

## $^{12}\text{C}$ 轰击 $^{209}\text{Bi}$ 时发射的 $\alpha$ 粒子

沈文庆 徐树威 王大延 谢元祥 郭中言 李祖玉

(中国科学院近代物理研究所)

### 摘 要

测量了能量稍高于库仑位垒的五个能量下,  $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$  反应中发射的  $\alpha$  粒子能谱和角分布. 使用  $\Delta E-E$  复合探测器将反应中发射的  $\alpha$  和其他粒子鉴别开来. 结果可用  $^8\text{Be}$  集团从入射粒子转移到靶核中去的反应机制来解释. 得到的直接发射  $\alpha$  粒子的截面和重余核  $^{217}\text{Fr}$  蒸发两个中子后衰变成  $^{211}\text{At}$  的截面是一致的. 用半经典的能量微分截面公式, 计算得出的能谱和角分布与实验结果相符.

### 引 言

H. C. Britt 和 A. R. Quinton<sup>[1]</sup> 测量了 85—126 MeV 的  $^{12}\text{C}$  轰击  $^{209}\text{Bi}$  发射  $\alpha$ 、 $p$  的能谱和角分布. 测到的  $\alpha$ 、 $p$  分成二组, 一组是角分布基本上各向同性, 能谱是马克斯威分布, 能谱峰位不随角度变化的蒸发  $\alpha$  和  $p$ ; 另一组是在小角度测到的角分布前方向成峰, 能谱峰位随角度增大迅速下降的  $\alpha$  和  $p$ . 作者认为后者可能是  $^{12}\text{C}$  在靶核表面受核力和库仑力的作用裂开产生的.

R. Bimbot<sup>[2]</sup> 等用反冲技术测量余核的方法研究了 60 MeV ~ 90 MeV 的  $^{12}\text{C}$  轰击  $^{209}\text{Bi}$  时产生的 At 同位素. 对实验数据通过运动学分析, 他们认为  $^{209-211}\text{At}$  主要是由  $^8\text{Be}$  转移和  $\alpha$  转移产生的. 并从实验结果导出了  $^8\text{Be}$  转移和  $\alpha$  转移的截面和角分布, 从而导出了相应的出射  $\alpha$  的截面和角分布.  $^{12}\text{C}$  入射能为 85 MeV 时, 作者导出的结果和 H. C. Britt<sup>[1]</sup> 等测到的小角度发射  $\alpha$  的截面和角分布一致, 从而认为工作[1]中小角度出射  $\alpha$  是  $^8\text{Be}$  转移和  $\alpha$  转移产生的.

由于在较高能量下可以发生  $^8\text{Be}$ 、 $\alpha$ 、 $^3\text{He}$ 、 $2p$  等转移, 情况较为复杂. 而轰击能量在 73 MeV 以下时主要发生  $^8\text{Be}$  转移, 情况较为简单. 所以测量轰击能在 73 MeV 以下时发射  $\alpha$  的角分布是有意义的. 预期此时发射  $\alpha$  的主要过程应是  $^8\text{Be}$  转移, 而  $^{211}\text{At}$  的主要产生过程也是  $^8\text{Be}$  转移. 因此所得结果使我们能把直接发射  $\alpha$  的截面和  $^{211}\text{At}$  的截面直接进行比较, 并对发射  $\alpha$  的机制和上述转移过程的理论研究提供一个坚实的实验基础.

