

# 在重离子引起的深度非弹性反应中， 中子过剩自由度的弛豫

江 栋 兴

(北 京 大 学)

D. Guerreau P. Auger J. Galin B. Gatty J. Pouthas X. Tarrago

(法国奥赛核物理研究所)

J. Girard

(法国萨克莱核研究中心)

## 摘 要

本文回顾了重离子引起的深度非弹性反应中， $N/Z$  完全弛豫的实验结果。报道了关于非常不对称反应体系  $^{40}\text{Ar}(E_{\text{质}} = 263 \text{ MeV}) + ^{238}\text{U}$ ，实验测得的反应产物之同位素分布。反应产物的鉴定是通过两个独立的飞行时间测量和两个  $(\Delta E-E)$  测量的信息相结合，进行质量和电荷的双重鉴定来实现的。

为了解释  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  以及另外四个非常不对称反应体系 ( $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ ,  $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{63}\text{Cu} + ^{232}\text{Th}$  和  $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ ) 的实验所得同位素分布，本文提出了一个简单的经典模型，计算结果与所有实验的符合是十分令人满意的。

## 一、引 言

重核间的深度非弹性反应是近十年来重离子核物理的一个非常活跃的研究领域。随着弹核和靶核相互重叠增加，核相互作用增强，入射道的相对运动能量几乎全部转换为反应体系的内部激发能和集体运动能量。由此形成的哑铃形合成体系具有高的激发能和高的角动量。它可以有两个发展趋势：或者逐渐缩小形变，并可能发射轻粒子，最后达到各自由度的完全弛豫，这就是完全熔合反应；或者增大形变，直至重新断裂成两块碎片，尽管有大的质量交换和几乎全部的动能损失，出射道仍未完全失去对入射道的记忆，这就是所谓的深度非弹性反应(通常简称为 DIR)。

在 DIR 中，重要的集体运动自由度有：中子过剩自由度  $N/Z$ 、相对运动自由度、旋转自由度和质量非对称自由度。研究它们从非平衡到平衡的弛豫过程，向人们提供了认识核物质运动变化规律的极好工具。实验表明： $N/Z$  自由度弛豫最快，其弛豫时间约  $1-2 \times 10^{-22}$  秒，而最慢的自由度是质量非对称自由度，它的弛豫时间约为  $6 \times 10^{-21}$  秒<sup>[1]</sup>。

为了研究  $N/Z$  自由度的弛豫, 从实验上则是鉴定 DIR 的产物分布. 随着核粒子鉴别技术的发展, 最近, 报道了几个反应体系的 DIR 产物分布<sup>[2-11]</sup>, 似乎给了  $N/Z$  很快达到平衡有力支持. 应该指出, 用这些体系(入射道接近对称, 质心系中入射能量  $E_{CM}$  和相互作用位垒  $V_I$  之比较高, 一般为 1.5—2) 来研究  $N/Z$  的弛豫有些不便之处. 首先, 由于鉴定的碎片是复杂退激过程的产物, 难于推得 DIR 初级产物的分布. 其次, DIR 产物的  $N/Z$  值并不显著地不同于入射道弹核和靶核的值. 本文选用入射道非常不对称的反应体系  $^{40}\text{Ar}(263\text{MeV}) + ^{238}\text{U}$ , 而且, 质心系轰击能量仅略高于相互作用位垒 ( $E_{CM}/V_I = 1.24$ ). 这时, 由于弹核和靶核的  $N/Z$  值相差甚远 (分别为 1.22 和 1.59), 达成平衡的  $N/Z$  时, 则易于判断. 而且, 因为反应产物的轻碎片将会是丰中子的, 这就有可能产生类弹核的新丰中子同位素. 另外, 轻碎片仅有很低的激发能 ( $\leq 10\text{MeV}$ ), 退激道几乎只有中子蒸发, 从而大大减小了退激过程对初级产物分布的畸变, 使得可以利用粗糙的退激过程计算.

## 二、实验装置

**1. 束流、靶和靶室** 靶室及实验装置布局如图 1 所示. 靶室直径为 1 米. 一个前级机械泵和一个抽速为 600 升/秒的涡轮式分子泵保证室内真空度好于  $3 \times 10^{-6}$  毛.

271MeV 的  $^{40}\text{Ar}^{12+}$  束由 ALICE 加速装置提供, 靶上束流斑点约  $\phi 6$  毫米. 考虑到靶不致破裂, 束流强度不超过 200nA.

靶是将  $^{238}\text{UF}_4$  真空蒸发在 400 微克/厘米<sup>2</sup> 的 Ni 箔上制成的. 其平均厚度通过称重法和  $\alpha$  活性测量来确定. 所用靶厚相应于 1.44 毫克/厘米<sup>2</sup>  $^{238}\text{U}$ . 靶面和束流方向成  $45^\circ$ , 靶中心处束流能量为 263MeV.

为提高计数率, 探测角选为比擦边角小十多度(实验室角  $60^\circ$ , 相应质心系角  $68^\circ$ ). 这时, 或许完全的动能弛豫尚未达到, 但可以相信  $N/Z$  的完全弛豫已经达到.

**2. 计数器望远镜** 确保 DIR 产物的  $Z$  和  $A$  的准确鉴定, 对本工作是十分重要的. 我们采用由  $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$  和  $E$  三个探测器组成的计数器望远镜, 以便进行  $Z$  的双重鉴定.  $\Delta E_1$  和  $\Delta E_2$  为透射型 Si(Au) 面垒探测器, 耗尽层厚度分别为 7.9 和 8.1 微米, 有效面积为 50 毫米<sup>2</sup>. 阻止型探测器  $E$  也是 Si(Au) 探测器, 耗尽层厚度为 60 微米, 足以完全阻止弹性散射的  $^{40}\text{Ar}$ . 在  $\Delta E_1$  前面加一个  $\phi 8$  毫米的光栏, 以减小薄探测器的边缘效应并提供一定的立体角 ( $0.269 \times 10^{-4}$  弧度). 为防止由于重离子轰击靶所产生的大量电子及软 X 射线进入探测器, 在望远镜前加一个约 100 高斯的永久磁铁以及在光栏上覆盖一层 88 微克/厘米<sup>2</sup> 的 Ni 箔. 最后,  $\Delta E_1$  和  $\Delta E_2$  相对于望远镜轴稍微倾斜以减小沟道效应的影响.

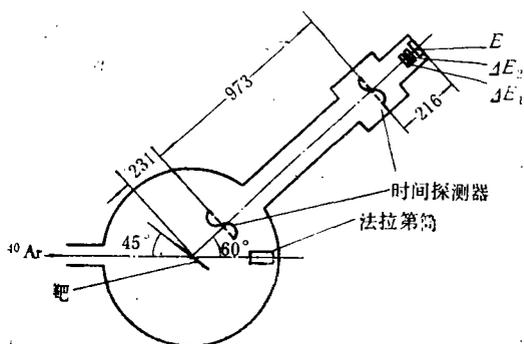


图 1 实验布局示意图

望远镜的能量刻度首先用一个射钷源 ( $E_{\alpha} = 6.05$  和  $8.79\text{MeV}$ ) 来进行, 然后再用  $60^{\circ}$  弹性散射  $^{40}\text{Ar}$  束作校对. 整个实验过程中, 能量刻度变化小于  $1\%$ .

