发现 α 粒子角分布是各向异性的. 为了对这种各向异性角分布进行分析, V. K. Lukyanov^[2] 等人提出了半经典模型. 在此, 他们假定碳核是由三个 α 粒子集团所组成, 在靶核表面受核力作用而使集团键破裂, 结果一个 α 粒子 (或 ^8Be) 出射, 剩下来的 ^8Be (或 α 粒子) 被靶核俘获. 上面这些近廿年前的早期工作, 至今仍具有启发性.

1974 年我们发表了在 76 MeV 和 68 MeV $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 和 Pb 反应系统中测到的 α 粒子能谱与角分布的实验结果^[3]. 从这结果发现, 即使在 ^{12}C 入射能量高于库仑位垒不多的情况下, 角分布也具有明显的各向异性特征. 以后, 在沈文庆等人作的 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 反应中^[4]

测出 α 粒
谱与角分
为了
波求和规
这个模型
种出射道

式中 Q_{eff}
为有效核
能量要考

在此 f 表
在 [3]
的条件下
近的. 这
原来入射
 α 粒子出
去的 (这
选择较轻
量的差别

实验
低油对靶
管道之间
室真空度
粒子
器, E 用
于束流准
从 Δ
在此, 对 α
实验
毫克/厘米
用 α 粒子
实验
将实验室
别, 我们用

测出 α 粒子在近于擦边角处成峰的现象,并用经典转移理论作了解释,但是并不能预示能谱与角分布截面的绝对值.

为了解释 α 粒子角分布中各向异性部分的截面值, J. Wilczynski^[5] 等人提出一个分波求和规则模型,来拟合他们自己所完成的 $140\text{MeV } ^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ 反应的实验结果. 按照这个模型,将反应中各种出射道的非蒸发部分,看成来自非完全熔合反应. 这时,对于第 i 种出射道的几率将正比于 J. P. Bondorf^[6] 提出的因子 $P(i)$

$$P(i) = \exp\{[Q_{ss}(i) - Q_c(i)]/T\}, \quad (1)$$

式中 $Q_{ss}(i)$ 为出射道 i 的基态反应 Q 值, $Q_c(i)$ 为此出射道下库仑作用势的改变值, T 为有效核温度. 这样,从各种反应出射道在能量上的优惠程度来决定其产生几率. 这时能量要考虑 $Q_c(i)$, 因为入射道与出射道只有克服库仑位垒才可能实现核作用,这时定义

$$Q_c(i) = q_c(Z_1^i Z_2^i - Z_1^i Z_2^{in})e^2, \quad (2)$$

在此 f 表示出射道, in 表示入射道, q_c 为一参数.

在[3]与[4]的工作中,由于靶核较重,因此在我所提供的 ^{12}C 离子最高能量为 72MeV 的条件下, α 粒子对余核的库仑位垒能量与 ^{12}C 分裂成三个 α 粒子的单个 α 粒子能量是接近的. 这样在分析出射 α 粒子能谱时,就无法判断两种可能的解释: 即出射 α 粒子具有原来入射碳离子的速度,它是由 ^{12}C 离子在靶核附近受到强烈作用易碎裂,并产生直接的 α 粒子出射的,或者认为该 α 粒子在发射前与余核静止相接触的条件下,受库仑斥力推出去的(这与 α 粒子蒸发情况一致). 目前在我们尚不能得到更高能量碳束的条件下,只有选择较轻的一系列靶核,即本工作所使用的 ^{159}Tb , Ag (天然丰度) 和 ^{89}Y 等,使上述两种能量的差别增加,这样将可能从实验 α 能谱来较明确地区分上述的情形.

二、实验方法与结果

实验使用的 $71.5\text{MeV } ^{12}\text{C}$ 离子束是由近代物理所 1.5 米回旋加速器提供的. 为了降低油对靶子的沾污,使用无油真空系统来抽空 670 毫米直径的核反应靶室. 靶室与束流管道之间用 600 微克/厘米²厚的铝箔作真空分割,以防止管道中的油蒸汽进入靶室. 靶室真空度为 6×10^{-6} 托.