### 实 验

实验是用兰州近代物理研究所 1.5 米重离子回旋加速器引出的  $^{12}\text{C}$  束进行的. 使用标

准的散射靶室,最大可测角  $160^\circ$ ,束流角分散  $1.5^\circ$ . 使用  $\Delta E-E$  望远镜式复合探测器,测量并鉴别反应中发射出来的各种带电粒子.  $\Delta E$  是  $35\mu$  厚的薄片金硅面垒全耗尽探测器,  $E$  是  $3\text{mm}$  厚的  $\text{Si}(\text{Li})$  探测器,对  $\alpha$  的探测阈是  $6\text{MeV}$ . 探测器前加  $\phi 2$  光栏,离靶中心  $100\text{mm}$ ,角分辨约  $5^\circ$ . 用  $\text{Thc-c}'$  源作能量校准,实验中用精密脉冲发生器作监督, $\alpha$  能量测量误差是  $0.5\text{MeV}$ .  $\Delta E$ 、 $E$  输出的脉冲分别经予放,主放进入 TRIDAC-C 系统二维方式下工作的模数变换器,进行  $128 \times 128$  双维符合测量,并进行在线数据处理,直接得到发射  $\alpha$  能谱. 束流由精密电阻及自动记录仪测量,并测  $^{12}\text{C}$  弹散粒子,作为相对测量.  $^{209}\text{Bi}$  靶由真空镀膜法制成,厚度由  $\alpha$  能损法测出,使用过二个无衬  $^{209}\text{Bi}$  靶,厚度和不均匀度分别是  $693\mu\text{g}/\text{cm}^2$  ( $5\%$ );  $1037\mu\text{g}/\text{cm}^2$  ( $10\%$ ). 实验中遇到了靶上轻元素沾污的干扰(主要是真空系统油蒸汽的沾污),影响了小角度实验数据的精度,使我们在计算角分布时不得不放弃一些小角度的数据. 考虑统计误差、立体角、靶厚、束流测量误差后,微分截面的误差是  $\pm 10\%$ . 角分布图上微分截面的误差包括这部分误差及用作图法扣除轻元素沾污产生的  $\alpha$  时造成的误差.

## 结 果

实验中测量了  $^{12}\text{C}$  实验室系轰击能量为  $73.0\text{MeV}$ ,  $70.1\text{MeV}$ ,  $67.2\text{MeV}$ ,  $64.3\text{MeV}$ ,  $61.1\text{MeV}$  五个能量下发射  $\alpha$  粒子的能谱和角分布. 轰击能量为  $73.0\text{MeV}$  时,在 15 个观察角下的  $\alpha$  粒子能谱如图 1.

在大角度只看到一群  $\alpha$ , 在中间角度,靶上沾污的轻元素产生的  $\alpha$  谱的高能尾巴叠加在那群  $\alpha$  上,它随观察角的减小而增加. 但是我们还能够根据实验上揭示的它的系统行为,用作图法,把它分出来. 在更小的角度,靶上沾污的轻元素产生的  $\alpha$  群几乎完全掩盖了那群  $\alpha$ . 我们计算角分布时不得不放弃这些数据. 这样得到的角分布如图 2.

由图可见,角分布的峰位出现在擦边角附近,随着入射能量下降,峰位逐渐向大角度方向移动,峰的宽度也有规律地逐渐增加,这些都反映了准弹性过程的基本特征. 在库仑位垒下的轰击能  $61\text{MeV}$  的角分布,在较小角度,微分截面很小,随角度增加逐渐增加,这时的转移反应是通过隧道过程发生的,可用隧道理论或 DWBA 方法作理论计算来与实验符合. 此外,把角分布外推到  $180^\circ$  或  $0^\circ$ ,得到复合核蒸发  $\alpha$  的微分截面的上限. 由此得出复合核蒸发  $\alpha$  的截面上限. 它和 Y. Le. Beyec<sup>[3]</sup> 等测量的  $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$  产生的  $^{214m}\text{Fr}$  的截面差不多,也和我们实验室得出的结果一致<sup>[8]</sup>,工作 [3] 认为  $^{214m}\text{Fr}$  产生的机制可能是复合核蒸发过程,同时把工作 [1] 得到的蒸发  $\alpha$  截面的数据外推到我们的实验能区,得到的值也和我们的结果很一致,可见表 1.

表 1  $E_L = 61 \sim 73\text{MeV}$  复合核蒸发  $\alpha$  截面的上限  $\sigma_{\text{evap}}$

$E_L$ (MeV)	73.0	70.1	67.2	64.3	61.1
$\sigma_{\text{evap}}$ (mb)	$6.3 \pm 2.5$	5.0	4.4	1.8	1.3
工作[1]的结果外推得到的 $\sigma_{\text{evap}}$ (mb)	6.4	5.1	3.1	1.8	0.4
工作[3]测到的 $^{214m}\text{Fr}$ 的截面 (mb)	$4.6 \pm 1$	4.2	3.1	1.5	0.4

