

重离子裂变反应碎片角分布

刘国兴 陈克良 郑纪文 王素芳

白兴平 于 暹 樊治国

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

摘 要

本工作采用固体核径迹探测器和金硅面垒型半导体探测器测量了 $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$, ^{197}Au , Pb 和 ^{209}Bi 以及 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 裂变反应碎片角分布。还借助于已经发表的若干裂变反应碎片角分布数据, 在可裂变参数 Z^2/A , 激发能 E 和角动量 I 较宽的范围内, 用碎片角分布统计断点模型分析了重离子裂变反应碎片角分布数据。结果表明, 统计断点模型能够解释重离子裂变反应碎片角分布。

一、引 言

很多年以来, 人们对碎片角分布进行了广泛的理论和实验研究。几年前, L. C. Vaz 等详细地评述了带电粒子引起裂变反应碎片角分布的实验研究^[1]。碎片角分布的大多数实验结果, 包括轻粒子和较轻的重离子 ($A < 20$) 引起的裂变反应形成一般重的复合核 ($A > 180$), 在激发能 E 和角动量 I 不很高时, 碎片角分布都能用建立在统计鞍点模型^[2] (即过渡态统计模型) 基础上的标准碎片角分布理论描述。但是, 当更重的离子进入实验以后, 实验的碎片角分布表现出反常大的各向异性^[3], 这是难以用复合核过渡态理论解释的。就是说, 对于很重离子构成的反应体系, 碎片角分布统计鞍点模型失败了。于是又激起人们对重反应体系碎片角分布研究的兴趣。最初, 一些作者还是期待利用这个传统的理论模型, 但是, 要做某些修改。例如, 有的作者在考虑角动量影响时, 估计了量子数 K 对鞍点形状的影响, 结果对理论碎片角分布的修正是很小的^[4]。还有一些作者认为, 实验的碎片角分布包括两种成分的贡献, 一种成分是全熔合的复合核裂变, 另一种成分是准裂变。对于很重离子引起的裂变反应也未得到合理的复合核裂变和准裂变贡献的比例^[5]。

碎片角分布统计断点模型是 T. Ericson 早在 1960 年提出来的^[5]。近年来, 为了描述很重离子引起裂变反应的碎片角分布使它得到了发展^[6-8]。这个模型是把复合核统计蜕变中的粒子蒸发和裂变放在同等级位, 与复杂粒子蒸发相类似, 裂变也是由相接碎片构成的终态相空间所确定的。总角动量在两个碎片构成断点的所有携带角动量自由度间进行统计分配。裂变核在断点有确定的形状, 只要能够找到正确的能级密度就能满意地符合

实验数据。一般说来,碎片角分布统计断点模型比较适合于描述裂变位垒很小或者趋于零的反应体系碎片角分布。

必须指出,在碎片角分布理论与实验数据的比较中,还有反应机制和实验技术上的问题。目前大多数碎片角分布实验数据并没有把不同反应机制的裂变事件分开,这无疑会给从实验数据理论分析中得出可靠的结论带来很大的困难。

本工作采用固体核径迹探测器(天然白云母)和金硅面垒型半导体探测器测量了 ^{12}C , ^{181}Ta , ^{197}Au , Pb 和 ^{209}Bi 以及 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 裂变反应碎片角分布。并且还借助已经发表的 $^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au}$, ^{209}Bi , $^{16}\text{O} + ^{209}\text{Bi}$, ^{238}U , $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ 和 ^{19}F , ^{24}Mg , ^{28}Si , $^{32}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$ 反应的碎片角分布实验数据^[9-11],目的在于在可裂变参数 Z^2/A , 激发能 E 和角动量 I 较宽的范围内,用角分布统计断点模型分析上述裂变反应碎片角分布实验数据、讨论统计断点模型描述重离子裂变反应碎片角分布的适用范围。