粒子探测器采用 $\Delta E-E$ 半导体探测器,其中 ΔE 为 28 微米厚的全耗尽面垒式探测器, E 用灵敏厚度为 3 毫米的 $\text{Si}(\text{Li})$ 探头. 探测器对靶心张角为 2.0×10^{-3} 立体弧度. 由于束流准直条件较差,可探测的最小角度为 30° ,我们最小测角选为 35° .

从 $\Delta E-E$ 探头出来的讯号,通过 1.0 微秒的符合条件,作 ΔE 与 E 讯号的双维存贮. 在此,对 α 粒子使用 128×128 , 对质子与氘则用 64×64 的存贮方式.

实验中使用无衬自持靶箔,它们用真空镀膜法制成. 靶厚度分别是, ^{159}Tb 靶为 1.83 毫克/厘米², 银靶为 1.62 毫克/厘米², 而 ^{89}Y 靶为 751 微克/厘米². 靶厚测量用称量法,并用 α 粒子吸收法进行核对.

实验测出的 α 粒子能谱为钟罩形的连续谱. 为了简单起见,采取直接运动学转换法,将实验室系的能谱转换到质心系. 这时质心系得到的能谱中各个能量对应的角度有些差别,我们用最可几能量对应的角度,作为该能谱的平均质心角度.

寸

了发射
粒子能
靶, α 粒
开始,微
截面值.
新发射的

的概念,

多的现象和

Bi 反应系统
并且发现 α
ukyanov^[2] 等
核表面受核
立子) 被靶核

测到的 α
位垒不多的
 ^{209}Bi 反应中

在图1中显示了 ^{159}Tb 靶对应的出射 α 粒子能谱,可以看到能谱的最可几能量大致在18—99 MeV,谱的半宽度约6—7 MeV. 在 64° 和 95° 能谱上出现一些低能的 α 粒子本底,这可能是由于Tb靶表面氧化层中氧核的贡献.从 α 粒子能谱的主峰(实线标出)来看,其最可几能量十分接近库仑位垒 E_B (此处 $E_B = \frac{M_1}{M_3 + M_4} E_B^c$, E_B^c 为计算值). 为了比较,图上也标出了出射 α 粒子具有入射核速度时的能量 E_p ,在此 $E_p = \frac{1}{3} \left(\frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 E_L$, E_L 为实验室系中入射核能量, M_1 与 M_2 分别为碳核与靶核质量. 一些文献用 $E_p = \frac{1}{3} \frac{M_2}{M_1 + M_2} E_L$,故我们选取的值要小些. 从图1可见,随角度增加, α 粒子的最可几能量稍有下降,也就是更加趋近于 E_B 而更低于 E_p . 同时能谱宽度在小角度也宽一些. 由于大角度能谱是蒸发谱,所以在小角度上的能谱包含一些非蒸发部分,使之变宽并且具有较高的能量. 随着靶子变轻,并保持碳离子束能量不变,从图2和图3可见,能谱最可几

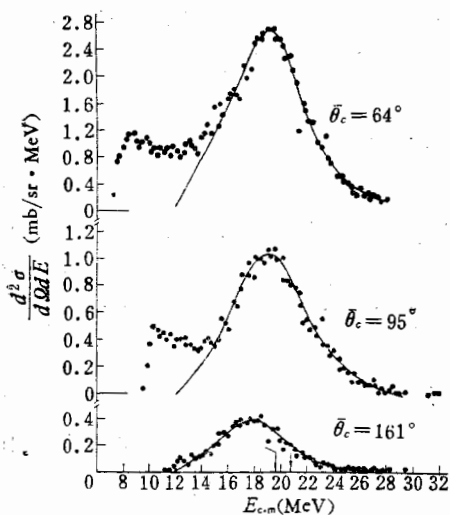


图1 71.5 MeV $^{12}\text{C} + ^{159}\text{Tb}$ 反应中发射 α 粒子的各角度能谱。(图中 E_B 为库仑位垒能量, E_p 为 $1/3$ 入射能)

