

# 5.5 到 21.7 MeV / $A^{28}\text{Si} + ^{197}\text{Au}$ 系统的裂变 测量 (II)\* 非完全熔合裂变与跟随 裂变角分布

戴光曦 漆玉金 郑纪文 刘希明

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

陈源达 R. Stokstad J. Pouliot A. Harmon, D. Digregorio

(劳伦兹伯克利实验室, 美国)

## 摘 要

从裂片关联测量给出的线性动量转移(LMT)分布, 将非完全熔合裂变与跟随裂变事件分开, 分别给出其裂变角分布。用卡西尼亚卵形体计算惯性矩, 采用常规方法拟合裂变角分布, 提取裂变核自旋值, 讨论其随入射能的变化关系。此外, 还讨论了与复杂粒子符合的裂变角分布。

## 一、引 言

重离子诱发的裂变角分布研究, 在低能区研究得较多<sup>[1-3]</sup>, 而在中能区研究得很少。在低能到中能的过渡区域, 由于出现全熔合裂变(CF)、非完全熔合裂变(ICF)和跟随裂变(SF)共存, 使得裂变角分布的研究变得更加困难。

本实验在较大的角范围( $5^\circ - 169^\circ$ )内, 对关联裂片进行了符合探测, 利用测到的LMT分布, 将ICF/CF与SF分开处理, 分别得到了各自的实验角分布, 按鞍点过渡态模型(TSM)<sup>[4]</sup>拟合实验角分布, 提取了裂变核的自旋值。

非完全熔合反应中, 线动量的丢失与角动量的丢失相互有联系。本文从拟合角分布中提取到的ICF/CF裂变核自旋随质心系入射能的关系, 初步探讨了这两种丢失的关联。

跟随裂变对应于周边碰撞反应, 其裂变核自旋, 主要是入射道擦边角动量区域内的角动量分波的贡献, 因此本文尝试用单个自旋的标准理论来拟合SF的角分布。同时, 还发现在特定角度与复杂粒子符合的裂变角分布, 与单举的跟随裂变角分布相对应, 只是对M的取值上有一定限制, 因此, 本文也尝试用单个自旋和  $M \approx 0$  的标准理论, 对该角分布进行了拟合和讨论。

本文 1989 年 5 月 29 日收到。

\* 国家自然科学基金资助项目, 实验在美国 LBL 88 英寸回旋加速器上完成。

## 二、裂变角分布

在八十年代初 GSI 的实验中<sup>[5,6]</sup>,发现由于出现快裂变,使得出射裂片总动能 (TKE) 随入射能的增高而增加,偏离 Viola 系统性<sup>[7]</sup>. 本实验也测出了出射裂片的总动能 (TKE) 分布,见图 1.

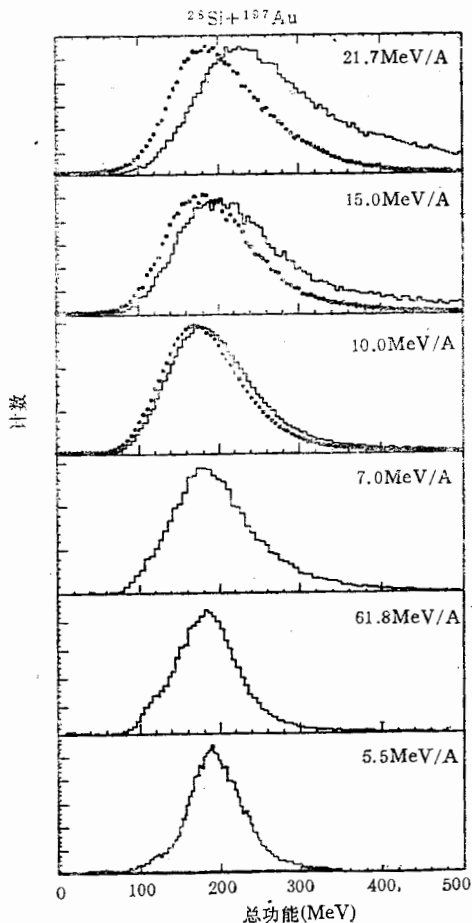


图1 在 5.5、6.18、7.0、10.0、15.0 和 21.7 MeV/A 轰击能下,测到的  $^{28}\text{Si} + ^{197}\text{Au}$  裂变反应出射裂片总动能 (TKE) 分布(实线表示),以及作了最可几  $\langle lmt \rangle$  修正后的 TKE 分布(虚点表示)