二、实验方法

实验是在中国科学院近代物理研究所 1.5 米重离子回旋加速器上进行的。 ^{12}C 离子束能量是 78MeV, ^{14}N 离子束的能量是 96.6MeV。通过铝箔降能以获得较低的轰击能量。散射室直径为 50 厘米,束流通过长为 25 厘米的准直器打在靶子上,准直器内设置两个 $\phi 3$ 毫米的光栏。靶子厚度为 200—500 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。靶子放在靶室中心且与入射离子束方向夹角为 45° 。靶室末端接法拉第筒。置于 20° 方向上的金硅面垒型半导体探测器测量重离子弹性散射检验束流强度。经过预蚀刻的天然白云母放在与束流方向夹角为 50° — 174° 范围内,云母探测器距靶子中心为 8.7 厘米。照射后的云母探测器在标准条件下进行化学蚀刻,用 40×12.5 倍光学显微镜对碎片径迹扫描,从而获得裂变反应在实验室系统中的碎片角分布。为了准确地确定碎片角分布各向异性,在与束流方向夹角为 150° — 174° 区域,观测角度的步长为 1.5° — 2° ,最大的观测角度是 174° 。

三、实验结果与讨论

1. 碎片角分布实验结果

我们获得了 $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$, ^{197}Au , Pb 和 ^{209}Bi 以及 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 裂变反应碎片角分布、作为例子,图 1 给出了 $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ 反应在质心坐标系统中的碎片角分布。实验点误差仅仅标出碎片计数统计误差。

2. 碎片角分布统计断点模型分析

根据 H. H. Rossner 等^[7]最近发展起来的统计断点模型,在与束流轴线成 θ 角的 \vec{n} 方向上发射碎片的相对截面是由三个物理量决定的:入射道透射系数 T_l , 具有激发能 E 和角动量 I 在 \vec{n} 方向上投影 m ($m = \vec{n} \cdot \vec{I}$) 组合核的裂变几率 $T_l(E, I, m)/\Gamma(E, I)$, 以及转动波函数 $D_{M,m}^l(\theta)$ 。当忽略靶核和弹核的自旋以及角动量 I 在束流方向上的投影为零时,于是有,

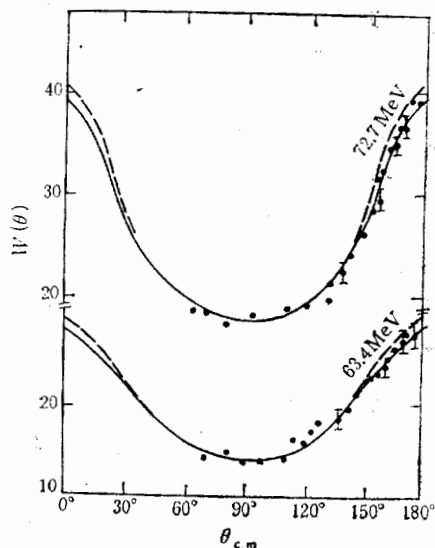


图 1 $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ 裂变反应在质心系统中的碎片角分布

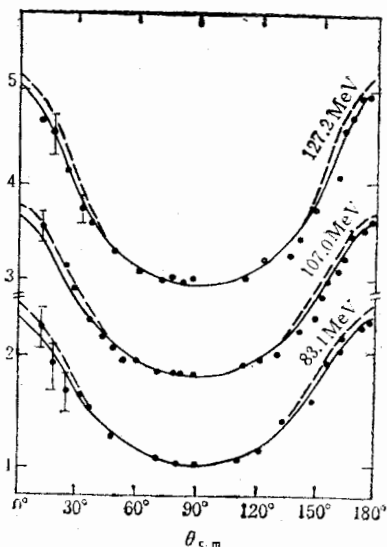


图 2 $^{14}\text{N} + ^{209}\text{Bi}$ 裂变反应在质心系统中的碎片角分布, 数据取自文献[9]

$$W(\theta) \propto \sum_{l,m} (2l+1) T_l(l+1/2) |D_{M=0,m}^l(\theta)|^2 \Gamma_f(E, l, m) / \Gamma_f(E, l) \quad (1)$$

$$\Gamma_f(E, l, m) \propto \sum_{l,s} (2l+1) \exp[-E_R(l) |t_s|] |\langle sml0 | l m \rangle|^2 \delta(E, s, m), \quad (2)$$