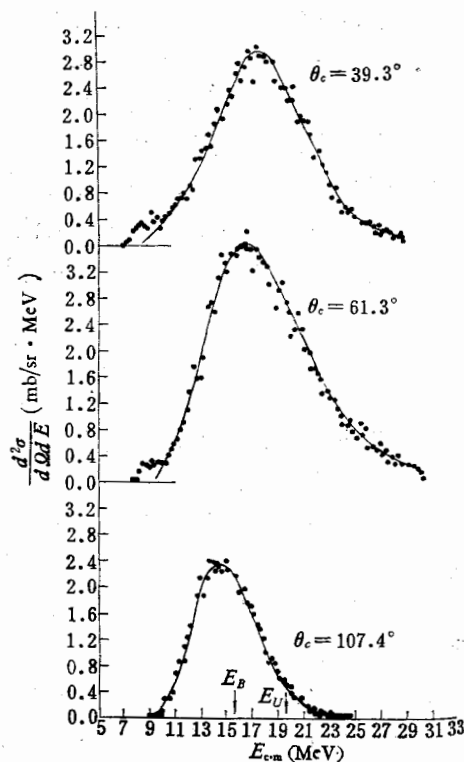


图2 71.5 MeV $^{12}\text{C} + \text{天然Ag}$ 反应中发射 α 粒子在各角度的能谱

能量保持在库仑位垒附近,而与 E_p 相距愈来愈远. 而且,小角度能谱宽度比大角度的能谱宽度宽得多. 这表明在小角度各向异性成份(非蒸发成分)占有更多的比重.

将各角度的钟罩形连续 α 能谱进行积分,给出如图4的 α 粒子角分布. 从图可见,对于71.5 MeV $^{12}\text{C} + ^{159}\text{Tb}$ 系统, α 粒子成峰角约为 60° ;而Ag靶时,为 50° . 可是对 ^{89}Y 靶,

第
1
1
9
8
6
4
3
1
0
6
4
3
2
1
0

E

角分有
图4的
近于或
小
子是来
合核,
简单地
发射截

表1

反.
^{159}Tb
^{159}Tb
天然Ag
^{89}Y
^{89}Y
^{89}Y

致在
子本
来看,
了比
)² E_L ,
 $E_p =$
几能
。由
具有
可几

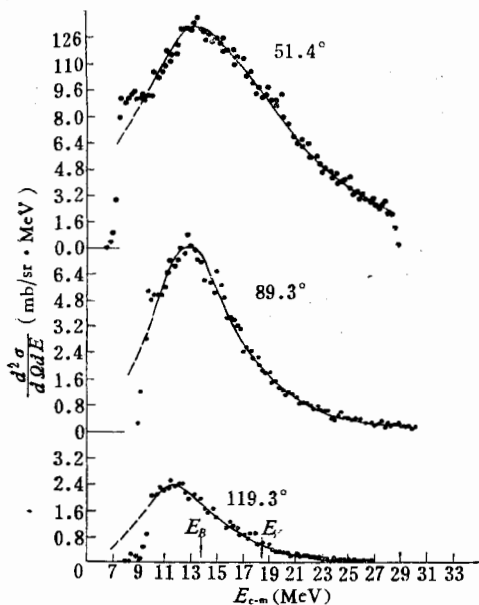


图 3 71.5 MeV $^{12}\text{C} + ^{89}\text{Y}$ 反应中
发射 α 粒子在各角度的能谱

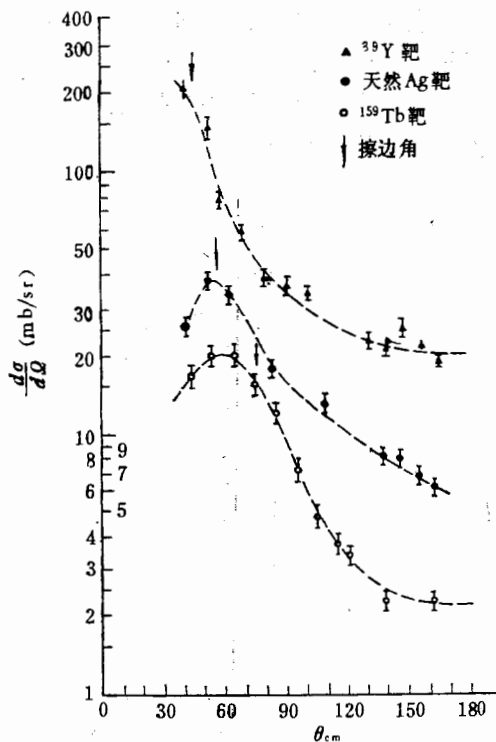


图 4 71.5 MeV $^{12}\text{C} + ^{159}\text{Tb}$ 、 Ag 和 ^{89}Y
反应中发射 α 粒子的角分布

角分布随角度增加单调下降,可能成峰角处于比此次实验可测最小角还要小的角度上.在图 4 的角分布图上,还用箭头分别标出了上述三种靶子的经典擦边角.从图可见,成峰角近于或小于擦边角.