**3. 时间探测器** 它是基于次级电子发射和倍增的所谓微沟道板探测器<sup>[12, 13]</sup>, 其基本原理如图 2 所示. 核粒子穿过碳膜产生许多次级电子, 其动能约为  $2\text{eV}$ , 经过加速栅网的作用, 能量可以达  $2\text{KeV}$  左右. 然后用一均匀磁场将其偏转  $180^{\circ}$  达到电子倍增器. 后者是一块具有大的次级电子发射系数的特制玻璃, 其几何尺寸一般为: 厚为点几至几毫米, 面积为几至几十厘米<sup>2</sup>. 上面布满直径为十几至几十微米的小孔. 当加有近千伏的加速电压时, 小孔内电场可达  $100\text{--}1000$  伏/毫米. 电子倾斜射入小孔则会不断与孔壁碰撞, 发生电子倍增. 每个小孔都是一个小的电子倍增器, 总的放大倍数除取决于加速电压外, 还与小孔的几何尺寸及数目有关, 一般可达  $10^3$  以上. 最后, 用一个  $50$  欧姆的同轴阳极收集所有这些电

子, 得到足够大的电脉冲, 经过用快放大器, 常份额定时等常规电子仪器对它进行处理后, 则可得到核粒子穿过碳膜的时间信息.

图 3 是所用这种时间探测器的结构示意图. 核粒子穿过  $30$  微克/厘米<sup>2</sup> 碳膜后, 从前两个方向发射次级电子, 经过前后加速 Ni 网作用后, 在强度为  $75$  高斯的均匀磁场中偏转  $180^{\circ}$  后分别达到由两块微沟道板叠在一起形成的电子倍增器上, 放大倍数可达  $10^6$ .

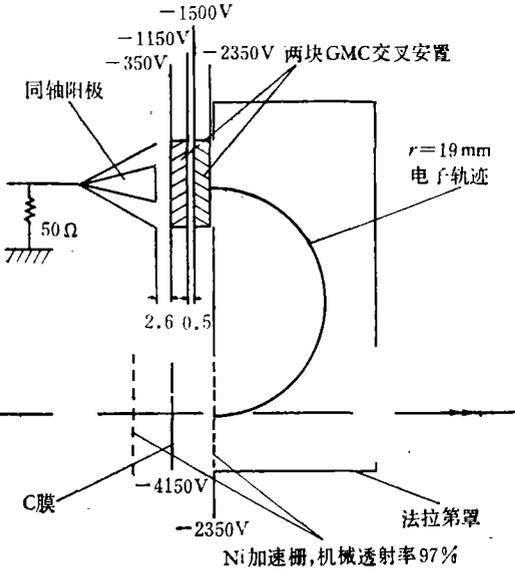


图 2 微沟道板探测器原理图

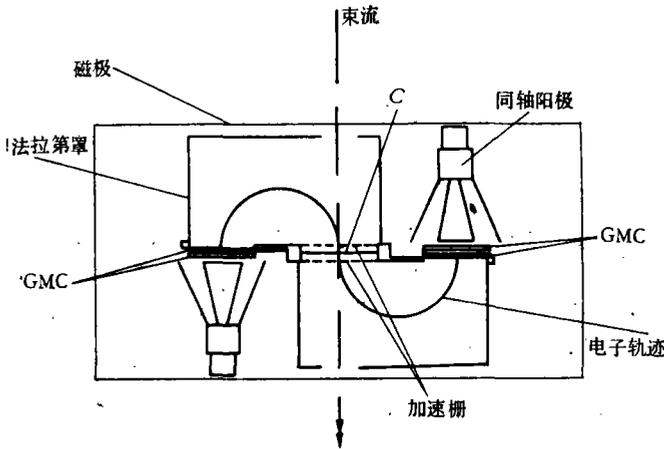


图 3 微沟道板探测器结构示意图

于是, 每当一个核粒子经过碳膜时就会产生两个定时信号。

飞行时间的测量是用两个相距 97.3 厘米的微沟道板探测器完成的。第一个探测器所得定时信号经过适当延迟后作为时幅转换器 (CTA) 的停止信号, 第二个探测器的定时信号则作为 CTA 的起始信号, 进行这种颠倒是为了减少 CTA 的死时间。时间刻度是引进不同的延迟时间, 得到相应的 CTA 输出信号的幅度, 从而得到时-幅转换斜率。

用这个装置, 对一个核粒子可以同时测得三个飞行时间  $T_{13}$ ,  $T_{14}$  和  $T_{24}$ 。其中  $T_{13}$  和  $T_{24}$  是彼此独立的, 用它们可以得到两个相应的独立的质量鉴定。

用  $^{40}\text{Ar}$  在  $^{197}\text{Au}$  靶上  $60^\circ$  弹性散射  $^{40}\text{Ar}$  束 ( $E = 202\text{MeV}$ ), 得到整个系统时间分辨率为 310 微微秒, 其中微沟道板探测器的固有分辨率为 160 微微秒, 而能量探测器由于具有一定的能量分辨率 (1.7%) 对时间测量的贡献为 266 微微秒。

**4. 电子学系统** 方框图见图 4。从  $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$  和  $E$  道的主放大器输出双向脉冲, 经过常份额定时单道 (SCA) 得到快的负信号, 一并输入“带有记忆的多用途快符合装置” (简称为 CALI)<sup>[4]</sup>, 后者根据选择的物理要求对事件进行挑选, 只有符合物理要求时, CALI 才给出分析命令打开六个线性道的门, 让相应信号通过到各自的数字模拟转换器 (ADC)。最后, 连同 CALI 的一些“标志”编码信号记录在磁带上。

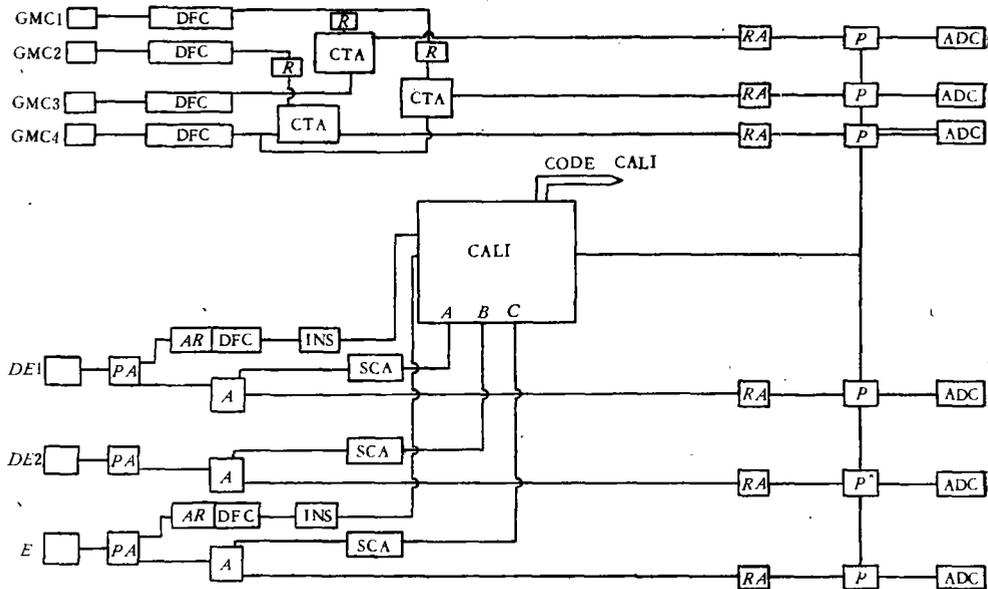


图 4 电子学系统

PA 电荷前置放大器 A 主放大器 RA 延迟放大器 P 线性门 AR 快放大器 DFC 常份额定时甄别器 INS 脉冲堆积监督器 R 延迟 CTA 时幅转换器 SCA 常份额定时单道分析器 ADC 模拟-数字转换器 CALI 带记忆的多用途快符合装置 CODE CALI CALI 输出编码