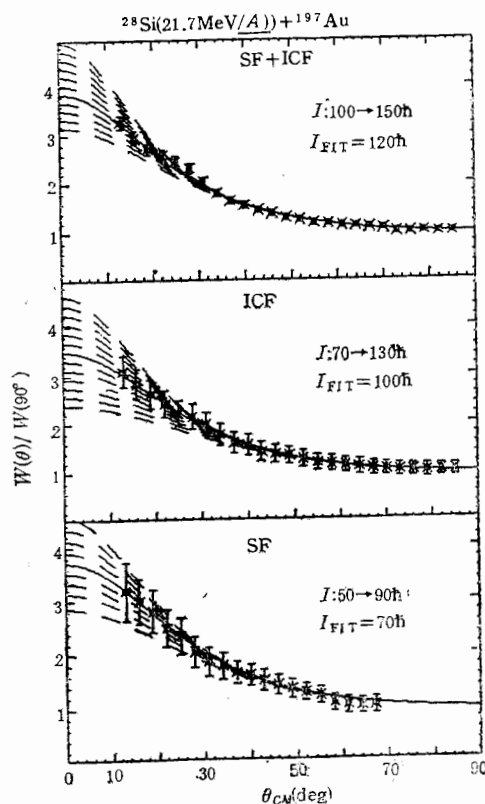


图2 轰击能为 21.7 MeV/A 的  $^{28}\text{Si} + ^{197}\text{Au}$  反应裂变角分布. 下图是 SF, 中图是 ICF/ICF, 上图是两者不加区分时的角分布. 图中点代表实验点, 虚线是按 TSM 理论拟合的曲线(步长为  $5\hbar$ ), 实线是最佳拟合线.

从图上可见,轰击能小于 10 MeV/A 时, TKE 分布最可几值与 Viola 系统性相符; 但轰击能超过 10.0 MeV/A 时, TKE 最可几值变大. 如果将动量丢失看成纯粹的质量丢失, 炮弹质量数  $A_p$  修正为  $\langle lmt \rangle \cdot A_p$ , 得到的 TKE 分布最可几值与 Viola 系统性一致.

TKE 分布中的高能尾巴,是由 SF 事件造成的.

## 2.1 实验角分布

伴随裂变的粒子蒸发,使关联裂片的共面性受到干扰,随轰击能的增高,其偏离反应平面分布变宽.为使裂片角关联完全,在前角裂片探测器上中间开 50mm 宽的窗,挑选与这个窗内探测到的裂片关联的裂变事件,进行数据处理.在  $l_{mt}$  分布上设门,将 ICF/CF 与 SF 分开,就分别得到其实验角分布.

对裂变实验角分布的处理,是按鞍点过渡态模型 (TSM)<sup>[4]</sup>进行拟合,提取裂变核的自旋.核温度由下式给出<sup>[1]</sup>

$$T(I) = \left[ 8.5 \left( E_{CM} + Q - \frac{\hbar^2}{2g_{\perp}} I(I+1) - B_f \right) / A_{CN} \right]^{1/2} \quad (1)$$

式中:  $A_{CN} = A_T + \langle l_{mt} \rangle \cdot A_p$ ;  $E_{CM} = E_{lab} \cdot \langle l_{mt} \rangle \cdot A_p / A_{CN}$ ;  $B_f$  为鞍点的裂变位垒;  $Q$  为熔合反应热能;  $g_{\perp}$  为垂直于对称轴的惯性矩.核温度确定后,  $K_0$  值也就给出了:  $K_0^2(I) = T(I) \cdot g_{eff} / \hbar^2$ , 其中,  $g_{eff}$  为鞍点有效惯性矩,从卡西尼亚卵形体算出<sup>[6]</sup>.这时  $M = 0$  的 TSM 理论角分布的简化式为:

$$W(\theta) = \sum_{I=0}^{I_{max}} \frac{(2I+1)^2 T_I}{2\pi^{1/2} (2K_0^2)^{1/2}} \frac{\exp \left[ - \left( I + \frac{1}{2} \right)^2 \sin^2 \theta / 4K_0^2 \right] \cdot J_0 \left[ i \left( I + \frac{1}{2} \right)^2 \sin^2 \theta / 4K_0^2 \right]}{\text{erf} \left[ \left( I + \frac{1}{2} \right) / (2K_0^2)^{1/2} \right]} \quad (2)$$