从 α 粒子角分布来看,在大角度上微分截面趋于一致,因此可认为在大角度上的 α 粒子是来自统计蒸发的贡献.由于蒸发微分截面是各向同性的,对于具有较高角动量的复合核,蒸发粒子是 90° 对称的,前角与后角微分截面略高一些.为了给出总的蒸发截面,简单地将大角度的微分截面各向同性地延伸到小角度,积分后求得.然后将总的 α 粒子发射截面减去蒸发截面,给出各向异性截面.它们的数值列在表 1 中.

表 1 71.5 MeV $^{12}\text{C} + ^{159}\text{Tb}$ 、 Ag (天然) 和 ^{89}Y 反应系统中发射 α 粒子、氘和质子的截面(毫巴单位)

反应道	实测截面	各向异性	各向同性	B-W 计算值	蒸发计算值
$^{159}\text{Tb}(^{12}\text{C}, \alpha)$	117 ± 12	89 ± 9	28 ± 3	51	17
$^{159}\text{Tb}(^{12}\text{C}, D)$	10 ± 2	9.5 ± 2	0.4 ± 0.1	4.5	/
天然 $\text{Ag}(^{12}\text{C}, \alpha)$	232 ± 22	149 ± 14	83 ± 8	156	192
$^{89}\text{Y}(^{12}\text{C}, \alpha)$	810 ± 81	546 ± 55	264 ± 26	106	136
$^{89}\text{Y}(^{12}\text{C}, D)$	60 ± 12	43 ± 9	17 ± 3	6.3	/
$^{89}\text{Y}(^{12}\text{C}, p)$	620 ± 124	241 ± 48	379 ± 76	75	109

9 31 33

射 α

复的能

见,对

^{89}Y 靶,

在表1中还列出了 $^{12}\text{C} + ^{89}\text{Y}$ 反应中发射氦和质子的截面值,以及 $^{12}\text{C} + ^{159}\text{Tb}$ 反应中发射氦的截面值。

在图5中显示了 $^{12}\text{C} + ^{89}\text{Y}$ 反应中测出的发射氦和质子的角分布。从图可见,角分布在前方角成峰,并随角度增加近于指数地单调下降。这种角分布特征和前平衡粒子发射