为了监督实验的进行情况, PDP-11/05 直接从磁带上读出记录的数据, 并经过在线处理后将结果显示在四个 4096 多道上。

### 三、反应产物的鉴别及核素分布

**1. Z 鉴定** 根据关于核粒子在吸收介质里的能量损失率的 Bethe 公式, 在一级近

似下,得到  $dE/dx = KZ^2/v^2$ , 于是  $\Delta E \cdot E = K'AZ^2$ . 这里  $K$  和  $K'$  只与吸收介质有关, 对于固定的吸收介质是常数.  $A$  和  $Z$  分别代表核粒子的质量数和原子序数,  $\Delta E$  是穿过透射探测器的能量损失,  $E$  为核粒子的总能量. 可见, 当我们审查各种核粒子在  $\Delta E$ - $E$  平面的分布时, 可以发现一系列抛物线. 用以下表达式来拟合两个相邻  $Z$  值的抛物线“谷”.  $\Delta E = aE^2 + bE + c$ ,  $a$ ,  $b$  和  $c$  是  $Z$  的函数. 通过很强的弹性散射峰容易辨认相应于弹核粒子区域的  $Z$  值, 从而依次决定处于不同区域的核粒子的  $Z$  值. 图 5 是  $\Delta E_1 - (\Delta E_1 + \Delta E_2 + E)$  平面内反应产物的分布图, 这是以等对数差为标尺的等高线图. 可以看到, 由于核粒子穿过薄探测器的沟道效应所产生的噪声,  $Z$  的分辨率是比较差的. 为了消除噪声, 改善  $Z$  分辨率, 我们采用  $Z$  的双重鉴定方法, 即从  $\Delta E_1 - (\Delta E_1 + \Delta E_2 + E)$  和  $\Delta E_2 - (\Delta E_2 + E)$  两张分布图上, 对同一事件可以得到两个  $Z$  值, 给予这两个  $Z$  值的差以一定的限制, 在限制范围内, 认为  $Z$  鉴定是正确的, 留下这些事件继续作其他鉴定; 反之, 则将这事件当作噪声去除掉.

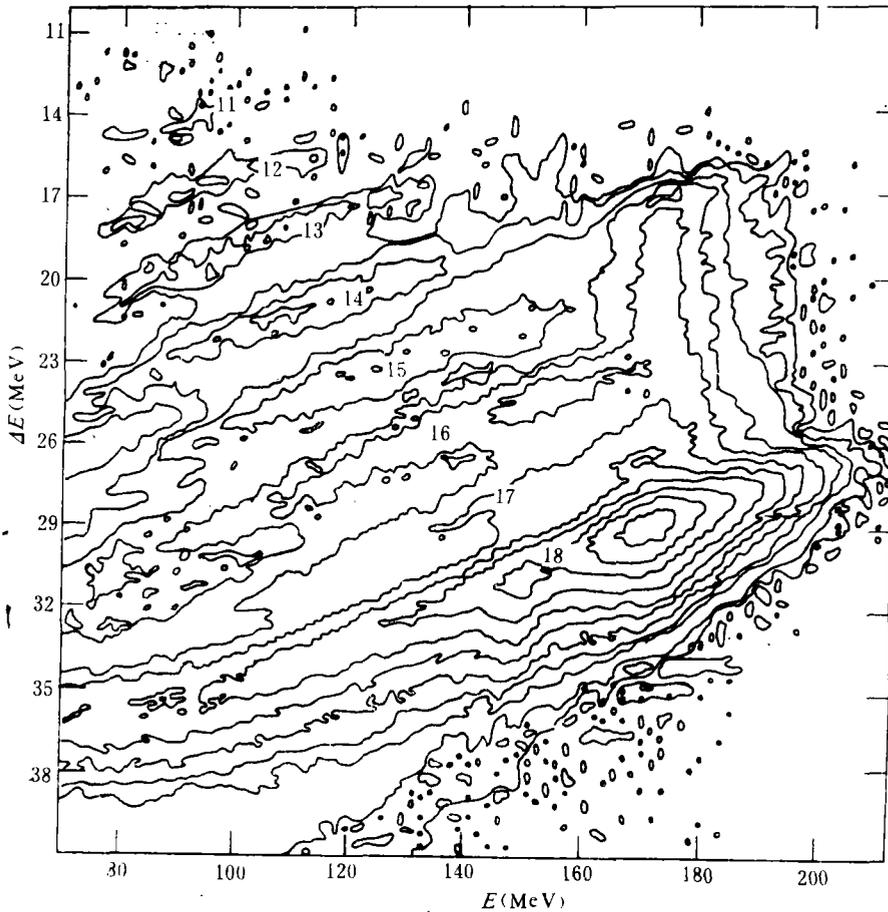


图 5  $^{40}\text{Ar}(263\text{MeV}) + ^{238}\text{U}$  反应产物在  $\Delta E_1 - (\Delta E_1 + \Delta E_2 + E)$  平面的分布

为此, 相应于  $\Delta E_x$ , 鉴定  $Z$  值的分数值  $C_z$  定义为  $C_z = Z - 0.5 + (\Delta E_x - \Delta E) / (\Delta E' - \Delta E)$ , 其中  $\Delta E' = a'E^2 + b'E + c'$  ( $Z$  和  $Z + 1$  的分界谷),  $\Delta E = aE^2 +$

$bE+c$  ( $Z$  和  $Z-1$  的分界谷). 于是, 对同一事件, 从两张分布图可得到  $C_Z$  和  $C'_Z$ . 我们规定当  $|C_Z - C'_Z| \geq 0.4$  时, 将该事件去除. 图 6 是经过  $Z$  值双重鉴定后的事件分布图.

**2. 质量数  $A$  的鉴定** 在非相对论性情形, 核粒子的质量数  $A$  与其能量、飞行距离和飞行时间的关系为:

$$A = (t(\text{毫微秒})/l(\text{厘米}))^2 E(\text{MeV})/0.522.$$

首先, 在测定核粒子的能量之前, 由于穿过碳膜和 Ni 箔会损失一部分能量, 用 Northcliffe 阻止本领表对测得的核粒子能量进行校正.

其次, 公式中的  $t$  和实验测得的  $T$  的关系为  $t = T - t_0$ ,  $t_0$  包括人为引入的和电子学线路本身产生的时间延迟. 为求得  $t_0$ , 从产物中, 100—200 MeV 能区的  $^{40}\text{Ar}$  在  $T-E$  内的