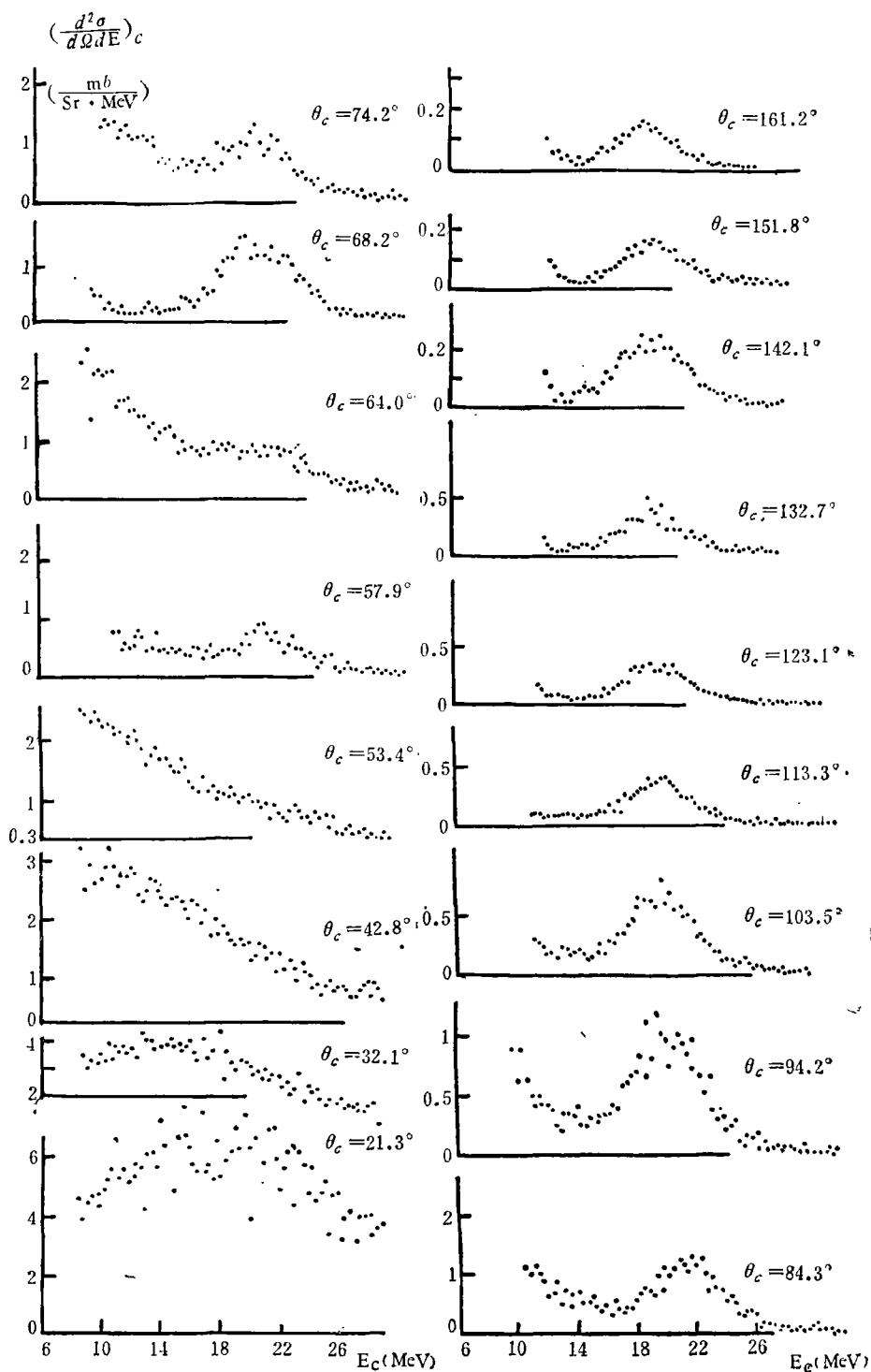


图 1  $E_{12\text{C}} = 73.0 \text{ MeV}$ ,  $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$  发射  $\alpha$  粒子质心系能谱