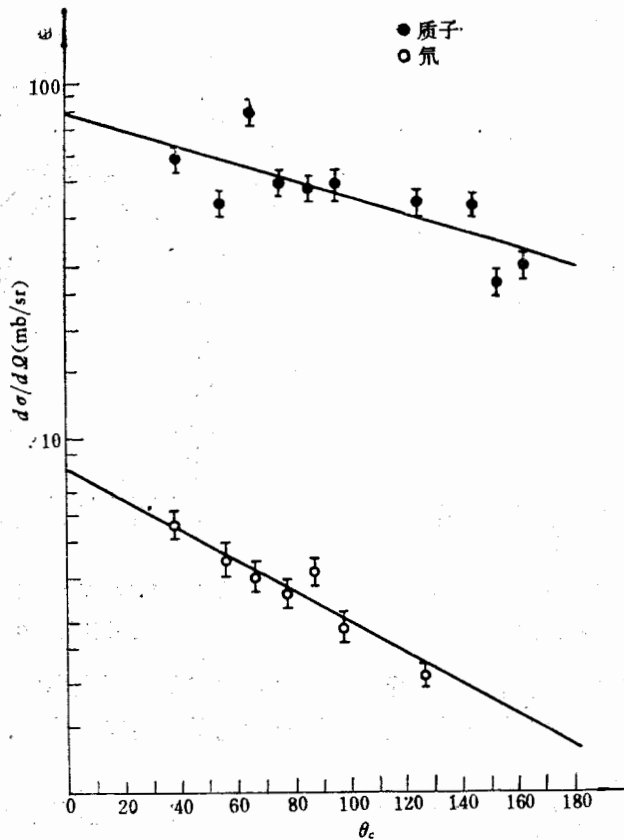


图5 71.5MeV $^{12}\text{C} + ^{89}\text{Y}$ 反应中发射质子与氦的角分布

的机制是一致的。发射氦的各向异性部分所占的比例,比发射质子的要大一些,这表明氦的蒸发需要更高的核温度。对于 ^{159}Tb 靶的情况,发射氦的角分布也有上述类似的情况,而且主要是前平衡发射。

三、数据分析与讨论

上述重离子反应中发射的 α 粒子,其截面远大于蒸发截面;它的最可几能量接近 α 粒子与余核的库仑位垒;它的角分布呈各向异性并存在成峰角,而该角小于或接近于擦边角。要同时对这三种现象,即截面、角分布、能谱进行解释,是本工作的一个主要目的。

从能谱来看,它与平衡蒸发谱相似,但从存在成峰角来看,似乎又有熟知的直接反应过程的特点。直接过程,或准弹性散射,其出射道粒子的最可几能量一般接近于该粒子在入射弹核速度下的能量^[7]。对我们情况, α 粒子应具有1/3碳核的入射能 E_{α} 。但是本次

实验表
的状态
会在擦
为
种强阻
碳核以
角。这

动量 l 值
得这个
动到适
可以有
靶核熔
小,故
出去。

在此,对

$v_i \ll v_B$

这里 E_{α}

度。由于

b 反应中
角分布
粒子发射

实验表明, α 粒子能量比 E_0 偏低, 而近于 E_B . 这表明 α 粒子在发射前与余核是静止相触的状态. 而在这种状态下, α 粒子将沿着它和余核的联心方向发射出去. 显然, 这时将不会在擦边角附近成峰.

为了解释 α 粒子发射的各向异性角分布, 仿照深度非弹性碰撞概念, 我们试着提出一种强阻尼粘合转动的不完全熔合反应的想法, 它的主要过程显示在图 6 中. 从图可见, 当碳核以临界碰撞距离接近靶核时, 在最接近距离处已受到 $\frac{1}{2}\theta_c$ 的偏转, 在此 θ_c 为临界偏角. 这时碳核受到强烈阻尼, 并将被核力拉向靶核内部以形成熔合核. 但是, 如果轨道角

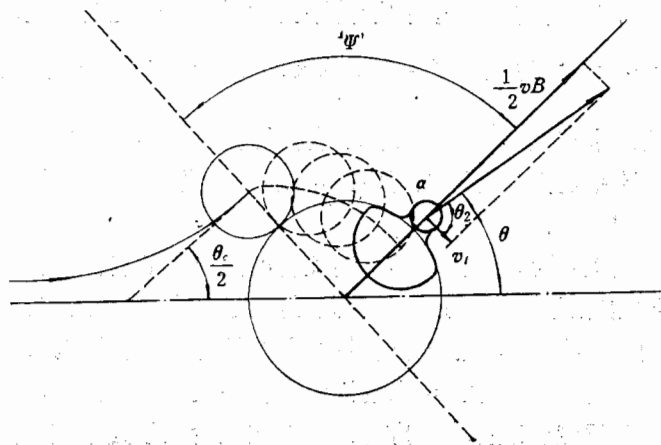


图 6 强阻尼粘合转动的不完全熔合反应过程

动量 l 值稍大于全熔合的 l_c 值, 则碳核逐渐嵌入靶核核质, 同时, 碳核与靶的切向摩擦使得这个复合系统转动起来; 而且碳核与靶核在强烈作用下也开始变形. 当这复合系统转动到适当角度时(如 ψ 角), 碳核也变形到裂出 α 粒子的鞍点. 当然, 碳核的这种分裂, 还可以有不同的组合方式, 其相对几率可由(1)式来描述. 对 α 粒子出射情况, 显然是 ^{8}Be 与靶核熔合, 因此是不完全熔合反应. 在碳核受到全阻尼时, 由于离心能与库仑能相比很小, 故分裂出的 α 粒子将基本上沿着 α 粒子与部分熔合反应生成核的中心连线方向发射出去. 令粘着转动角为 ψ , 则 α 粒子成峰角 θ 为:

$$\theta = \frac{1}{2}\theta_c + \theta_2 - \psi \quad (3)$$

在此, 对全阻尼时 θ_2 接近 $\frac{\pi}{2}$, 而在部分阻尼时, 由于碳核还保留一些原来的速度 v_1 , 当 $v_1 \ll v_B$ 时,

$$\theta_2 = \text{tg}^{-1}\left(\frac{1}{2}v_B/v_1\right) \approx \text{tg}^{-1}\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{E_B^c}{E_\alpha - E_B^c}}\right) \quad (4)$$

这里 $E_\alpha = \frac{M_3 + M_4}{M_4} E_{\alpha m}$, $E_{\alpha m}$ 是测得的 α 粒子能量; v_B 是库仑能 E_B 相应的发射粒子速度. 由于库仑势产生的速度是由零开始最后达到最大值 v_B , 故(4)式中用了 $\frac{1}{2}v_B$. 从实

这表明
类似的情况

接近 α 核
接近于擦边
要目的.
与直接反应
该粒子在
但是本

实验得到的成峰角 θ , 依据上述过程, 得到 ^{139}Tb 与 Ag 靶在全阻尼情况下, α 粒子发射前, 总的复合系统转动角 ϕ 分别为 52° 及 38° ; 这时对应粘着转动时间分别为 1.8×10^{-21} 秒和 0.7×10^{-21} 秒. 计算中取 $r_0 = 1.4\text{fm}$, E_{cm} 分别为 20.5、17.6 MeV, 角分布峰位分别为 58° 和 50° .

与深度非弹性碰撞相比较, 图 6 所描述的图象中, α 粒子的发射存在较确定的时间, 这是由于后者过程相应的人射道分波值处在比 l_{cr} 稍大的一个较窄范围 Δl 内. l 分波大于这个范围后, 其他非 α 发射的出射道, 将占绝对优势. 在这 Δl 窗内, 中心值 $l_0 \sim l_{cr}$ 决定角分布的峰值, 而 Δl 窗决定了角分布的宽度与形状.

与前平衡粒子发射过程相比较, 由于前平衡发射的粒子是前角度成峰的. 按照图 6 的描述, 这相当于 $\theta = 0$; 也就是复合系统的转动角 $\phi = \frac{1}{2} \theta_1 + \theta_2$, 这比 α 粒子发射时

的转动角更大一些. 本实验中的质子和氦的各向异性发射均为这类过程. 显然其弛豫时间仅 10^{-21} 秒量级, 比平衡蒸发过程快得多. 可以预计, 当人射能量更高时, α 粒子的前平衡发射将会有明显的贡献.

由图 6 描述的过程, 可以给出实验中所测得的角分布的各向异性部分. 根据以前的实验结果可知, 当入射粒子处于低角动量分波时, 由于切向力较小, 且当入射粒子与靶核接近时, 只要穿越位垒, 核力作用很强, 所以主要贡献于全熔合反应, 其随后蒸发的粒子的角分布呈各向同性或者 90° 对称. 当入射道处于很高角动量分波时, 由于离靶核较远, 核力弱, 入射粒子主要贡献于准弹性反应道. 只有在入射粒子处于临界角动量附近的分波时, 才有较大的可能性发生图 6 所描述的过程. 由于分波数的限制, 复合系统粘着转动的角度就不会有很大的差别, 因此出射粒子也就集中在比较窄的范围内, 使其角分布呈现各向异性. 但角分布的具体形状和成峰位置则与许多因素有关, 例如 l_{cr} , Δl 值, 切向摩擦系数, 复合系统的形变及鞍点形状等. 随着入射粒子能量的变化, 角分布的峰位也会有变化.

