

# 稍高于库仑位垒的 $^{238}\text{U}$ 束 引起跟随裂变反应中的壳效应<sup>†</sup>

戴 光 曦

(中国科学院近代物理研究所)

R. 玻克, A. 郭比, S. 格拉拉, K. D. 海登勃朗特,  
J. 库兹明茨基, U. 李能, W. F. J. 米勒,  
A. 奥米, H. 斯特茨, J. 脱克

(GSI, 西德)

S. 毕扬霍姆

(NBI, 丹麦)

## 摘 要

本实验测量了 $^{238}\text{U}$ (5.4 MeV/u)轰击 $^{48}\text{Ca}$ 、 $^{45}\text{Sc}$ 靶和 $^{238}\text{U}$ (6.0 MeV/u)轰击 $^{16}\text{O}$ 、 $^{27}\text{Al}$ 、 $^{48}\text{Ca}$ 、 $^{45}\text{Sc}$ 、 $^{48}\text{Ti}$ 、 $^{56}\text{Fe}$ 、 $^{64}\text{Ni}$ 及 $^{89}\text{Y}$ 靶等10个反应系统的三体碎片符合出射道。得到了跟随裂变截面、总动能损失、碎片动能和质量分布以及碎片在第一质心与第二质心的角分布等。实验用了4片200mm×300mm的双维位敏雪崩计数器,给出了关联的空间位置信息与飞行时间。三体事件用运动学直接求解,其中识别裂变对碎片是基于该对之间相对速度为2.4cm/ns的事实。探测几何效率用蒙特卡罗模拟计算来确定。实验表明,跟随裂变源于准弹性散射,其截面 $\sigma_{s,f}$ 较大,对于 $^{27}\text{Al}$ 靶, $\sigma_{s,f}$ 为总截面的15%,而 $^{89}\text{Y}$ 靶为70%。同时发现,对于幻核靶, $\sigma_{s,f}$ 与索末费尔得参数之间有简单的线性关系。

用铀束引起的核反应中,观察到三体碎片出射道,它们是铀束与靶碰撞后的类铀核裂变,即跟随裂变或相继裂变的现象。由于在铀核区,裂变阈能很低(例如 $^{238}\text{U}$ 的为5.8 MeV),所以即使轻微的碰撞,也会产生跟随裂变,因而具有较大的裂变几率。过去对稍低于<sup>[1]</sup>或近于<sup>[2]</sup>库仑位垒下 $^{238}\text{U}$ 的跟随裂变作过裂变几率测量,并和纯库仑裂变理论进行了比较。对7.5 MeV/u的 $^{238}\text{U}$ 轰击 $^{58}\text{Ni}$ 和 $^{90}\text{Zr}$ 靶<sup>[3]</sup>的反应系统,得到总动能损失(TKEL)的分布有两个峰,一个对应于100—150 MeV,另一个对应于30—50 MeV。而用 $^{208}\text{Pb}$ 打同样的靶,则TKEL中的低能峰消失。在A. Gobbi等人<sup>[4]</sup>用大面积位敏电离室对 $^{238}\text{U}$

<sup>†</sup> 本实验是在西德 GSI 进行的,得到 AvH 基金会资助。  
本文 1984 年 3 月 10 日收到。

$(5.9\text{MeV/u}) + ^{50}\text{Ti}$  的反应作单举测量中, 其电荷谱在  $Z = 38$  和  $54$  两处出现较高产额区, 它可能对应于  $^{238}\text{U}$  的跟随裂变的碎片.