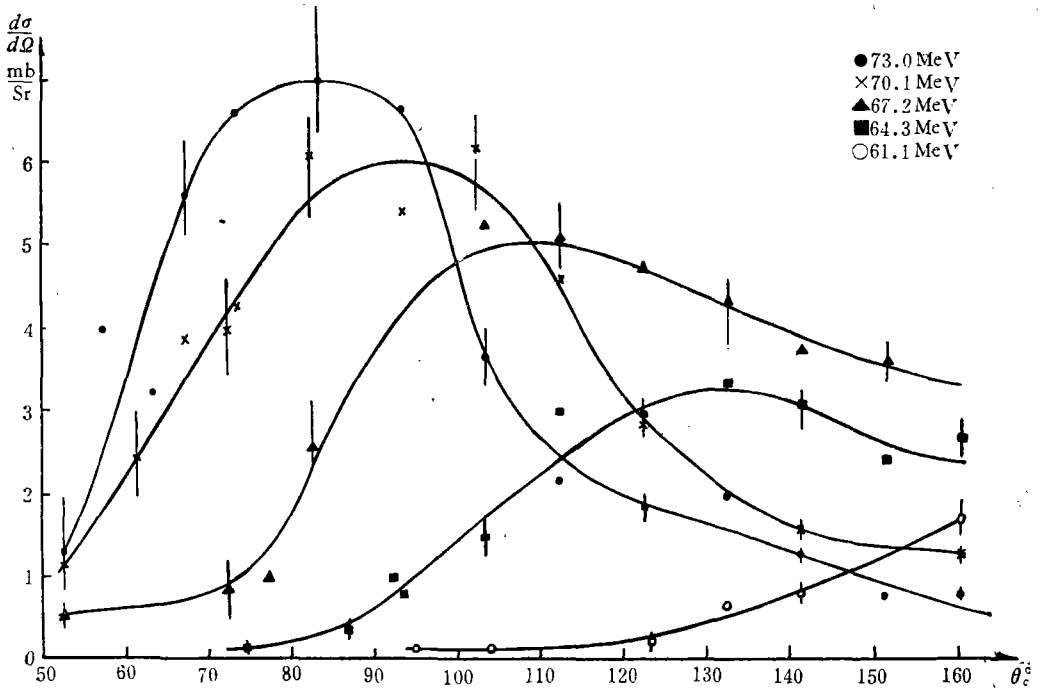


图 2  $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$  产生的  $\alpha$  粒子的角分布

### 复合核蒸发 $\alpha$ 的计算

实验观察到的  $\alpha$  粒子能谱与角分布都显示直接反应的特征。估计复合核蒸发的  $\alpha$  由于截面小而被淹没在上述机制产生的  $\alpha$  中。为了证实这一想法，我们用不考虑角动量的 V. F. Weisskopf 统计理论计算复合核蒸发  $\alpha$  粒子的能谱和截面。

V. F. Weisskopf 统计理论计算蒸发  $\alpha$  的能谱公式为<sup>[4]</sup>

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{\Gamma_n/\Gamma_f}{1 + \Gamma_n/\Gamma_f} \cdot \frac{\sigma_c(E_i)}{4\pi} \cdot \frac{g_\alpha m_\alpha}{g_n m_n} \cdot \frac{\sigma(E_\alpha)}{\sigma(E_n)} \cdot \frac{E_\alpha}{T^2} \cdot \exp\left(\frac{B_n - B_\alpha}{T} - \frac{E_\alpha}{T} - 2T\Delta a\right) \quad (1)$$

式中  $\Delta a = a_n - a_\alpha$ ,  $a = CA$ ,  $T = \sqrt{\frac{U}{a}}$ ,  $U$  是复合核的激发能,  $g_\alpha, g_n, m_\alpha, m_n$  分别是  $\alpha$  和中子的自旋权重和质量.  $\sigma_c(E_i), \sigma(E_\alpha), \sigma(E_n)$  分别是  $^{12}\text{C}$  轰击  $^{209}\text{Bi}$  形成复合核的截面和  $\alpha$  及中子轰击余核产生同样激发的复合核的逆截面. 取  $\sigma(E_n) \approx 2500\text{mb}$ ;  $\sigma_c(E_i)$  和  $\sigma(E_\alpha)$  由 C. Y. Wong<sup>[5]</sup> 给出的方法计算.  $\Gamma_n/\Gamma_f = \frac{\sigma_{cF}}{\sigma_f} - 1$ , 由  $\sigma_{cF}, \sigma_f$  的实验值得到, 我们实验能区内  $\Gamma_n/\Gamma_f$  约为 0.34.

计算得到的复合核蒸发  $\alpha$  能谱的位置和我们测到的  $\alpha$  基本一致, 微分截面则比测到  $\alpha$  的角分布的峰值要小一个数量级以上, 因此淹没在直接反应机制产生的  $\alpha$  中而无法分

开。在远离我们测到的  $\alpha$  角分布峰位处，计算得到的复合核蒸发  $\alpha$  微分截面和测到的  $\alpha$  微分截面差不多，由此可从测到的  $\alpha$  角分布外推到  $0^\circ$  或  $180^\circ$  而得到复合核蒸发  $\alpha$  截面的上限。