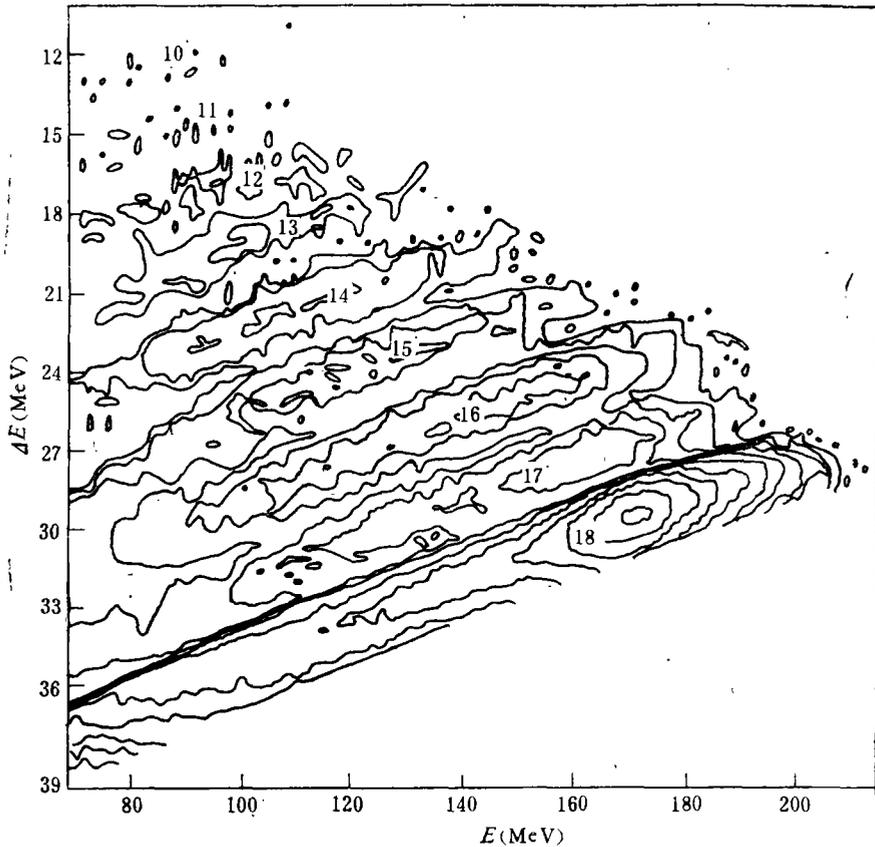


图 6 经过  $Z$  双重鉴定后, 产物在  $\Delta E_1 - (\Delta E_1 + \Delta E_2 + E)$  平面内的分布

分布图, 对每个  $E$  和  $T$  值, 有  $t_0 = T - \sqrt{\frac{0.522A}{E}} l$ , 结果发现  $t_0$  随  $E$  而变化, 其变化幅度约 200 微微秒, 这或许是因为能量校正所致. 的确, 特别在低能区, 用 Northcliffe 表的误差是较大的. 从  $T_{13}$  和  $T_{24}$  得到相应  $t_0 = f(E)$ , 进而得到  $t_{13}$  和  $t_{24}$  及相应的质量数鉴定值  $A$  和  $A'$ , 同样规定  $|A - A'| \geq 0.4$  时, 视作噪声去除. 除此之外, 附加的筛选条件还有: 其一, 根据 DIR 产物的平均动能应近似等于合成体系断裂时的库仑能, 对给定  $Z$  的产物, 限定一能量范围, 在此范围之外的事件被去除. 其二, 微沟道板探测器的固有分辨时

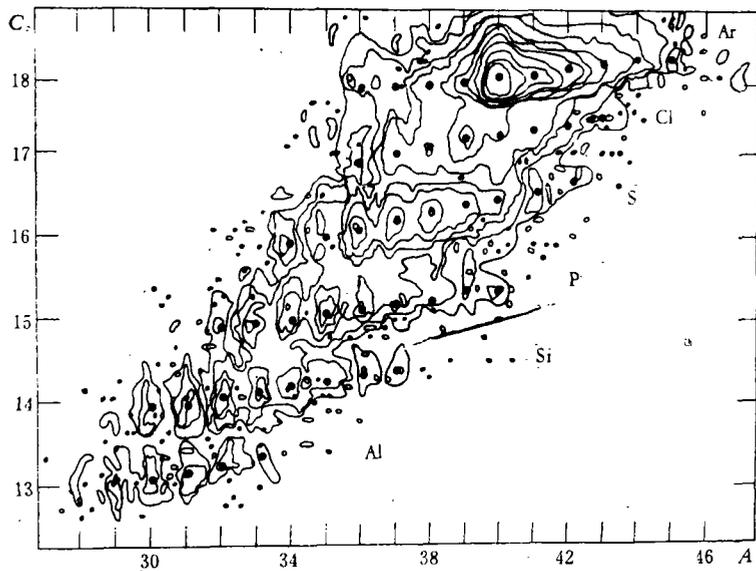


图7 经过各种筛选后,产物在  $-C_z \frac{A+A'}{2}$  平面内分布图

间  $T_{34}$  或  $T_{12}$  应与  $E$  无关,所有“好”事件应在  $T_{34}$  (或  $T_{12}$ )- $E$  平面内分布在一条平行于  $E$  轴的直线周围,考虑到微沟道板探测器的固有分辨率为 160 微微秒.选择分布在“好”事件分布直线周围  $\pm 350$  微微秒范围的事件,超出此范围之外的所有事件被去除.

图7是经过所有筛选后剩下的“好”事件在  $C_z - \frac{A+A'}{2}$  平面内的分布等高线图.图中  $C_z$  和  $\frac{A+A'}{2}$

的标尺都是 0.1,图中黑点在  $(A+A')/2$  轴上位于相应的整数值;在  $C_z$  轴上的位置则相应于相同  $A$  的  $C_z$  平均值.从图清楚看到:对给定  $Z$ ,  $C_z$  的平均值随  $A$  增加而线性增加,这与  $\Delta E = K'AZ^2$  关系相符.在由黑点组成的直线两边存在有与之平行的

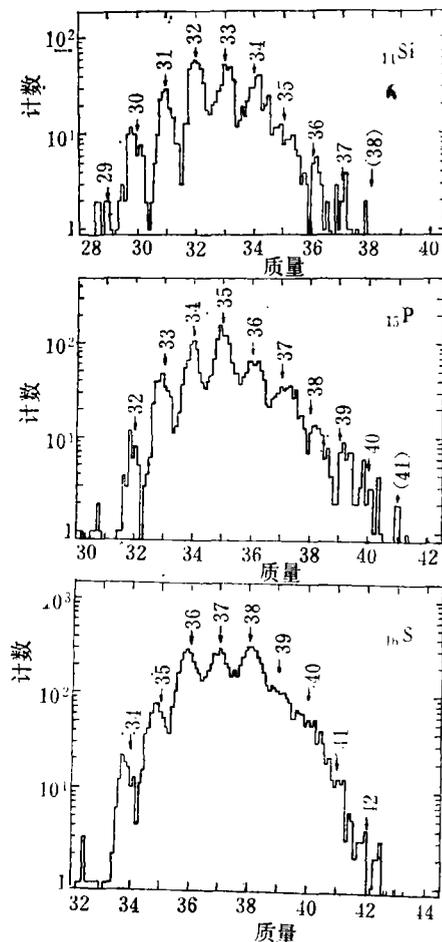


图8  $^{40}\text{Ar}(263\text{MeV}) + ^{238}\text{U}$  深度非弹性反应产物 Si, P 和 S 的同位素分布 ( $\theta = 60^\circ$ )