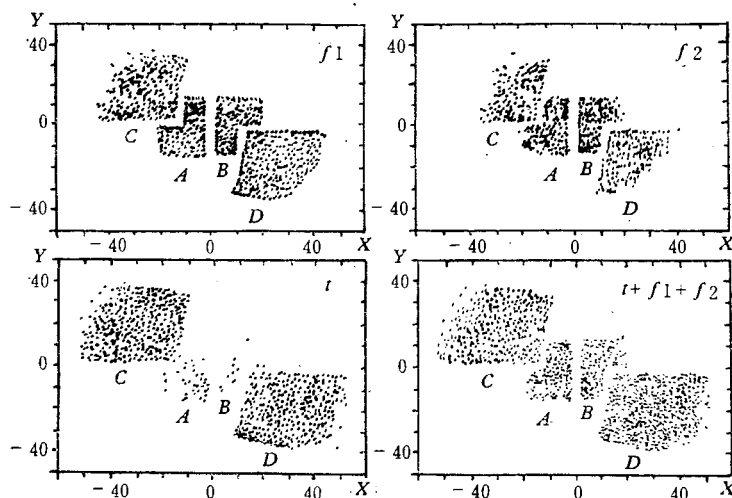


图 1 三体事件中类靶碎片  $t$  和类铀跟随裂变的轻、重裂片  $f_1$  与  $f_2$  在 4 个 PPAC 上的位置分布. 图中坐标  $x = \theta_i \sin \varphi_i$ ,  $y = \theta_i \cos \varphi_i$ .

本文报道了稍高于库仑位垒 ( $E_{\text{cm}}/V_c - 1.15$ ) 的  $^{238}\text{U}$  束引起的跟随裂变的三体关联测量结果. 铀的能量为  $5.4\text{MeV/u}$  和  $6.0\text{MeV/u}$  两组, 前者仅轰打了  $^{48}\text{Ca}$  和  $^{45}\text{Sc}$  靶, 后者除这两靶外, 还轰打了  $^{16}\text{O}$ 、 $^{27}\text{Al}$ 、 $^{48}\text{Ti}$ 、 $^{58}\text{Fe}$ 、 $^{64}\text{Ni}$  和  $^{89}\text{Y}$  等靶. 铀束由西德 GSI 的 UNILAC 加速器提供. 用 4 块  $200\text{mm} \times 300\text{mm}$  平行板位敏雪崩计数器 (PPAC), 作三体关联碎片测量<sup>[5]</sup>. 图 1 中显示了三体事件在这四片探测器上的位置分布, 其中反冲靶核碎片 (用  $t$  表示) 大部分被大角度上的 C、D 探测器所探测. 整个系统对这三体事件的探测几何效率约为 10%, 对二体事件约 22%.

从记录到的三个符合碎片的  $\theta_i$  与  $\varphi_i$  (从而可得到飞行距离  $d_i$ ), 和飞行时间  $t_i$ , 用运动学方程可算出它们的质量  $m_i$  和速度  $v_i$  来. 这时可以得到总质量  $\Sigma m_i$ . 但是, 飞行时间零点讯号是由加速器脉冲给出, 后者有  $0.9\text{ns}$  的宽度, 使测量精度变差. 为了改善测量精度, 在数据处理中用相对飞行时间  $\Delta t_i = t_{i+1} - t_i (i = 1, 2)$ . 这时少了一个独立测量的时间量, 而用总质量守恒条件, 即  $\Sigma m_i = m_p + m_T$  来补充.

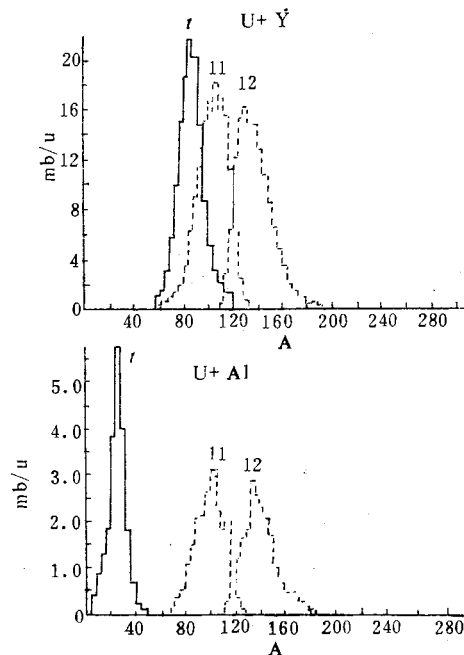


图 2  $^{238}\text{U}(6.0\text{MeV/u}) + ^{27}\text{Al}$  和  $^{89}\text{Y}$  反应中测出的三体关联碎片  $t$ 、 $f_1$  和  $f_2$  的质量谱