对  $E_i = 73$  MeV，能级密度参数  $C = \frac{1}{8}, \frac{1}{10}, \frac{1}{12}$ ，计算得到的蒸发  $\alpha$  能谱和实验测到的  $\theta_c = 84^\circ, 161^\circ$  的  $\alpha$  能谱的比较可见图 3。

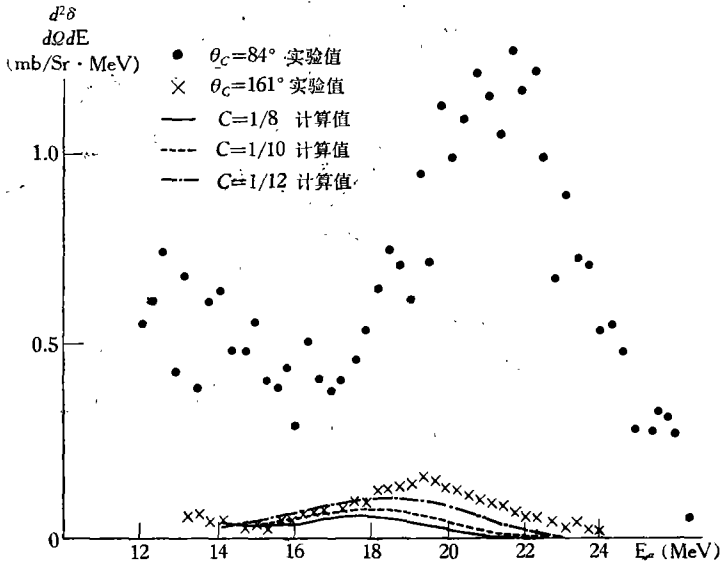


图 3  $E_{i\alpha} = 73$  MeV 时实验测到的发射  $\alpha$  能谱和 V. F. Weisskopf 统计理论计算的蒸发  $\alpha$  能谱

## 准经典分析

看来，实验观测的  $\alpha$  粒子的能谱和角分布都显示有准弹性的特征。所以，我们采用 B. N. Kalinkin 和 J. Grabowski<sup>[6]</sup> 给出的下列角分布公式作为分析的基础

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{K^2 \sin \theta} \left| \left\{ \sum_{l=l_r+1}^{l_r} W(l) \left( l + \frac{1}{2} \right)^{\frac{1}{2}} e^{i[2\delta_l - (l+\frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4}]} \left( \frac{l-l_1}{l_r-l_1} \right)^{\frac{3}{2}} + \sum_{l=l_r+1}^{\infty} W(l) \left( l + \frac{1}{2} \right)^{\frac{1}{2}} e^{i[2\delta_l - (l+\frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4}]} \right\} \right|^2 \quad (2)$$

其中， $W(l)$  代表在相对运动角动量为  $l$  的轨道上，被转移的核子或集团从入射粒子向靶核转移有关的矩阵元；参数  $l_r$  和  $l_1$  由经典偏转函数  $\theta(l)$  决定，它们分别对应偏转角的极大 ( $\theta_r$ ) 值和负无穷大；至于相移  $\delta_l$  可以由经典偏转函数简单地求出来

$$\theta(l) = 2d\delta_l/dl \quad (3)$$

这种方法虽然可以描绘准弹性过程角分布的共同特性，但它的缺点是不能区分被转移核子或集团的个性。所以，我们希望对角分布和能谱同时进行分析。为此，对公式 (2) 做了两点修正：第一，借用 D. M. Brink<sup>[7]</sup> 给出的转移矩阵元的表示式，以便反映  $Q$  窗

效应。从他的公式出发,经过化简,可求得

$$W(l) \sim \exp\left[-\alpha R_{\min} - \frac{1}{2}\left(\frac{Q - Q_{\text{opt}}}{\beta}\right)^2\right] \quad (4)$$

以此来代替 B. N. Kalinkin 和 J. Grabowski 给出的形式  $\sim \exp(-\alpha R_{\min})$ 。式中,  $R_{\min}$  是经典的最接近距离;  $\alpha$  是可调参数;  $\beta$  是与被转移集团(此处指  $^8\text{Be}$ ) 在入射粒子中的结合能有关的参量;  $Q_{\text{opt}}$  是最佳  $Q$  值。第二, 针对出射  $\alpha$  粒子的连续能量分布(而非单一的能量), 在(2)式右边乘上了一个因子  $\omega(E_f)dE_f$ 。此处  $E_f$  表示出射  $\alpha$  粒子的能量,  $\omega$  表示余核  $^{217}\text{Fr}$  的能级密度。最后, 我们获得了每单位能量间隔内微分截面的计算公式