式中 l 为垂直于裂变轴的出射道角动量, s 是道自旋, 它等于两个碎片自旋的矢量和, $\vec{s} = \vec{i}_1 + \vec{i}_2$. $E_R(l)$ 是轨道角动量为 l 时的转动能, $E_R(l) = l^2 \hbar^2 / 2\mu R_c^2$. μ 是裂变道的约化质量, R_c 是断点结构两碎片的中心距离. 如果我们仅限于讨论对称裂变过程, 假设断点形状是两个共轴的球形碎片. 断点态密度可以由两个初始碎片的态密度给出. 对于给定的激发能 E , 碎片态的密度 $\rho(s, m)$ 取如下简单形式,

$$\rho(s, m) \propto (2s+1) \exp[-(s+1/2)^2 / 2(\sigma^2)], \quad (3)$$

于是

$$\frac{\Gamma_f(l, m)}{\Gamma_f(l)} = \frac{\exp(-m^2 / 2s_0^2)}{\sum_{m'} \exp[-(m')^2 / 2s_0^2]}. \quad (4)$$

若方程(4)代入方程(1), 得到碎片角分布理论表示式,

$$W(\theta) \propto \sum_{l=0}^l (2l+1) T_l \frac{\sum_{m=-l}^l [(2l+1)/2] |D_{M=0,m}^l(\theta)|^2 \exp(-m^2 / 2s_0^2)}{\sum_{m=-l}^l \exp(-m^2 / 2s_0^2)} \quad (5)$$

式中 s_0^2 是 m 分布均方宽度,

$$s_0^2 = \begin{cases} 2\sigma^2 \{ [2\sigma^2 + (\mu R_c^2 t_s / \hbar^2)] / (\mu R_c^2 t_s / \hbar^2) \}, \\ (2I_0 t_s / \hbar^2) [(2I_0 + \mu R_c^2) / \mu R_c^2], \end{cases} \quad (6)$$

式中 $\sigma^2 = I_0 t_s / \hbar^2 = (2/5)MR^2 t_s / \hbar^2$, I_0 , M 和 R 分别为碎片的转动惯量, 质量和半径. σ^2 也可以根据相互作用费米子的微观理论计算^[12].

若断点形状是两个形变的碎片, 其密度取,

$$\rho(s, m) \propto (2s + 1) \exp \left[-\frac{(s + 1/2)^2}{4\sigma_{\perp}^2} - \frac{m^2}{4\sigma_{\parallel}^2} \right] \quad (7)$$

方程(7)代入方程(1)导出的碎片角分布理论表达式与(5)有相同的形式. 但是, 这时,

$$s_0^2 = \begin{cases} 2\sigma_{\parallel}^2 \{ [2\sigma_{\perp}^2 + (\mu R_c^2 t_s / \hbar^2)] / [(\mu R_c^2 t_s / \hbar^2) + 2\sigma_{\perp}^2 - 2\sigma_{\parallel}^2] \}, \\ (2I_{\parallel} t_s / \hbar^2) [(2I_{\perp} + \mu R_c^2) / (\mu R_c^2 + 2I_{\perp} - 2I_{\parallel})], \end{cases} \quad (8)$$

式中 $\sigma_{\parallel}^2 = I_{\parallel} t_s / \hbar^2$ 和 $\sigma_{\perp}^2 = I_{\perp} t_s / \hbar^2$ 分别是单个碎片的自旋切割因子, I_{\parallel} 和 I_{\perp} 分别是平行及垂直于裂变对称轴方向的转动惯量. 假设从鞍点到断点是全阻尼运动, 裂变中释放的总动能 E_K 仅仅是来自断点碎片间的库仑排斥能, 正是这个库仑排斥能限定了核被压缩的程度. 在断点结构是形变碎片的情形里, 再进一步假定两个共轴等体积的椭球分离距离 $d = 2\text{fm}$, 椭球长轴与短轴之比为 $c/a = 1.50$, 若库仑能准确地等于裂变释放的平均总动能 E_K , 于是有

$$\frac{\left(\frac{Z_l}{2}\right)^2}{2C + d} = E_K, \quad (9)$$

式中 Z 是裂变核电荷数. 如果碎片是沿着核对称轴方向发射的, 那么, 两个碎片平行和垂直于核对称轴方向的转动惯量之和是, $I_{\parallel} = (2/5)Aa^2$, 和 $I_{\perp} = (1/5)A(a + c)^2$, A 是碎片的质量数.