对于较轻的靶,将三体碎片按质量大小排列时发现,最小的质量组对应于类靶碎片,其余二组碎片,一个质量在 100u 左右,另一个在 140u 左右.它们与类铀核裂变碎片相对应.但对于较重的靶,则靶碎片与裂变轻峰有重叠.为了给出物理上的分辨,我们采用 Viola<sup>[6]</sup> 所总结的裂变碎片对之间的速度  $v_r \sim 2.4\text{cm/ns}$  的规律,将三碎片中的裂变对挑出来.在图 2 中同时显示这三种碎片的质量谱.

在图 3 中显示了各个反应的类铀核裂变质量谱,这是将  $f_1$  与  $f_2$  的产额加在一起得到的.从图 3 可见,对  $^{27}\text{Al}$  靶激发的跟随裂变,裂变谱是驼峰形状,且轻峰比重峰窄而高.但随着靶核  $Z$  增加和入射能增加,裂变质谱中的对称分量增加;在  $Z$  值增加到  $^{64}\text{Ni}$  以后,分布变成单峰.这种从驼峰变成单峰的现象表示类铀核的内部激发能,从  $^{27}\text{Al}$  靶到  $^{89}\text{Y}$  靶,一直在增加着.

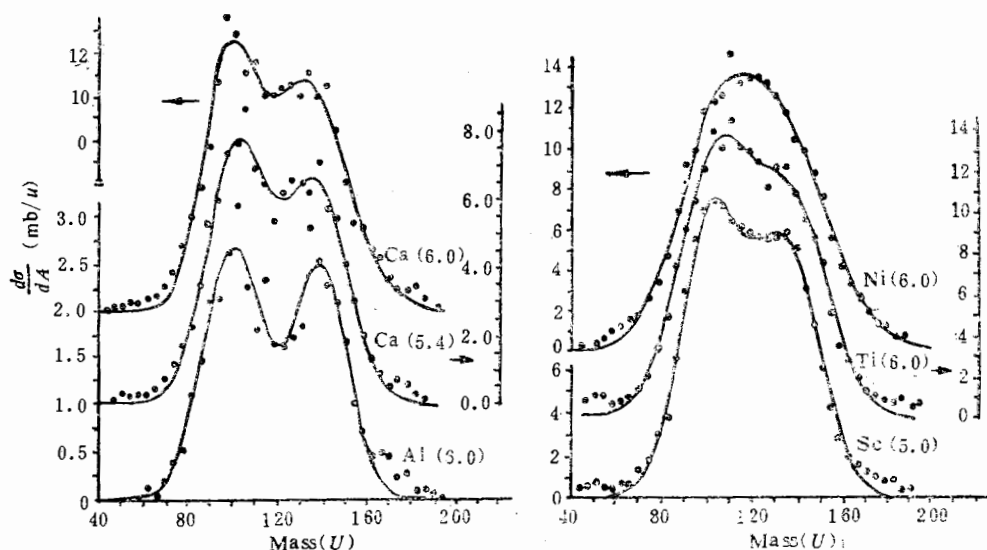


图 3 在不同靶核激发下,类铀核的跟随裂变质量谱.括号中的数字表示  $^{238}\text{U}$  束的单核能(单位 MeV/u),光滑曲线为双高斯曲线的拟合结果

为了得到跟随裂变前的二体碰撞过程,用运动学方程把  $f_1$  与  $f_2$  碎片的质量与速度矢量反推回去,可以得到类铀核的散射角、质量以及该碰撞中的 TKEL 值.在图 4 中显示了  $^{27}\text{Al}$  与  $^{89}\text{Y}$  靶的这种二体过程在质心系中的双微分截面  $\frac{d^2\sigma}{d\theta dA}$  的等高图.从图可见,跟

随裂变对应的二体散射在擦边角附近成峰,质量对称地分布在铀弹或靶的周围.所得到的总动能损失 (TKEL) 显示在图 5 中.从图可见,对我们作的反应,TKEL 的最可几值在 25MeV 到 55MeV 之间改变,这与工作 [3] 中的低 TKEL 峰相一致.对于  $^{48}\text{Ca}$  靶,入射能增加,TKEL 变大.比较不同  $Z$  的靶子 (Fe、Ni 和 Y),  $Z$  增加时 TKEL 分布的高能侧不变,而低能侧朝低能损失扩展.这表示高  $Z$  靶激发时,库仑裂变占更多的比重.