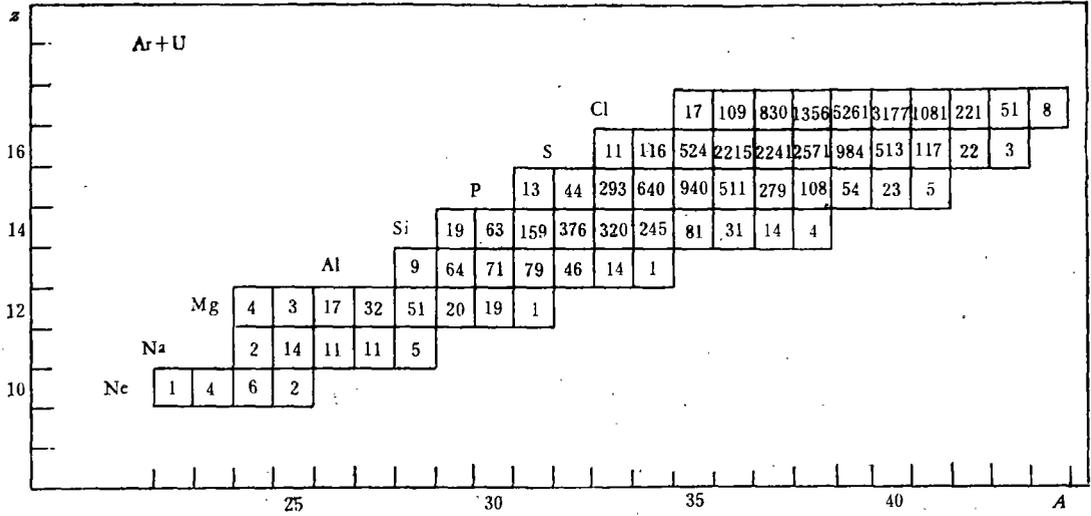


图9 在  $^{40}\text{Ar}(263\text{MeV}) + ^{238}\text{U}$  反应中, 在  $\theta = 60^\circ$  测得的 DIR 产物的核素产额分布

“谷”, 我们把所有处于两相邻“谷”间的事件都归于相同的整数  $Z$  值, 它们在质量轴上的投影就是元素  $Z$  的同位素分布, 图 8 就是这样得到的 Si, P 和 S 的同位素分布. 图 9 则是在  $60^\circ$  测得的 DIR 产物的核素产额分布.

从图 7、8 和 9 都可清楚看到有  $^{37}\text{Si}$ ,  $^{40}\text{P}$ ,  $^{41}\text{S}$  和  $^{42}\text{S}$  四个新的丰中子核存在<sup>[7]</sup>.

#### 四、理论分析

为了从理论上考虑上面所得的同位素和同质素分布, 我们建议一个十分简单的经典模型. 基本思想是:  $N/Z$  的完全弛豫比质量非对称自由度的弛豫快得多, 即在弹核和靶核间交换核子过程的每一步, 亦即对于任何质量非对称性,  $N/Z$  自由度都有充足的时间来达到平衡. 更具体讲, 理论分析基于以下三个假设: (i) 在 DIR 中, 对于给定  $A_1$ ,  $Z$  的分布由合成体系的总位能来决定, 其最可几值  $\langle Z \rangle$ , 相应于总位能  $V(A_1, Z)$  的最小值. (ii) 在 DIR 中, 质量非对称自由度远未达到平衡. 在弹核和靶核组成的合成体系重新断裂之前, 核子在它们之间进行扩散. (iii) 在考虑初级产物的退激过程时, 只考虑中子蒸发.

**1. 合成体系的位能和同质素分布** 假定合成体系的形状近似为相接触的两个球形液滴, 于是, 体系的总位能为:

$$V(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = V_{LD}(Z_1 A_1) + V_{LD}(Z_2 A_2) + V_I + V_{ROT} - V_{EC},$$

$Z_1 A_1, Z_2 A_2$  分别为每个液滴的电荷数和质量数,  $V_{LD}$  代表它们的液滴能,  $V_I$  是两个液滴间的相互作用位能 (对  $S$  分波),  $V_{ROT}$  是合成体系的旋转位能,  $V_{EC}$  是入射道的总位能. 可见当出射道和入射道相同时, 体系的位能归一化为零. DIR 为两体过程, 对于给定的合成体系,  $V(A_1 Z_1, A_2 Z_2)$  则仅是某一碎片的质量数和电荷数的函数  $V(Z_1 A_1)$ . 在计算  $V_{LD}$  时, 所需参数为 Myers 和 Swiatecki 给出<sup>[5]</sup>.

由于切向摩擦力作用, 入射道的轨道角动量转换成反应产物的自旋角动量和合成体

系的转动角动量。在“粘合”模型的假设下,出射道的轨道角动量为

$$\langle l_i \rangle = \langle l_i \rangle \frac{\mu R^2}{\mu R^2 + \frac{2}{5} M_1 R_1^2 + \frac{2}{5} M_2 R_2^2},$$

$R$  为两碎片的质心间的距离,  $\mu$  为折合质量,  $R_1$  和  $R_2$  为每个碎片的半径,  $\langle l_i \rangle$  为入射道轨道角动量的平均值。

$$\langle l_i \rangle = [(l_{\max}^2 + l_{cr}^2)/2]^{\frac{1}{2}},$$

$l_{\max}$  和  $l_{cr}$  分别为擦边角动量和产生完全熔合反应的临界角动量,  $l_{cr}$  利用临界距离的概念来计算<sup>[16]</sup>。

由于在 DIR 中,出射道碎片 ( $Z_1 A_1$ ) 的动能  $E_1$  等于断点处库仑能和离心能之和

$$E_1 = V_c + E_l = \frac{A_2}{A_1 + A_2} \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} + \frac{l_i(l_i + 1)\hbar^2}{2\mu R} \right).$$

取  $R = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + d$ ,  $r_0 = 1.225$  费米,  $d$  为可调参数,调节  $d$  的值来符合实验所测得的  $E_1 = f(A_1)$ 。得到  $d = 4 \pm 0.5$  费米。可见,参数  $d$  在一定程度上也考虑了合成体系在断点的形变。另外,在计算液滴间的相互作用位能时,我们用  $V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$  代替  $V_l$ ,因而参数  $d$  也包括了核相互作用的影响。

利用  $V(Z_1 A_1)$ , 在  $N/Z$  达到平衡的假设下,对于给定质量数  $A_1$  的同质素分布  $P(A_1 Z)$  应服从玻尔兹曼分布:

$$P(A_1 Z) \propto e^{-V(A_1 Z)/T_0}$$

这里,核温度  $T_0$  和激发能  $E^*$  的关系为  $E^* = AT_0^2/8$ ,  $A = A_1 + A_2$ 。图 10 表示  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$  体系, DIR 产物  $A_1 = 27-37$  的同质素分布,理论和实验的比较。分布的形状和宽度都

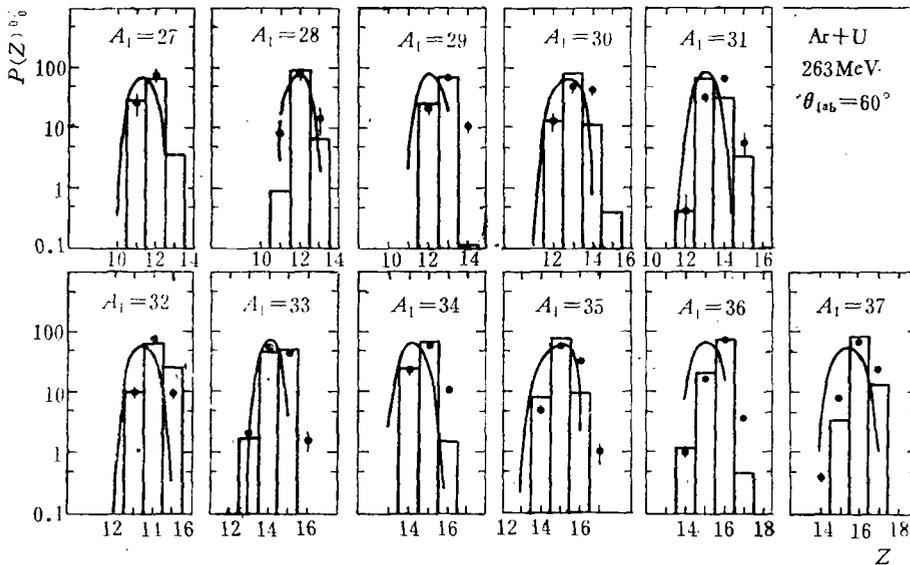


图 10  $^{40}\text{Ar}(263\text{MeV}) + ^{238}\text{U}$ ,  $\theta_L = 60^\circ$  DIR 产物  $A_1 = 27-37$  的同质素分布  
 $\circ$ ——实验点;——(光滑曲线)初级产物分布;——(阶梯形折线)次级产物的分布