为什么 α 粒子发射具有很大的截面, 这可以在估算(1)式时, 得到解释. (1)式给出了弹核与靶核作用时, 弹核分成两块的各种方式的几率. 对于我们的情况, α 出射而 ^8Be 进入靶核作熔合在能量上是很优惠的, 它的几率比 ^8Be 出射几率还要大. 按照 J. Wilczynski^[4] 的方法, 我们也作了各种出射道截面的计算, 本文中称作 Bondorf-Wilczynski (简写作 B-W) 计算. 这时第 i 种弹核分配方式, 即产生第 i 种出射道的截面为:

$$\sigma(i) = \pi k^2 \sum_{l=0}^{l_{\max}} (2l+1) N_l T_l(i) P(i) \quad (5)$$

在此, 穿透系数采用光滑切断的形式,

$$T_l(i) = \left[1 + \exp\left(\frac{l - l_{\text{lim}}(i)}{\Delta l}\right) \right]^{-1} \quad (6)$$

式中 Δl 为角动量模糊参数, 此次计算取值 $2\hbar$. 对于 $M_2(M_1, M_3)M_4$ 反应, (5) 式中的 $l_{\text{lim}}(i)$ 与临界角动量 l_{cr} 的关系由下式决定:

$$l_{\text{lim}}(i) = \frac{M_1}{M_1 - M_3} l_{cr}(M_1 - M_3, M_2) \quad (7)$$

在此 $l_{cr}(i)$ 量.

在(4)

本文计算在表1中.

B-W

方法计算列出两种

反

$^{12}\text{C} +$

$^{12}\text{C} +$

$^{12}\text{C} +$

$^{12}\text{C} +$

从 G. 们选择了表 1 可见, 性 α 粒子靶, 实验值程, 例如 ^8Be 靶子高得计算中的 ^{12}C MeV, 那么接近于实验在 C.

反应中各与它们具有度是有“记接近于库阻尼粘着转移的过程.

本工

发射前,总
< 10^{-21} 秒和
峰位分别为

定的时间,

. l 分波大
且 $l_0 \sim l_{cr}$ 决

. 按照图 6

粒子发射时

然其弛豫时
粒子的前平

根据以前的

粒子与靶核

发的粒子的

靶核较远,核

比附近的分波

粘着转动的

自分布呈现

直,切向摩

率位也会有

(1)式给出

出射而 ^8Be

[Wilczynski

(简写作

z, (5) 式中

在此 $l_{cr}(M_1 - M_3, M_2)$ 表示 $(M_1 - M_3)$ 的粒子进入靶核 M_2 中作全熔合的临界角动量.

在(4)式中的归一化常数 N_l 由下式确定:

$$N_l \sum_i T_l(i) \exp \left[\frac{Q_{gg}(i) - Q_c(i)}{T} \right] = 1 \quad (8)$$

本文计算时,有效核温度取值 3MeV . 由(4)式计算出的质子、氘和 α 粒子发射截面值均列在表 1 中. B-W 计算值应与角分布中各向异性截面作出比较.

B-W 计算对不存在粒子发射的情况,可得出全熔合反应截面 (l_{max} 用文献 [7] 中的方法计算出来). 由于用统计蒸发程序 GROGI-2 也可以算出全熔合截面,所以在表 2 中列出两种计算结果进行比较.

表 2 全熔合截面计算值

反应系统	B-W 计算值		GROGI-2 计算值	
	σ_f (毫巴)	l_{max}	σ_f (毫巴)	l_{max}
$^{12}\text{C} + ^{159}\text{Tb}$	1121	38	1089	37
$^{12}\text{C} + ^{109}\text{Ag}$	1278	39	1339	38
$^{12}\text{C} + ^{107}\text{Ag}$	1239	39	1337	38
$^{12}\text{C} + ^{89}\text{Y}$	1382	39	1411	38

从 GROGI-2 程序计算出的级联 α 粒子和质子蒸发的截面,也列在表 1 中. 在此我们选择了具有最大粒子发射截面的级联蒸发链. 对 α 粒子蒸发,是 $N\alpha\alpha$ 链或 $\alpha\alpha$ 链. 从表 1 可见,对于蒸发截面,Ag 靶的计算值比实验值偏高,而其余两种靶又偏低. 对各向异性 α 粒子发射截面, B-W 计算值对 ^{159}Tb 靶和 Ag 靶,与实验数值差别不太大;但对于 ^{89}Y 靶,实验值竟为计算值的 5 倍. 这后一种情况一方面表明,尚存在着其它 α 粒子的发射过程,例如 ^8Be 发射或者前平衡发射. 因为 ^{89}Y 靶核较轻,入射能超过库仑位垒比上述两种靶子高得多,因此前平衡发射过程应被考虑. 另一方面也表明当靶核质量数降至较低时,计算中的可调参数应加以调整,例如有效核温度 T 应增加. 如果 T 从 3MeV 增加到 3.5MeV ,那么出射 α 粒子截面就会增加一倍,出射 ^8Be 的截面增加更多. 这就是说计算截面接近于实验截面. 当然这需要更多的实验数据证明这种猜测.