式中,  $T_I$  为透射系数,在此取为 1;  $J_0(ix)$  为虚宗量零级贝塞尔函数;  $\text{erf}(x)$  为误差函数.在拟合中,改变  $I_{max}$  值(步长为  $5\hbar$ ),使理论曲线与实验点达到最佳拟合.见图 2, 提取出  $I_{fit}$ , 裂变核平均自旋  $\langle I \rangle = \frac{2}{3} \cdot I_{fit}$ , 列入表 1:

表 1  $^{28}\text{Si} + ^{197}\text{Au}$  反应 ICF/CF 和 SF 角分布的拟合参数及提取的自旋值

	$E_{lab}$ MeV	$A_{CN}$ u	lmt%	Q MeV	$J_{eff}/J_0$	$T(\langle I \rangle)$ MeV	$K_0(\langle I \rangle)$	$I_{max} \hbar$	$\langle I \rangle \hbar$	$\sigma$ mb	$I_m \hbar$
ICF	21.7	220	0.82	-55.34	1.10	3.83	22.13	100	67	989.5	118
ICF	15.0	223	0.92	-69.69	1.14	3.16	20.70	90	60	897.3	104
ICF	10.0	224	0.97	-74.00	1.14	2.44	18.24	80	53	730.3	70
CF	7.0	225	1.0	-85.40	1.10	1.74	15.17	65	43	718.1	68
CF	6.18	225	1.0	-85.40	1.10	1.51	14.15	55	36	280.1	40
CF	5.5	225	1.0	-85.40	1.06	1.29	12.85	45	30	/	↓*
SF	21.7	206	0.33	-0.544	0.629	2.74	13.38	70	47	211.3	40
SF	15.0	206	0.33	-0.544	0.616	2.24	11.98	60	40	155.9	35
SF	10.0	206	0.33	-0.544	0.616	1.77	10.67	55	37	41.7	32

[↓\*] $I_c$ , 单个自旋拟合值,单位  $\hbar$ .

## 2.2 ICF/CF 裂变核自旋随轰击能的变化

从 ICF/CF 实验角分布中,提取出 ICF/CF 裂变核的平均自旋  $\langle I \rangle$ , 它随质心系入射能  $E_{CM}$  的变化,见图 3. 在  $E_{CM} < 200\text{MeV}$  时,发生完全熔合,裂变核平均自旋  $\langle I \rangle$

以  $0.35\hbar/\text{MeV}$  的斜率增加很快;但当  $E_{CM} > 200\text{MeV}$  时,出现非完全熔合,并且随轰击能的增高非完全熔合所占的比例越来越大,反映在裂变核自旋上,  $\langle I \rangle$  仅以  $0.049\hbar/\text{MeV}$  的斜率缓慢上升. 从这里看出,非完全熔合不仅丢失了一些线动量,而且也丢失了一些角动量,从而降低了裂变核的自旋. 从实验测到的线动量丢失和由图3给出的自旋丢失,可以估计出靶核的全熔合平均半径的减少值  $\Delta R$ . 对  $10.0$ 、 $15.0$  和  $21.7\text{MeV}/A$  的轰击能,  $\Delta R$  值分别约为  $0.75$ 、 $1.90$  和  $2.80\text{fm}$ . 进一步,如果按  $35\text{MeV}/A$  时,非完全熔合完全消失,即  $\Delta R$  约为  $^{197}\text{Au}$  的核半径,则得出半径参数  $r_0 = 1.176\text{fm}$ ,这个值是合理的.

### 2.3 跟随裂变 (SF) 角分布拟合

前面曾用过的裂变角分布理论公式(2)中,  $I$  是从  $0$  到  $I_{\max}$  求和,这对于中心碰撞的全熔合和非完全熔合裂变,无疑是正确的. 但对于周边碰撞的跟随裂变,也许并不合理,因为仅在临界角动量附近的分波对 SF 有贡献,所以,我们尝试用单个  $I_i$  值来拟合 SF 角分布. 这时,角分布的归一表达式变为:

$$W(\theta)/W(90^\circ) = J_0(ix\sin^2\theta) \cdot \exp(x\cos^2\theta)/J_0(ix) \quad (3)$$