符合得不错, 由于没有考虑退激过程, 计算分布的峰值稍低于实验所得结果, 考虑到中子蒸发后, 符合是令人满意的。

**2. 沿质量非对称自由度的扩散** W. Nörenberg 的输运理论已用来描述 DIR 产物的质量分布随时间的变化<sup>[17, 18]</sup>。在扩散系数  $D_A$  和漂移速度  $V_A$  不随质量非对称自由度变化时, 质量分布  $P(A_1)$  可表示为:

$$P(A_1) = (4\pi D_A t_R)^{-\frac{1}{2}} \exp[-(A_1 - A_P - V_A t_R)^2 / 4D_A t_R].$$

这里  $A_P$  是弹核质量数,  $t_R$  为合成体系的寿命。  $t_R$  与探测角  $\theta$ , 擦边角  $\theta_{gr}$  以及“粘合”模型下合成体系的角速度  $\omega$  间有如下关系:

$$t_R \approx (\theta_{gr} - \theta) / \omega.$$

$V_A$  和  $D_A$  从参考文献[18]给出的解析式计算得到。它们与从实验推得的数值相比, 有时可相差两倍之多。但正如后面讨论中指出的那样, 计算的同位素分布对  $V_A$  和  $D_A$  并不灵敏, 尽管  $P(A_1)$  变化很大。所以, 在计算中都用  $V_A$  和  $D_A$  的计算值。

于是, 在 DIR 的初级产物中, 出现碎片 ( $Z_1 A_1$ ) 的几率为:

$$\mathcal{P}(Z_1 A_1) = \frac{P(Z_1 A_1)}{\sum_Z P(Z_1 A_1)} P(A_1).$$

**3. 初级产物的退激** 由于低的轰击能量, 合成体系的总激发能不超过 60MeV。实验已经证明在 DIR 中两碎片已达到热平衡<sup>[19-21]</sup>, 亦即具有相同的核温度, 所以, 轻碎片的平均激发能不会超过 10MeV。加之轻碎片都是丰中子核, 它们退激时, 荷电粒子的发射可以忽略, 而只需考虑中子蒸发。

我们假设对于给定元素, 所有同位素的初始动能分布是相同的, 而且由于它的最缺中子同位素仅有  $\gamma$  退激, 从其他同位素通过中子蒸发产生这种同位素的几率又可忽略, 故可认为它的初始动能分布亦就是实验测得的动能谱。所以, 我们用它的能谱来代替该元素的所有同位素的初始动能分布。

将初始动能分布转换到质心系, 进一步转换成激发能分布, 据此进行十分简单的中子蒸发计算: 取 1, 2 或 3 个中子的结合能<sup>[22]</sup>作为发射 1, 2 或 3 个中子的阈能, 不考虑任何竞争过程, 只要发射第  $i$  个中子的阈能一达到, 则认为蒸发第  $i$  个中子的几率就等于 1。最后将通过中子蒸发而得到某种同位素的几率加起来, 则得到退激后的最终产物分布。

**4. 计算结果和讨论** 下表列出了所考虑反应体系入射道的特性和所用输运系数。

反应体系	$E$ (MeV)	$E_{CM}/V_1$	$\langle i \rangle$	$t_R$ ( $10^{-22}$ 秒)	$D_A$ ( $10^{22}$ amU <sup>2</sup> · 秒 <sup>-1</sup> )	$V_A$ ( $10^{22}$ amU <sup>2</sup> · 秒 <sup>-1</sup> )	参考文献
<sup>40</sup> Ar + <sup>197</sup> Au	217	1.13	68	11.8	3.8	1.5	[24]
<sup>40</sup> Ar + <sup>232</sup> Th	295	1.42	134	7.5	3.9	1.6	[25]
<sup>40</sup> Ar + <sup>238</sup> U	263	1.24	106	2.8	3.9	2.0	本工作
<sup>32</sup> S + <sup>238</sup> U	241	1.33	99	1.8	3.6	1.5	[26]
<sup>63</sup> Cu + <sup>197</sup> Au	445	1.34	178	10.3	4.5	1.0	[23]

图 11—15 给出对于这五个体系, 实验同位素分布(带误差的点)和理论计算的同位素

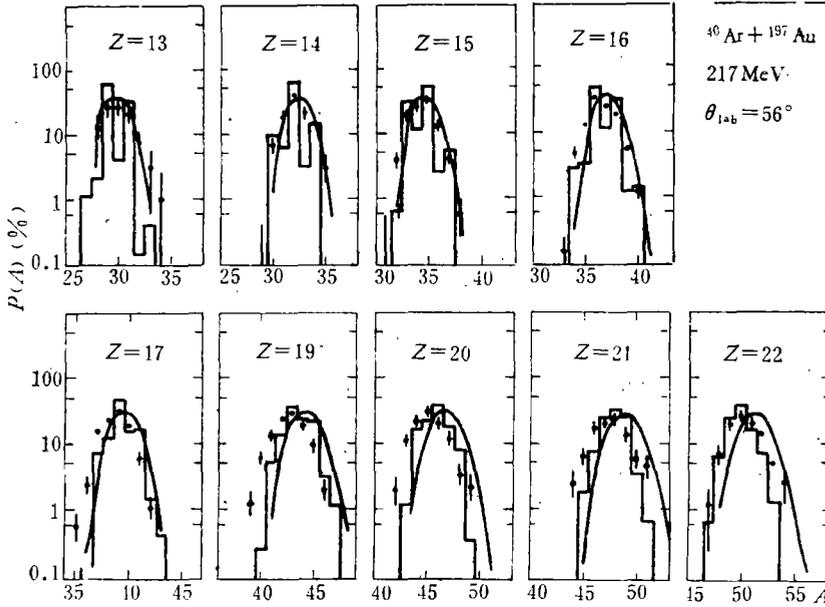


图 11  $^{40}\text{Ar}(217\text{MeV}) + ^{197}\text{Au}$  DIR 产物  $Z = 13-22$  的同位素分布<sup>[81]</sup>(符号与图 10 相同)