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_f} \sim \frac{1}{K^2 \sin^2 \theta} \left\{ \sum_{l=l_1+1}^{l_r} P(l) \left(l + \frac{1}{2}\right)^{\frac{1}{2}} e^{i[2\delta_l - (l+\frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4}]} \left(\frac{l - l_1}{l_r - l_1}\right)^{3/2} + \sum_{l=l_r+1}^{\infty} P(l) \left(l + \frac{1}{2}\right)^{\frac{1}{2}} e^{i[2\delta_l - (l+\frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4}]} \right\}^2 \quad (5)$$

其中

$$P(l) \sim \exp\left[\frac{\delta Q}{2T} - \alpha R_{\min} - \frac{1}{2}\left(\frac{E_{f0} - E_f}{\beta}\right)^2\right]$$

$$E_{f0} = E_i + Q_{\text{opt}}(l) - \frac{\beta^2}{2T}$$

$$\delta Q = Q_{gg} - Q_{\text{opt}}(l)$$

$$Q_{gg} = ^8\text{Be 在 } ^{12}\text{C 和 } ^{207}\text{Fr 中结合能之差}$$

$$T = \text{核温度}$$

$$E_i = \text{入射道动能}$$

计算时, 先用半经典方法拟合弹散实验数据来确定弹散相移  $\delta_l$ 。参数  $\beta^{[2]}$ 、 $T$  都有公式可以估算, 选定合适数值后, 剩下的唯一可调参数是  $\alpha$ 。选取  $\alpha = 3.5$ , 由(5)式计算的能谱和角分布对于四个人射能量: 73.0 MeV、70.1 MeV、67.2 MeV、64.3 MeV 都与实验结果基本相符。图 4, 图 5 就是计算的能谱和角分布与实验数据点的比较。因为理论计算给不出绝对值, 所以图中的曲线都是对实验点归一后画出来的。

## 讨 论

这个工作的结果似乎从实验上和理论上均证实了 73 MeV 和稍低的轰击能量下  $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$  反应发射  $\alpha$  的机制主要是  $^8\text{Be}$  的表面转移到靶中, 这与法国奥赛 R. Bimbot<sup>[2]</sup> 等分析反应生成的反冲余核子体  $^{211}\text{At}$  的能谱和角分布所得出的结论是相同的。不仅如此, 如果我们根据出射  $\alpha$  粒子的产额、能谱和角分布也可以大体估计出反冲余核子体的一些特征。结果与 R. Bimbot 等人的实际测量也是相吻合的:

(1) 如果转移  $^8\text{Be}$ , 反应生成的余核是  $^{217*}\text{Fr}$ , 在我们测定的入射能量下,  $^{217}\text{Fr}$  最有利于蒸发两个中子, 形成  $^{215}\text{Fr}$ 。  $^{215}\text{Fr}$  经过快速的  $\alpha$  衰变就形成  $^{211}\text{At}$ 。而其他生成  $^{211*}\text{At}$  的过程的几率是可以忽略的<sup>[2]</sup>。所以, 经过  $^8\text{Be}$  转移, 每出射一个  $\alpha$  粒子就对应一个余核子体  $^{211}\text{At}$ 。我们把实验测定的准弹性出射的  $\alpha$  粒子的积分截面和 R. Bimbot 等测定的  $^{211}\text{At}$  的实验截面相比<sup>[2]</sup>, 在实验误差范围内两组实验点是基本相符的(图 6)。这与本所用叠