在表 1 中汇集了上述跟随裂变反应中测量的结果.其中  $\theta_p$  为所对应的二体散射的成峰角,它与擦边角很接近.一个例外是  $^{238}\text{U}(5.4\text{MeV/u}) + ^{45}\text{Sc}$  反应情况,  $\theta_p$  比擦边角超前  $50^\circ$ .这由于入射能很接近于库仑位垒,要发生跟随裂变只能靠核子交换反应.这样作

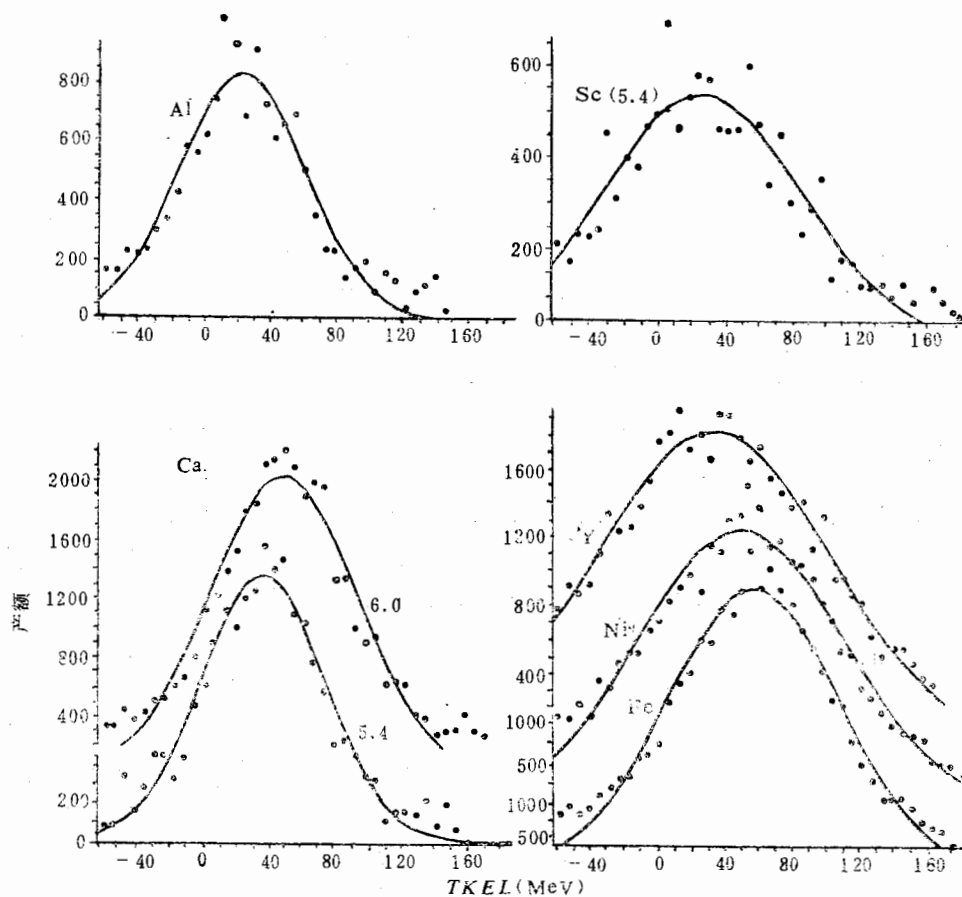


图4  $^{238}\text{U}(6.0\text{MeV/u}) + ^{27}\text{Al}$  和  $^{89}\text{Y}$  反应中,引起跟随裂变的二体散射过程的  $d^2\sigma/d\theta dA$  等高图。图中标出的数字为截面值,单位是  $\text{mb}/\text{rad}\cdot\text{u}$