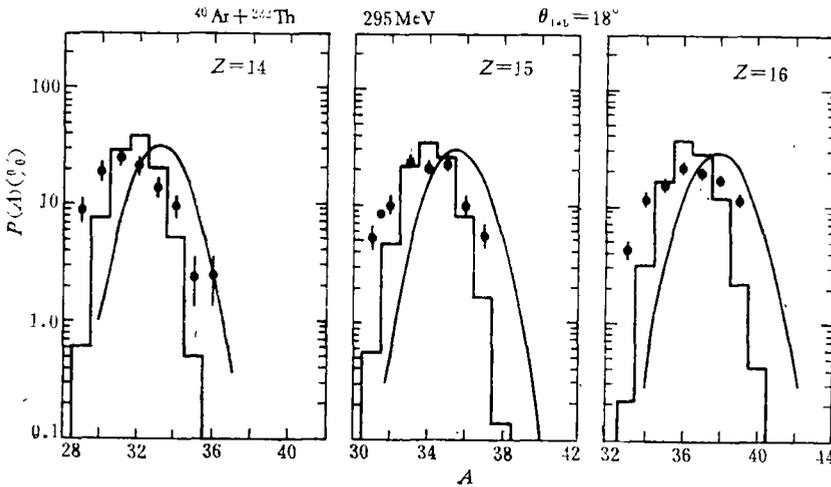


图 12  $^{40}\text{Ar}(295\text{MeV}) + ^{232}\text{Th}$  DIR 产物  $Z = 14, 15$  和  $16$  的同位素分布(符号与图 10 相同)

分布。大体看来,符合是相当好的。除了两个体系外,分布的峰位及半宽度都很符合。对  $S + U$  体系,只对  $Z \leq 12$  的同位素分布才符合得好,而对  $Z \geq 13$  的分布,计算与实验结果有明显差别,可能的解释是擦边角太接近探测角,作用时间太短,  $N/Z$  尚未完全达到平衡。的确,从反应产物的能谱看反映有大量准弹性迁移反应产物的混杂。对  $\text{Ar} + \text{Th}$  体系,实验所得分布比模型计算的分布更宽,这很可能是由于颇高的人射能量 ( $E_{CM}/V_l = 1.42$ ) 致使有荷电粒子的蒸发,这是在退激过程的计算中所未加考虑的。

在更仔细讨论计算结果之前,看看模型参数对计算结果的影响是有益的。为此,我们依次改变四个模型参数计算  $\text{Ar} + \text{U}$  体系  $Z = 16$  同位素分布。图 16 给出  $V_A, D_{AR}$  和  $d$

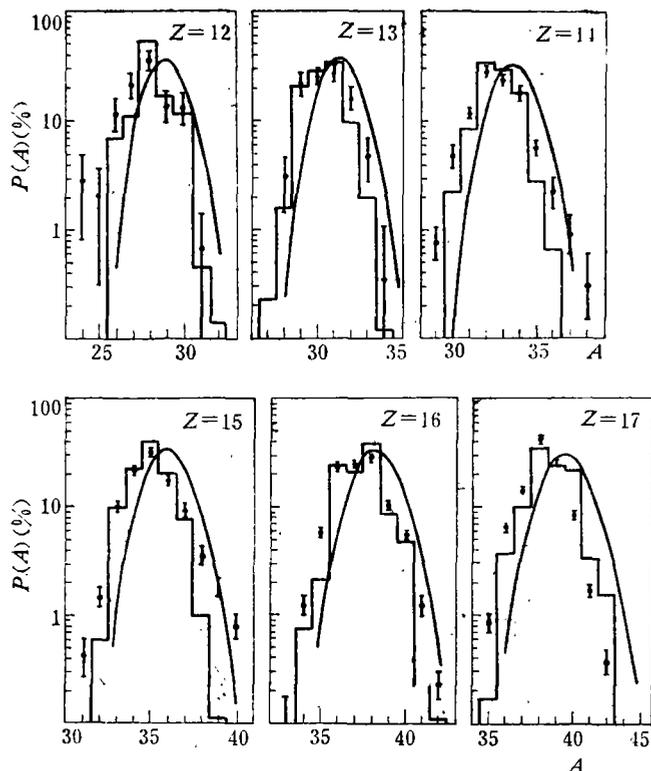


图 13  $^{40}\text{Ar}(263\text{MeV}) + ^{238}\text{U}$  DIR 产物  $Z = 12-17$  的同位素分布(符号如图 10)

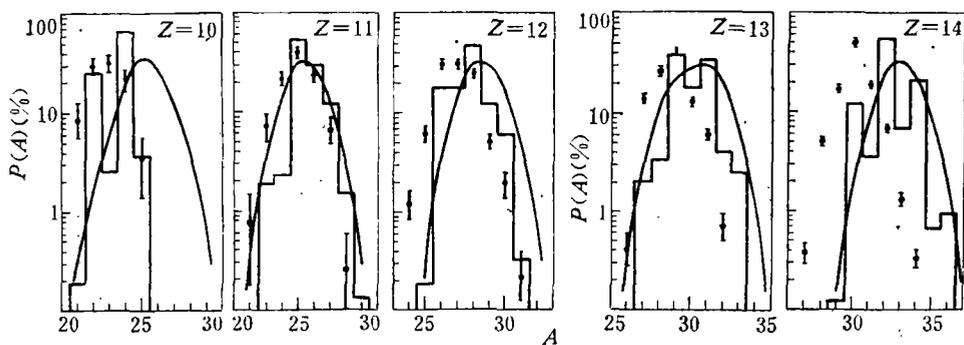


图 14  $^{32}\text{S}(241\text{MeV}) + ^{238}\text{U}$   $\theta = 60^\circ$  探测的 DIR 产物  $Z = 10-14$  的同位素分布(符号如图 10)

变化对计算结果的影响。入射道平均轨道角动量  $\langle l_i \rangle$  的影响没有列出, 因为  $\langle l_i \rangle$  分别等于  $l_{\max}$  和  $l_{cr}$  时, 计算所得分布的峰位没有明显改变, 半宽度的变化也小于  $0.2(a \text{ m U})$ 。从图 16(a), (b) 看到输运系数对同位素分布计算影响很小, 虽然它们对产物的质量分布有很大影响。的确, 即使  $V_A$  或  $D_{A,R}$  改变三倍, 计算的同位素分布仍然不变。但是, 对于极端情形即认为质量非对称自由度也达到平衡时, 计算的同位素分布将有  $2a \text{ m U}$  的偏

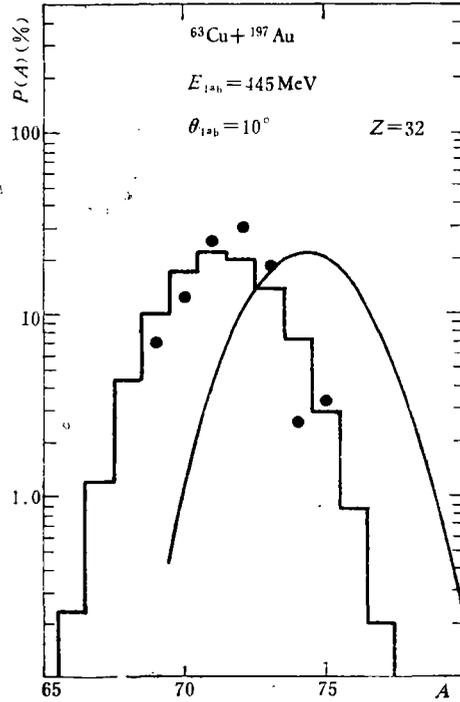


图 15  $^{63}\text{Cu}(445\text{MeV}) + ^{197}\text{Au}$  DIR 产物  $Z = 32$  同位素分布(符号如图 10)