式中,  $x = \left[ \left( I_i + \frac{1}{2} \right) / 2K_0 \right]^2$ . 对  $21.7$ 、 $15.0$  和  $10.0\text{MeV}/A$  三种不同入射能,得到的  $I_i$  拟合值为  $40$ 、 $35$  和  $32\hbar$ ,它们均比用(2)式拟合给出的  $\langle I \rangle$  值(见表1)稍小些. 作一个简单的估算,假设跟随裂变母核是在靶核锐半径  $R = A_i^{1/3}$  处,俘获  $A_p \cdot \langle \text{Imt} \rangle_{\text{SF}}$  弹核部分而形成的,这样给出的自旋  $I_{\text{SF}}$  为:

$$I_{\text{SF}} = 0.2187 A_p \cdot A_i^{1/3} \cdot \langle \text{Imt} \rangle_{\text{SF}} \cdot \sqrt{E_p/A_p} \quad (4)$$

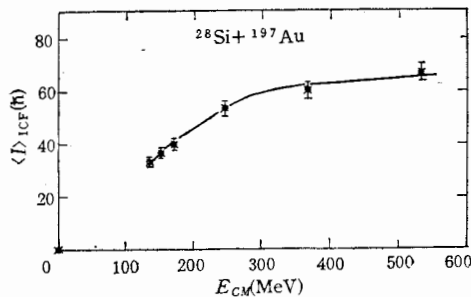


图3  $^{28}\text{Si} + ^{197}\text{Au}$  反应系统,全熔合裂变或非完全熔合裂变所对应的裂变核平均自旋  $\langle I \rangle$ ,随质心系入射能  $E_{CM}$  的依赖关系

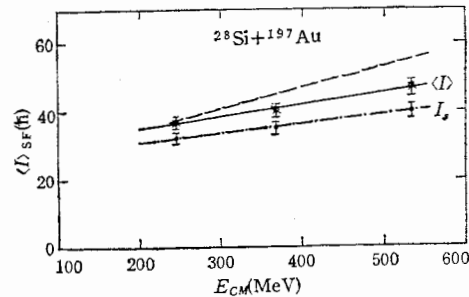


图4  $^{28}\text{Si} + ^{197}\text{Au}$  系统跟随裂变母核自旋随质心入射能的依赖关系  
实线是由(2)式提取出的跟裂母核平均自旋  $\langle I \rangle$  的拟合曲线;虚点是由(3)式提取的自旋  $I_i$  拟合曲线;虚线是用(4)式估算给出的曲线

将以上三种方式得到的跟裂核自旋,显示于图4. 从图上可见,(4)式估算出的  $I_{\text{SF}}$  值比  $I_i$  要大约  $10\hbar$ ,这是由于类弹碎片带走了部分角动量. 利用深部非弹性碰撞(DIC)的角动量分析方法,来分析轰击能为  $21.7\text{MeV}/A$  的  $^{28}\text{Si} + ^{197}\text{Au}$  反应跟随裂变母核自旋,  $I_i = 40\hbar$  对应的复合系统入射道角动量为  $92\hbar$ ,比从 ICF/CF 角分布提取出的  $I_{\max}$  值  $100\hbar$  低  $8\hbar$ ,这表明跟随于深部非弹性碰撞后的裂变,所对应的角动量分波是在形成 ICF/CF 裂

变母核的最大分波附近,这是合理的.

#### 2.4 与复杂粒子符合的裂变角分布

轰击能为 21.7MeV/A 时,粒子望远镜系统在  $\theta = -17^\circ$  (稍大于擦边角),测到了与复杂粒子 ( $Z > 2$ ) 符合的裂变角分布,见图 5. 这种符合角分布对应的裂变核自旋  $I$  在束流轴上的投影  $M$ ,将不再为零. 因为复杂粒子带走的轨道角动量所在的平面,与垂直于束流轴的平面有一夹角,从而使自旋  $I$  不再与束流轴垂直,这时符合的裂变相应于深部非弹性碰撞 (DIC) 后的跟随裂变. 而 DIC 的类弹碎片大部分出现在小于擦边角的区域,所以,与  $-17^\circ$  发射的复杂粒子符合的裂变,仅挑选了少量的裂变事件,使得  $M \approx 0$ , 这是与单举的 SF 不同的.