断点核温度 t_s ,

$$t_s = \left(\frac{E_{SSM}^*}{a_f} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

式中 E_{SSM}^* 是核在断点的激发能, $E_{SSM}^* = E_{CM} + Q_s - E_k - E_d - E_R - E_{ps}$, E_{CM} 是反应体系质心系能量, Q_s 定义为核分裂成两个对称质量碎片的反应 Q 值, E_d 是碎片的形变能, E_{ps} 是在断裂前与发射粒子有关的能量, 根据 V. Voila 等^[13] 提出的裂变释放总动能系统学计算 E_K , 转动能 $E_R(l) \sim \langle E_R(l) \rangle = \hbar^2 l^2 / 2\mu R_c^2$, 可用光学模型计算^[2].

按照方程(5), (6)和(8)计算理论的碎片角分布时, 采用光学模型实部做抛物线近似计算透射系数 T_l , 核半径参数取 $r_0 = 1.2249\text{fm}$, 假定两碎片的中心距离 $R_c = 1.438Z_1 Z_2 / E_K$, Z_1 和 Z_2 是碎片电荷数, 能级密度参数 $a_f = A/7 - A/12$ 做为可调参数. 假定碎片形变能 E_d 和断裂前发射粒子的动能 E_{ps} 为零. 对本工作所讨论的裂变反应, 图 3 是由方程(5)拟合实验的碎片角分布提取的 S_0^2 作为断点激发能 E_{SSM}^* 函数给出的. 由图 3 看出, 对同一裂变反应, S_0^2 是断点激发能 E_{SSM}^* 的线性函数. 对所有的反应体系, S_0^2 随断点激发能 E_{SSM}^* 变化总趋势 S_0^2 似乎是 E_{SSM}^* 的一个平滑函数. 对于 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$, $^{14}\text{N} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{24}\text{Mg} + ^{203}\text{Pb}$ 反应, 图 4 给出了 S_0^2 的实验值与碎片角分布统计断点模型计算值的比较. 实验点误差主要是碎片角分布各向异性 $W(180^\circ)/W(90^\circ)$ 误差的贡献. 图中的实线是根据角分布统计断点模型计算的, 计算中假定断点结构是分离距离为 R_c 的两个球形碎片. 能级密度参数取 $a_f = A/10$. 若当能级密度参数 $a_f = A/8$ 时, S_0^2 随断点激发能 E_{SSM}^* 的变化