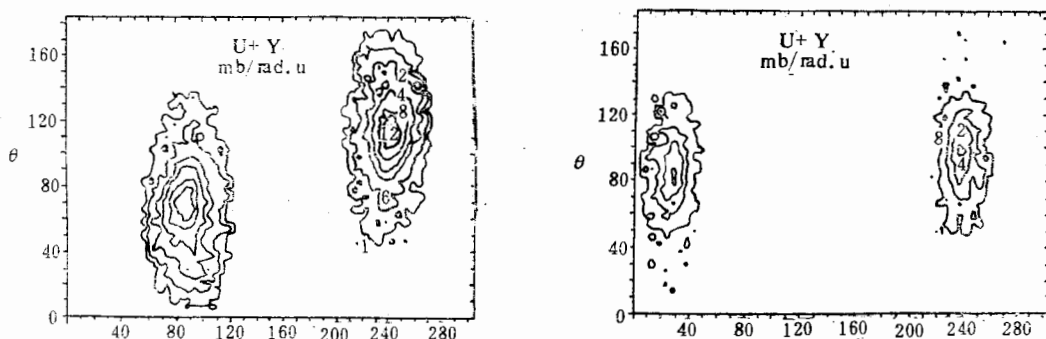


图5 各种靶核激发跟随裂变的碰撞中的总动能损失(TKEL)分布

用时间较长,被核力粘着转到较前的角度才发射出去。对于  $^{16}\text{O}$  靶(用  $\text{CaO}$  靶,  $^{16}\text{O}$  厚度为  $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), 在单核能  $6.0\text{MeV/u}$  下,得到跟随裂变事件为零。由于全熔合的竞争和准弹散激发,比  $^{16}\text{O}$  更低的靶子太轻微了,不大可能使  $^{238}\text{U}$  产生跟随裂变。在表1中,裂变对之间的相对速度  $v_r$  保持常数值,但宽度较大。将飞行时间误差、位置误差的最大限度

表1  $^{238}\text{U}$ 引起跟随裂变反应中测量的结果

靶子	$E_{cm}/V_c$	$v_r(\text{FWHM})\left(\frac{\text{cm}}{\text{ns}}\right)$	TKEL(FWHM) (MeV)	$\theta_p(^{\circ})$	$\sigma_{SF}(\text{mb})$
$^{27}\text{Al}$	1.12	2.49(0.32)	23(88)	105	$84 \pm 11$
$^{48}\text{Ca}$	1.14	2.38(0.39)	36(86)	92	$238 \pm 31$
$^{48}\text{Ca}$	1.26	2.40(0.41)	48(103)	77	$399 \pm 50$
$^{45}\text{Sc}$	1.02	2.40(0.49)	27(137)	115	$57 \pm 8$
$^{45}\text{Sc}$	1.13	2.44(0.44)	46(102)	95	$429 \pm 49$
$^{48}\text{Ti}$	1.14	2.40(0.41)	44(108)	95	$445 \pm 52$
$^{58}\text{Fe}$	1.15	2.39(0.44)	57(118)	98	$527 \pm 59$
$^{64}\text{Ni}$	1.17	2.41(0.44)	49(142)	102	$454 \pm 49$
$^{89}\text{Y}$	1.12	2.35(0.36)	33(160)	112	$542 \pm 62$

值代入计算机进行估算,发现  $v_r$  展宽的上限值为  $0.22\text{cm/ns}$ , 而 TKEL 的为  $65\text{MeV}$ . 因此裂片蒸发中子,由于蒸发的各向同性,它不影响  $v_r$  峰值,却增加了  $v_r$  和 TKEL 的宽度. 除此之外, TKEL 宽度随  $Z$  增加,也表现出库仑裂变贡献变得重要起来. 对于  $^{27}\text{Al}$ ,若不考虑核子交换,则从 TKEL 得到,类铀核裂变前激发能在  $20\text{MeV}$ ; 这时,其裂变谱上仍存在明显的驼峰谷.