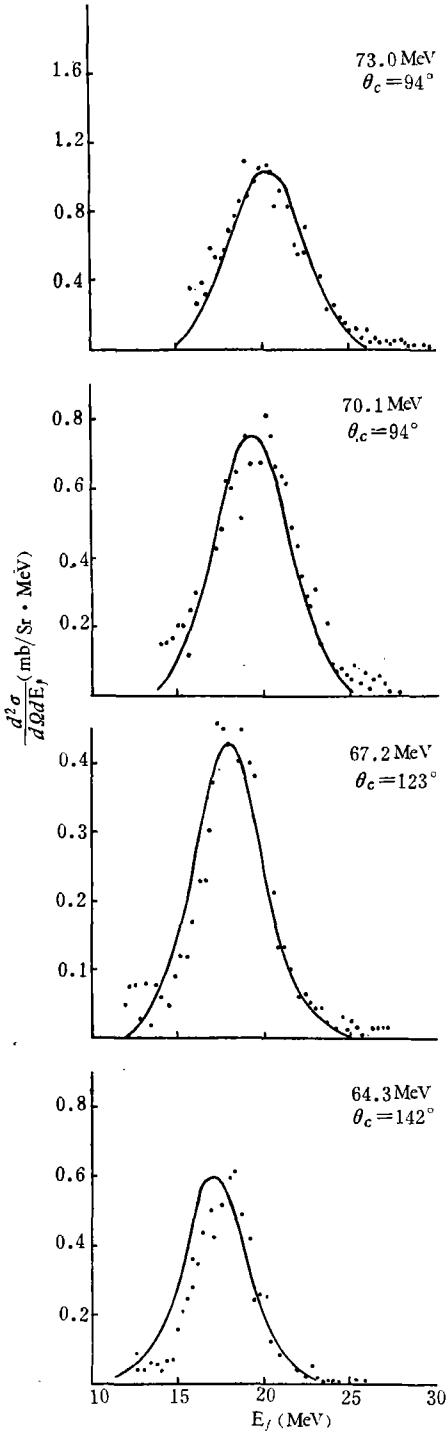


图 4  $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$  反应出射的  $\alpha$  粒子的实验能谱与理论计算曲线

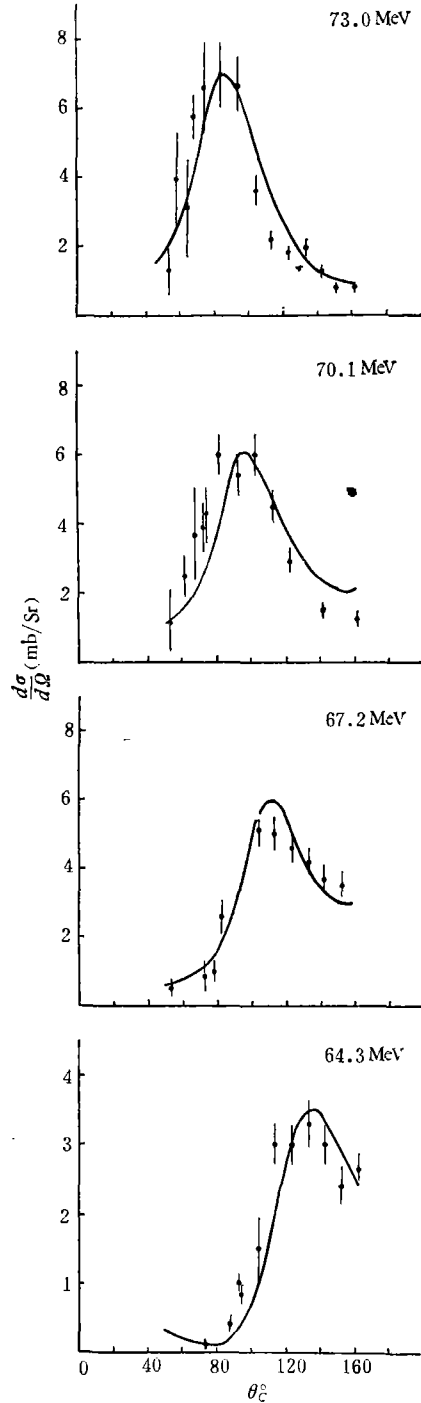


图 5  $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$  反应出射的  $\alpha$  粒子的实验角分布与理论计算曲线

层靶方法测得的  $^{211}\text{At}$  的截面也大体相符<sup>[8]</sup>。

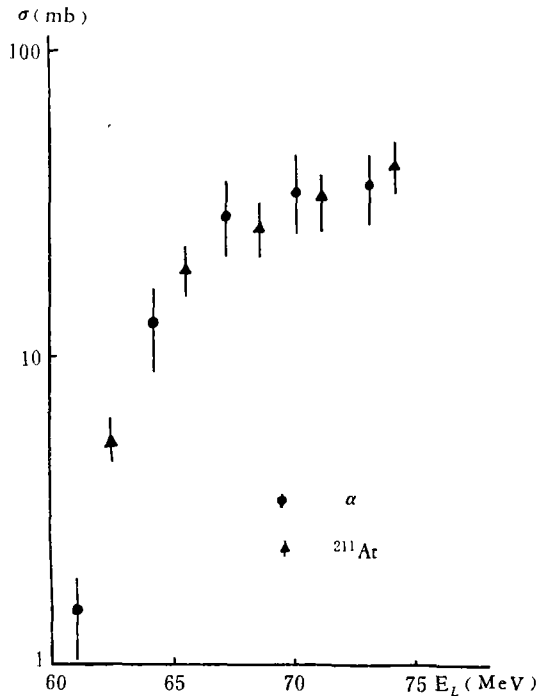


图6  $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$  准弹性出射的  $\alpha$  粒子和反冲余核子体  $^{211}\text{At}$  的实验激发曲线