表 1 碎片角分布数据处理结果

反应组合核	χ	E_L MeV	l_c	θ cm	$W(\theta^\circ)/W(90^\circ)_{\text{exp}}$	$W(\theta^\circ)/W(90^\circ)_{\text{ssm}}$		
(7) $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta} \text{ } ^{193}\text{Au}$ $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au} \text{ } ^{209}\text{At}$	0.674	78.0	35	0	3.55 ± 0.20	3.60		
	0.720	63.4	20	0	2.07 ± 0.09	1.83		
		67.3	25	0	2.29 ± 0.08	2.00		
		72.7	31	0	2.78 ± 0.08	2.53		
		78.0	34	0	2.90 ± 0.08	2.78		
(8) $^{12}\text{C} + \text{Pb}^{219}\text{Ra}$	0.736	112.1(9)	62	8	3.66 ± 0.16	3.80		
		124.6(9)	69	4	3.90 ± 0.16	4.09		
		63.4	17	0	1.97 ± 0.08	1.91		
		67.2	23	0	2.08 ± 0.08	1.98		
		72.7	29	0	2.34 ± 0.08	2.20		
$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi} \text{ } ^{221}\text{Ac}$	0.747	72.7	30	0	2.39 ± 0.12	2.25		
		81.0	40	0	2.74 ± 0.10	2.89		
		$^{14}\text{N} + \text{Pb}^{221}\text{Ac}$	0.747	75.6	20	0	1.92 ± 0.12	1.84
				79.0	25	0	2.20 ± 0.12	1.94
				88.1	37	0	2.69 ± 0.12	2.70
(9) $^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au} \text{ } ^{211}\text{Rn}$	0.730	92.2	40	0	2.91 ± 0.14	2.94		
		96.6	45	0	3.13 ± 0.14	3.28		
		102	45	16	2.65	2.37		
		110	52	12	3.20	2.90		
		$^{14}\text{N} + ^{209}\text{Bi} \text{ } ^{223}\text{Th}$	0.757	83.1	35	0	2.29 ± 0.12	2.10
107.0	57			0	2.90 ± 0.12	3.05		
127.2	70			0	3.80 ± 0.12	3.55		
145.4	80			0	4.10 ± 0.12	4.23		
$^{16}\text{O} + ^{209}\text{Bi} \text{ } ^{225}\text{Pa}$	0.771	112	47	14	2.60	2.45		
		134	62	14	2.90	2.95		
		$^{16}\text{O} + ^{238}\text{U} \text{ } ^{254}\text{Fm}$	0.842	114	45	5	2.22 ± 0.2	2.01
140	65			5	2.80 ± 0.2	2.97		
$^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au} \text{ } ^{219}\text{Ac}$	0.758	154	73	10	3.54	3.76		
		177	84	10	3.84	4.08		
		190	90	10	4.2	4.23		
		$^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb} \text{ } ^{222}\text{Pa}$	0.771	120	52	5	3.3 ± 0.2	2.96
135	63			5	3.5 ± 0.1	3.50		
150	72			5	3.6 ± 0.1	3.91		
170	81			5	3.9 ± 0.1	4.25		
$^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb} \text{ } ^{232}\text{Pu}$	0.800			140	40	5	2.7 ± 0.1	2.55
		145	48	5	2.9 ± 0.1	2.67		
		160	62	5	3.5 ± 0.1	3.38		
		170	71	5	3.8 ± 0.1	3.84		
		190	86	5	4.2 ± 0.1	4.53		
		210	98	5	4.5 ± 0.1	4.81		
		$^{25}\text{Si} + ^{208}\text{Pb} \text{ } ^{236}\text{Cm}$	0.818	180	66	5	3.7 ± 0.1	3.49
200	80			5	4.2 ± 0.1	4.13		
220	92			5	4.5 ± 0.1	4.63		
240	06			5	4.8 ± 0.1	5.21		
$^{32}\text{S} + ^{208}\text{Pb} \text{ } ^{240}\text{Cf}$	0.837	250	93	5	4.8 ± 0.1	4.54		
		266	103	5	4.9 ± 0.1	4.95		

σ^2
 (7)
 (8)
 行
 的
 缩
 距
 均
 (9)
 垂
 片
 (10)
 应
 变
 能
 似
 Z_2 /
 片
 方
 出,
 发
 +
 误
 分
 级
 化

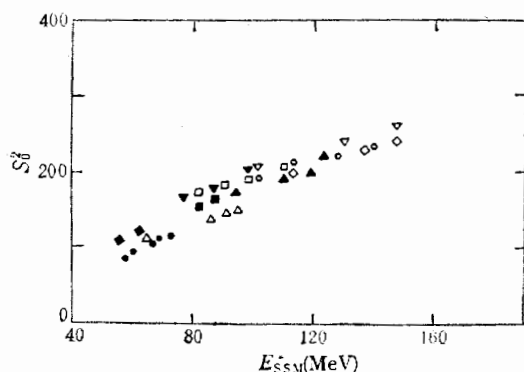


图3 由实验导出的 S_0^2 作为断点激发能 E_{SSM}^* 的函数

● $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ ▲ $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ □ $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$ ▼ $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ △ $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ ▽ $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ ○ $^{28}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$ ◇ $^{32}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$ ◆ $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ ■ $^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au}$

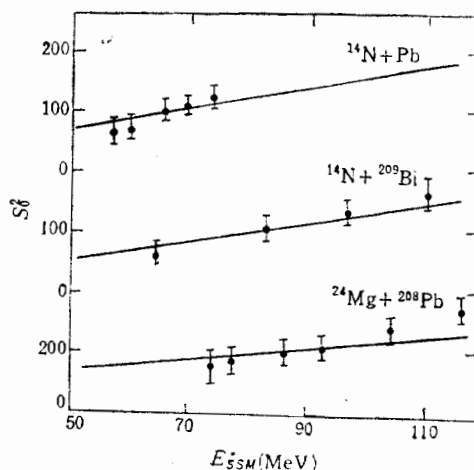


图4 对于 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$, $^{14}\text{N} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$ 反应, S_0^2 的实验值与角分布统计断点模型预言值的比较