三体符合事件对应的探测几何效率,是用蒙特卡罗模拟计算来定的. 模拟中的反应过程分二阶段. 第一阶段是二体散射到  $\theta_p$  角,并有一高斯分布,  $\varphi$  角分布是各向同性的,而 TKEL 值及其宽度用表 1 的实验值. 第二阶段是散射的类铀碎片(其质量峰用  $^{238}\text{U}$ ,并用实验宽度  $\Delta m$ ),发生裂变. 裂变时间的速度  $v_r$  及其宽度也用实验值,而质量用双高斯分布,轻峰与重峰的峰值分别定在  $100$  及  $140u$  (与实验值相当). 同时在以类铀核为原点,飞行方向为  $Z'$  轴的坐标上看,裂片  $\theta$  角分布是各向同性的,  $\varphi$  角是各向同性或具有很宽的高斯分布. 在这样的参数化条件下,并满足二体与三体运动学方程,取 30 万到 50 万次的随机模拟事件,可以得到对应于物理量  $q_i$  的分布  $N_g(q_i)$  (存在探测器几何条件)和对  $4\pi$  空间的分布  $N_{4\pi}(q_i)$ . 显然,得到物理量  $q_i$  的探测几何效率为:

$$\eta(q_i) = N_g(q_i)/N_{4\pi}(q_i).$$

这种方法,也叫“打靶命中法”. 为了与实验条件一致,在模拟计算中删除了对同一探测器的双击事件. 模拟分布  $N_g(q_i)$  与实验分布进行比较后,再进行参数改进,以使  $N_g(q_i)$  仅可能与实验分布一致.

有了几何效率  $\eta(q_i)$ , 我们可得到诸如质量、动能、角分布等各物理量的绝对截面. 表 1 中列出的跟随裂变的实验截面  $\sigma_{SF}$  就是考虑了几何效率后算出的; 所标误差是总的绝对误差. 将它和反应总截面的计算值  $\sigma_R$  的比值,对索末费尔德参数  $S$  作图,显示在图 6 中. 从图可见对于  $^{16}\text{O}$ 、 $^{27}\text{Al}$ 、 $^{48}\text{Ca}$ 、 $^{64}\text{Ni}$  和  $^{89}\text{Y}$  靶,其  $\sigma_{SF}/\sigma_R$  均在一条直线上,此直线可表示成

$$\sigma_{SF}/\sigma_R(\%) = 0.37S - 13.6. \quad (1)$$

而高于此直线以上的系统,其靶对应于  $^{45}\text{Sc}$ 、 $^{48}\text{Ti}$  和  $^{58}\text{Fe}$ , 它们都是非幻数核. 若考虑到

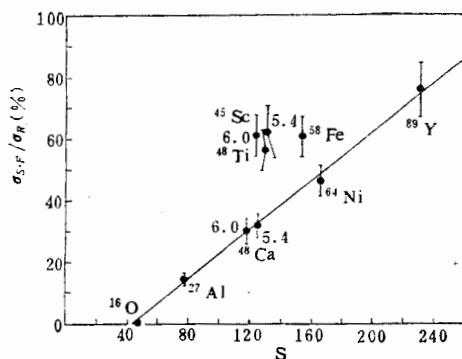


图 6  $^{238}\text{U}$  引起跟随裂变截面  $\sigma_{SF}$  与反应截面  $\sigma_R$  之比, 对索末费尔德参数  $S$  作图. 在此  $S = 14.486Z_1\sqrt{1/\epsilon_p}$ ,  $\epsilon_p$  为实验室系的入射单核能

$^{27}\text{Al}$  的 14 个中子属于  $1d_{5/2}$  壳的闭壳, 则在直线上的靶核全为幻核. 非幻核靶具有较高的  $\sigma_{SF}$ , 这是由于在与  $^{238}\text{U}$  碰撞中较容易交换核子, 而所形成的类铀核是比  $^{238}\text{U}$  更不稳定的裂变核, 从而增加了  $\sigma_{SF}$ .