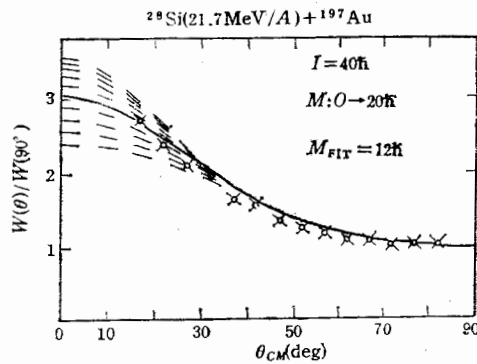


图 5 轰击能为 21.7MeV/A <sup>28</sup>Si + <sup>197</sup>Au 反应中与  $\theta = -17^\circ$  出射的复杂粒子符合的裂变角分布

‘x’表示实验点,虚线是用  $I = 40\hbar$ ,  $M \approx 0$  的单自旋理论式拟合的曲线;实线为最佳拟合曲线

对图 5 所示的符合裂变角分布,用两种方法来拟合,一个是用  $M = 0$  的单自旋拟合公式(3),提取出裂变核自旋  $I$  为  $35\hbar$ ;另一个是用单举 SF 的裂变核自旋  $40\hbar$ ,通过改变  $M$  值来拟合,图 5 中虚线所示,提取出  $M$  的上限为  $\pm 12\hbar$ .单举的 SF 角分布各向异性度比符合的裂变角分布各向异性度大,这主要是前者与大量的小角发射类弹碎片相关,其  $M$  值十分接近于零;而后者仅挑选了具有较大  $M$  值的裂变事件.

此外,本实验还估算出了裂变截面,按截截止模型算出了 ICF/CF 的核自旋  $I_m$ , (见表 1)  $I_m$  与  $I_{max}$  在 10% 的误差范围内是相符的.

### 三、结 束 语

在轰击能 10—22MeV/A 的 <sup>28</sup>Si + <sup>197</sup>Au 裂变反应中,由于 ICF、CF 和 SF 的共存,使得对裂变角分布的分析变得困难和复杂. 利用测到的 lmt 分布,在它上面设门,将 ICF/CF 与 SF 分开,分别得到其实验角分布,从中提取出相应的裂变核自旋. 从角分布中提取出的自旋与从裂变截面算出的自旋相互自治,表明了利用 lmt 分布作 ICF/CF 和

SF 分离的可靠性,也表明用卵形体来描述裂变形状是可行的。

从 ICF/CF 角分布中提出的裂变核自旋随入射能的变化,可看到非完全熔合中不仅线动量有丢失,而且角动量也有丢失,后者对应于熔合半径的缩小。对单举的 SF 角分布,用单个自旋的理论式来拟合似乎更合理。与复杂粒子符合的裂变角分布中,可提取出类靶核的自旋在束流轴上的投影  $M$  值。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] B. B. Back, *Phys. Rev.*, **C31** (1985), 2104.
- [ 2 ] B. B. Back et al., *Phys. Rev.*, **C32**(1985), 195.
- [ 3 ] B. B. Back et al., *Phys. Rev.*, **C36**(1987), 1364.
- [ 4 ] R. Vandenbosch et al., *Nuclear Fission*, Academic Press, 1973.
- [ 5 ] J. Toke, R. Bock, G. Dai et al., *Nucl. Phys.*, **A440**(1985), 327.
- [ 6 ] G. Dai et al., Proc. of Tsukuba Int. Symp. on HI Fusion Reaction 1984, 205.
- [ 7 ] V. E. Viola et al., *Phys. Rev.*, **C31** (1985), 1550.
- [ 8 ] 戴光曦、刘希明等,高能物理与核物理, **11**(1987), 515.  
G. Dai et al., *Chinese Physics*, **8**(1988), 427.

## FISSION MEASUREMENT ON 5.5 TO 21.7 MeV/A $^{28}\text{Si}+^{197}\text{Au}$ SYSTEM (II) ANGULAR DISTRIBUTION OF ICF AND SF

DAI GUANGXI    QI YUJIN    ZHENG JIWEN    LIU XIMING  
(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica, P. O. Box 31, Lanzhou*)

Y. CHAN    R. STOKSTAD    J. POULIOT    A. HARMON    D. DIGREGORIO  
(*Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, California, Ca 94720, U. S. A*)

### ABSTRACT

According to the distribution of linear momentum transfer (lmt) obtained from the correlation measurement of fission partner, the events of Incomplete Fusion Fission (ICF) and Sequential Fission (SF) were distinguished. The fission angular distributions of both ICF and SF were obtained, respectively.

With calculating the moment of inertia by Cassinian Ovaloid as the fission shape, the angular distributions were fitted by current procedure. The spins of fission nuclei corresponding to ICF and SF are extracted. The relation between spins and bombarding energy is discussed. Besides, the angular distribution in coincidence with complex particles is discussed.