(2) 此外, 根据  $\alpha$  粒子角分布的峰位和相应的能量, 按照两体反应, 作简单的运动学计算, 可以估计出反冲余核子体  $^{211}\text{At}$  的角分布峰位及相应的能量. 比如, 入射能量 73 MeV 时, 我们估计的峰位和能量分别为  $18^\circ$ 、4.0 MeV, R. Bimbot 等的实验值为  $17.5^\circ$ 、 $4.14 \pm 0.31\text{MeV}$ ; 入射能量 65.7 MeV 时, 我们内插估计的峰位和能量分别为  $12.5^\circ$ 、4.7 MeV, 实验值为  $15^\circ$ 、 $4.41 \pm 0.33\text{MeV}$ . 估计值与实验值是相近的.

当入射能量稍高于库仑位垒或接近库仑位垒时, 我们实验观察到了  $^{12}\text{C}$  轰击  $^{209}\text{Bi}$  反应中, 在擦边角附近成峰的多粒子 ( $^8\text{Be}$ ) 转移产生的  $\alpha$ . 随着入射能量增加, 擦边角变小, 逐渐变成接近  $0^\circ$  方向成峰了. 这可能是过去用较高入射能量做同类工作而未观察到擦边角成峰的多粒子转移产生的  $\alpha$  的原因.

半经典理论除了归一化因子外, 既能符合实验能谱, 又能符合实验角分布. 计算截面的绝对值需要  $^8\text{Be}$  集团在入射粒子和靶中相互作用的知识, 这是我们不知道的. 现在这个简单的理论还不能解释为什么  $^8\text{Be}$  转移几率要比  $\alpha$  转移几率大得多. 但是, 我们认为, 这个理论可作为进一步研究的基础.

### 参 考 资 料

- [1] H. C. Britt and A. R. Quiton, *Phys. Rev.*, **124** (1961), 877.
- [2] R. Bimbot, D. Gavdes and M. F. Riret, *Nucl. Phys.*, **A189** (1972), 193.
- [3] Y. Le. Beyec, M. Lefort and M. Sarda, *Nucl. Phys.*, **A192** (1972), 405.
- [4] G. Chenvert et al., *Nucl. Phys.*, **A122** (1968), 481.



- [ 5 ] C. Y. Wong, *Phys. Rev. Lett.*, **31** (1973), 766.  
[ 6 ] B. N. Kalinkin and J. Grabowski, Proceedings of Third Conference on Reactions between Complex Nuclei (1963), 129.  
[ 7 ] D. M. Brink, *Phys. Lett.*, **40B** (1972), 37; N. A. Weiss and D. M. Brink et al., *Phys. Rep.*, **12C** (1974), No. 3.  
[ 8 ] 近代物理研究所核物理研究室, 重离子物理研究简况, 本期 65 页.

## $\alpha$ PARTICLES EMITTED IN THE REACTION OF $^{12}\text{C}$ ON $^{209}\text{Bi}$

SHEN WEN-GING XU SHU-WEI WANG DA-YAN

XIE YUAN-XIANG GUO ZHONG-YAN LI ZU-YU

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica*)

### ABSTRACT

The energy spectra and angular distributions of alpha particles emitted in the reaction of  $^{12}\text{C}$  on  $^{209}\text{Bi}$  in the energy range 61.1—73.0 MeV were observed. The  $\Delta E$ — $E$  detector system was used to separate alpha particles and other particles emitted in this reaction. The results can be interpreted in terms of the reaction mechanism, in which a  $^8\text{Be}$  cluster is transferred from the projectile to the target. Good agreement has been obtained between the cross section for the production of the direct alpha particles and that of the heavy residue  $^{217*}\text{Fr}$  which, left in the ground state after evaporation of 2 neutrons, decays into  $^{211}\text{At}$  by alpha emission. The experimental energy spectra and angular distributions have been fitted by a semi-classical formula for the differential cross section per unit solid angle and energy interval.