总的来看, 在用裂变阈不高的  $^{238}\text{U}$  所作的反应中, 即使在  $E_{cm}$  比库仑位垒高出不多的情况下,  $\sigma_{SF}$  也是相当大的, 占反应截面的 15% (对  $^{27}\text{Al}$ ) 到 70% ( $^{89}\text{Y}$  靶), 因此是必须考虑的出射道. 从裂变质量谱形状和较低的 TKEL 值, 以及裂变角分布基本上是各向同性的等方面, 可以看出在碰撞中类铀核所获得的激发能与自旋值都比较小. 因此这类碰撞是作用时间短、能耗低的准弹性散射. 除了部分库仑裂变外, 本实验涉及的跟随裂变, 由于入射能较低, 深度非弹性碰撞道尚未开启, 故源于准弹性散射过程.  $\sigma_{SF}$  可以近似地看作存在一定“阈能”下的准弹性散射截面. 对应于 (1) 式, 给出了跟随裂变截面的下限值. 它预示了幻核靶的  $\sigma_{SF}$ . 壳效应的存在, 表明了联系于跟随裂变的碰撞是比较轻微的, 这从另一方面给出本实验的跟随裂变源于准弹性散射的证据. 而对于非幻核靶,  $\sigma_{SF}$  比 (1) 式的预示值高出 40% 到 80%. 这表明在此能区准弹性散射中核子交换反应有相当大的几率.

本实验的跟随裂变事件是对应三体符合事件, 它与纯二体事件, 诸如弹性散射、快裂变和熔合-裂变等事件是绝然分开的. 这就使得跟随裂变事件 (它对应于大部分准弹性散射事件) 是在避开纯二体事件的条件下测定的, 去除了它们的干扰. 因此这种关联测量方法, 大大优于单峰测量, 提高了测量的可靠性和准确性.

### 参 考 文 献

- [1] W. Brüche et al., GSI Scientific Report, 1980, P. 4.
- [2] H. Backe et. al., GSI Scientific Report, 1980, P. 3.
- [3] D. V. Havach et. al., *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979) 1728.
- [4] A. Gobbi et. al., private communication.
- [5] G. Dai et. al., GSI Scientific Report, 1982, P. 225.
- [6] V. E. Viola, Jr., *Nucl. Data*, **A1**(1966), 39.

THE SHELL EFFECT IN SEQUENTIAL FISSION INDUCED  
BY  $^{238}\text{U}$  WITH ENERGY JUST ABOVE  
COULOMB BARRIER

DAI GUANG-XI

(IMP Lanzhou, China)

R. BOCK, A. GOBBI, S. GRALLA, K. D. HILDENBRAND, L. KUZMINSKI,

U. LYNEN, W. F. J. MÜLLER, A. OLMI, H. STELZER, J. TOKE

(GSI Darmstadt, West Germany)

S. BJØRNHOLM

(NBI Copenhagen, Denmark)

ABSTRACT

The experimental results of sequential fission are presented for collision of  $^{238}\text{U}$  (5.4 MeV/u) on  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{45}\text{Sc}$  and  $^{238}\text{U}$  (6.0 MeV/u) on  $^{16}\text{O}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{45}\text{Sc}$ ,  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{58}\text{Fe}$ ,  $^{64}\text{Ni}$  and  $^{89}\text{Y}$  targets. The measurements of ternary events in exit channel have been performed by triple coincidence among 4 PPAC with area of 20 cm $\times$ 30 cm. The reconstruction of ternary events are performed by direct kinematics and the fission partner among three fragments is identified by relative velocities between them. The detection geometry efficiency is determined by a Monte-Carlo simulation.

Before the sequential fission, U-like fragments are scattered near grazing angle. The most probable value of TKEL in the scattering process associated with S. F. changes from 25 MeV to 55 MeV for different reaction systems. The angular distributions of debris of S. F. in second C. M. are isotropic.

In conclusion, because of lower fission threshold at Uranium region, the sequential fission mainly follows quasielastic scattering, in S. F. cross-section  $\sigma_{S.F.}$ , there is strong shell effect. A simple relationship between  $\sigma_{S.F.}$  over  $\sigma_R$ , the total reaction cross-section and Sommerfeld parameters  $S$  for nuclei with magic number are obtained.