在 C. K. Gelbke 等人的工作中^[8],曾详细分析了 140MeV 和 315MeV ^{16}O 轰击 ^{208}Pb 反应中各出射道类弹碎片能谱. 他们发现,从 Li 到 N 的绝大多数能谱,其最可几能量都与它们具有弹核速度时算出的能量 E ,相一致. 这对应于准弹性散射情况,它对原来的速度是有“记忆”的. 但是对于 140MeV $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ 反应系统,测出的 Li 谱,其能量却很低,接近于库仑位垒 E_B . 这种情况和我们的 α 粒子能谱是类似的. 因此我们在此提出的强阻尼粘着转动不完全熔合的过程,不仅适用于 α 粒子出射的情况,也适用于某些大质量转移的过程.

本工作是在杨澄中教授的指导与鼓励下进行的,在和他进行的讨论中得到许多有益

的启示。在上加速器值班和数据处理过程中,分别得到王西铭、钱正光、岳海奎和颜红梅等同志的协助。作者在此一并表示感谢。

参 考 文 献

- [1] H. C. Britt et al., *Phys. Rev.*, **124**(1961), 877.
- [2] V. K. Lukyanov, I. I. Petkov, *Nucl. Phys.*, **49**(1963), 529.
- [3] 近代物理所一室二组, 1974 年会议资料选编, 原子核物理, 164 (1974).
- [4] 沈文庆等, 高能物理与核物理, **1**(1977), 70.
- [5] J. Wilczynski et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 606.
- [6] J. P. Bondorf et al., *J. Phys.*, (Paris) Colloq. **32 C6—145**(1971).
- [7] J. Wilczynski et al., *Phys. Lett.*, **55B** No. 3(1975), 270.
- [8] C. K. Gelbke et al., *Physics Reports* **42C**(1978), 311.

THE MEASUREMENT OF LIGHT PARTICLE EMISSION FROM $^{12}\text{C} + ^{159}\text{Tb}$, Ag AND ^{89}Y REACTIONS

DAI GUANG-XI JIN GEN-MING YUAN SHUANG-QUI
GUO ZHONG-YAN ZENG WEN-BING CHEN JU-SHENG
LI ZU-YU WANG DA-YAN XU GUO-JUN

(The Institute of Modern Physics, Lanzhou)

ABSTRACT

The energy spectra and angular distributions of α -particle emitted from ^{12}C -induced reactions with ^{159}Tb , Ag and ^{89}Y targets have been measured. Meanwhile the emitted deuteron's angular distributions with ^{159}Tb and ^{89}Y targets and proton's with ^{89}Y target have been also obtained.

The α -energy spectra associated with mentioned reactions have bell-like shape with probable energy near coulomb barrier. However, the main characteristic of the α -angular distribution for ^{159}Tb and Ag targets is peaked at or near the grazing angles. For the case of ^{89}Y target, α -differential cross-sections monotonically decrease with angles beyond 40° . The angular distributions of protons and deuterons nearly decrease exponentially.

The measured α -angular distributions could be divided into two components, one coming from α -evaporation is isotropic, another is anisotropic. The anisotropic component may be explained incomplete-fusion process in which the cross-section can be reproduced by a "Sum-Rule Model" due to J. Wilczynski.

In order to explain the anisotropic component of emitted α -particle, we propose incomplete fusion model with a strong-damped sticking rotation, in which the rotation angles and interaction time of the composite system are also estimated.

E
驱
变

近
移反应
积累了
拟合这
T. Uda
方法,
靶核和
但由于
的绝对
法,并
的预形
分析导

如

则出射

本