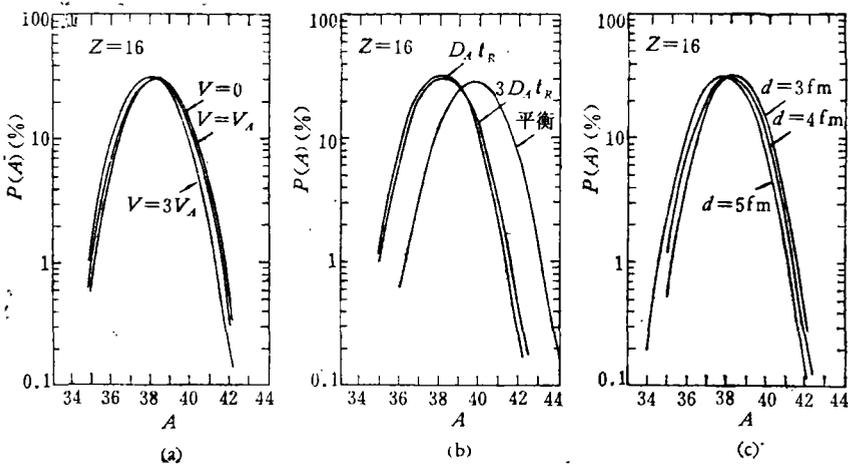


图 16  $V_A$ ,  $D_A t_R$  和  $d$  模型参数对计算结果的影响

离。这说明质量非对称自由度远未达到平衡。虽然参数  $d$  是从拟合实验能谱得到的, 检查它对计算的影响仍然是有意义的。从图 16(c) 看到, 当  $d$  改变 25% (即 1 费米) 时, 同位素分布的峰位移动小于  $0.5a_m U$ , 而半宽度几乎不变。总之, 在我们的计算模型中, 同位素分布的峰位及半宽度对所取模型参数在合理的范围内变动都不灵敏。

现在, 我们再来讨论图 11—15。首先, 关于退激过程对同位素分布宽度的影响, 对所

考虑的五个体系, 无论中子蒸发数目多少 (1—3 个), 分布的半宽度都没有明显的展宽. 实验所得分布的半宽度就是初始产物同位素分布的半宽度. 这和过去研究的  $^{40}\text{Ar}(280\text{MeV}) + ^{58}\text{Ni}$  体系所得结果十分不同. Barette 等人<sup>[6]</sup>对这体系计算结果表明: 由于退激过程的展宽效应十分明显, 甚至可使同位素分布半宽度增加一倍!

其次, 关于奇偶性的影响. 在位能和扩散过程的计算中, 没有考虑对效应或壳效应, 所得初级产物同位素分布当然是光滑曲线. 在中子蒸发计算中, 所用中子结合能包含了对应效应和壳效应, 次级产物的同位素分布不再是光滑曲线. 当蒸发中子的平均数很小时, 这种影响特别明显 (如  $\text{Ar} + \text{Au}$  反应  $Z = 13, 14$  的同位素分布). 事实上, 激发能很低时,  $n-\gamma$  间的竞争应该考虑. 当蒸发中子平均数较大时, 这种影响几乎完全消失. 一般讲, 实验分布不存在明显的奇偶效应. 然而, 从  $\text{Ar} + \text{U}$  体系却观察有弱的奇偶效应, 而且为模型计算所符合.

最后, 必须指出: 理论计算结果只很好地符合了比峰值低一个量级的同位素分布部分. 对几率更低的部分, 实验结果明显的更宽些. 因为我们的目的只是为了考虑 DIR 产物分布的主要特性, 理论分析中并未给那些稀少事件 (其几率比峰值小 2—3 个量级) 予足够的注意力.

## 五、结 论

为了检验在 DIR 中  $N/Z$  完全弛豫的假设, 测量产物的同位素分布十分重要. 选用入射道非常不对称的体系,  $N/Z$  达到平衡前需要交换更多的核子, 从而对这个假设将是更严格的检验. 选用小的  $E_{\text{cm}}/V_i$  值, 退激过程的影响变得极小.

应用基于液滴模型的经典位能计算、结合扩散模型以及对退激过程进行简单考虑的计算模型, 对于所考虑五个反应体系, DIR 产物同位素分布的峰位和半宽度都为计算结果再现. 虽然计算模型不能定量预言新丰中子核产生的几率, 重要的是: 本文给出的所有实验结果以及它们与简单计算模型间的很好符合有力地支持了关于在 DIR 中  $N/Z$  自由度最快达到平衡的假设.

## 参 考 文 献

- [1] L. G. Moretto et al., Int. Conf. on Nucl. interaction, Australia (1978), Int. Report LBL, 7757.
- [2] J. Galin et al., *Z. Physik*, **A278**(1976), 347.
- [3] B. Gatty et al., *Nucl. Phys.*, **A253**(1975), 511.
- [4] B. Gatty et al., *Z. Physik*, **A273**(1975), 65.
- [5] S. Agarwal et al., *Nucl. Phys.*, **A293**(1977), 230.
- [6] J. Barette et al., *Nucl. Phys.*, **A299**(1978), 147.
- [7] P. Auger et al., *Z. Physik*, **A289**(1979), 255.
- [8] J. Galin et al., *Z. Physik*, **A283**(1977), 173.
- [9] J. Tassan-Got. Thèse 3<sup>ème</sup> Cycle ORSAY, (1977).
- [10] J. C. Jacmart et al., *Nucl. Phys.*, **A242**(1975), 175.
- [11] J. V. Kratz et al., *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 984.
- [12] A. M. Zebelman et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **141**(1977), 439.
- [13] J. Girard, "DéTECTEURS de temps zéro utilisant de G. M. C" journée d'études, Saclay 14—18 Mars (1977).

- [14] J. Pouthas, Nucl. Instr. and Meth., **135**(1976), 187.
- [15] W. D. Myers et al., Nucl. Phys., **81**(1966), 1.
- [16] J. Galin et al., Phys. Rev., **C9**(1974), 1018.
- [17] W. Nörenberg, Proc. of the European conf. on Nucl. Phys. with heavy ions, Caen (1976).
- [18] S. Ayik et al., Z. Physik, **A279**(1976), 145.
- [19] F. Plasil et al., Phys. Rev. Lett., **40**(1978), 1164.
- [20] A. Gavron et al., Int. Rep. WIS, 78/8-ph.
- [21] B. Tamain et al., Submitted to Nucl. Phys.
- [22] W. D. Myers, Droplet Model of Atomic Nuclei. plenum (1978).
- [23] U. Brosa et al., Z. Physik, **A284**(1978), 65.
- [24] R. Babinet et al., Nucl. Phys., **A296**(1977), 160.
- [25] L. G. Moretto et al., Int. Rep. Berkeley, (1978), LBL 7732.
- [26] P. Auger, Thèse 3<sup>ème</sup> Cycle ORSAY, (1979).

## RELAXATION OF THE NEUTRON EXCESS DEGREE OF FREEDOM IN DEEP INELASTIC REACTIONS INDUCED BY HEAVY IONS

JIANG DONG-XING

(Peking University)

D. GUERREAU P. AUGER J. GALIN B. GATTY J. POUTHAS X. TARRAGO

(Institute de Physique Nucléaire, B. P. No. 1 91406-ORSAY, France)

J. GIRARD

(C. E. N. Saclay, B. P. No. 2 91190 Gif-sur-yvette, France)

### ABSTRACT

The isotopic distribution for DIR yields has been obtained for very asymmetric system  $^{40}\text{Ar}(E_{\text{lab}} = 263\text{MeV}) + ^{238}\text{U}$ . The fragment identification was done by the combination of two independent time of flight and two  $\Delta E-E$  measurements.

A simple classical model is presented to explain the experimental results for the  $N/Z$  degree of freedom. This model has also been tested for experimental results for very asymmetric systems ( $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ ,  $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{63}\text{Cu} + ^{232}\text{Th}$  and  $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ ) reported by other authors. The agreement between this classical calculation and all the experimental results appears to be satisfactory.