比 $a_f = A/10$ 时减少约 10%。 S_0^2 还随两个碎片分离距离 R_c 减少而增加。 如果用 $R_c = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})(c/a)^{2/3}$ 代替 $R_c = 1.438Z_1Z_2/E_K$ 来计算断点碎片分离距离, 对于球形碎片和形变碎片, S_0^2 的理论值分别增加约为 20% 和 5%。 从图 4 看出, 由碎片角分布导出的 S_0^2 实验值与统计断点模型理论值是符合的, 但是, 对 $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$ 反应, 在 高能区域, S_0^2 的实验值比统计断点模型计算值偏高。 一种可能的解释是, 在高能区域, 裂变发生在一个较快的时标, 必然导致 m 自由度的部分驰豫, 使作为断点激发能函数的非统计平衡过程的作用增加了。

图 1 中的实线是根据统计断点模型计算的角分布理论曲线与实验值获得最好拟合的结果。 实线是假定断点结构为两个球形碎片, 虚线表示断点结构是两个椭球形碎片。 两个椭球的断点形状的角分布各向异性比两个球形的断点形状的角分布各向异性大 10% 左右。 表 1 给出了碎片角分布数据处理结果。 表 1 的倒数第 2 行表示实验的碎片角分布各向异性 $W(\theta^\circ)/W(90^\circ)$, 对本工作所研究的反应, 碎片角分布各向异性 $W(\theta^\circ)/W(90^\circ)$ 误差主要包括: 碎片计数统计误差 $\pm 1-3\%$, 座标系统转换引入的误差为 $\pm 2\%$, 与束流方向所成角度的误差为 $\pm 2\%$ 。 表 1 最后一行表示根据统计断点模型计算的碎片角分布各向异性, 计算中假定断点形状是中心距离为 R_c 的两个球碎片, 能级密度参数 $a_f = A/10$ 。 从表 1 我们可以看出, 无论对于较轻的重离子还是很重的重离子引起的裂变反应, 根据统计断点模型计算的角分布各向异性与实验值是符合很好的。 这表明统计断点模型能够解释重离子引起裂变反应的碎片角分布。 对于给定反应体系的某一轰击能量, 碎片角分布各向异性实验值对统计断点模型理论值所表现出的某些偏离, 一方面有计算碎片角分布时各种参数选择带来的偏差, 另一方面也有理论模型本身固有的近似性因素和实验技术上的问题。

[1]
[2]
[3]
[4]
[5]
[6]
[7]
[8]
[9]
[10]
[11]
[12]
[13]

M

th
le:
It
fit

参 考 文 献

- [1] L. C. Vaz and J. M. Alexander, *Phys. Rep.*, **97**(1983), 1.
[2] R. Vanderbosch and J. R. Huizenga, Nuclear Fission. Academic Press New York and London 1975, p. 179.
[3] B. B. Back et al., *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1983), 1068; **50**(1983), 818. *Phys. Rev.*, **C31**(1985), 2104.
[4] M. Prakash et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 990.
[5] T. Ericson, *Adv. Phys.*, **9**(1960), 425.
[6] P. D. Bond, *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 414.
Phys. Rev., **C32**(1985), 471; **C32**(1985), 483.
[7] H. H. Rossner, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 38. *Phys. Rev.*, **C33**(1986), 560.
[8] J. R. Huizenga et al., Proceedings of the 1984 INS-RIKEN International Symposium on Heavy Ion Physics, *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, *Suppl.*, **2**(1985), 257.
[9] V. Voila, UCRL-9619, 1961.
[10] S. A. Karamyan et al., *Yad. Fiz.*, **6**(1967), 494.
[11] M. B. Tsans et al., *Phys. LETT.*, **129**(1983), 18. *Phys. Rev.*, **C28**(1983), 747.
[12] A. N. Behkami and J. R. Huizenga, *Nucl. Phys.*, **A217** (1973), 78.
[13] V. Voila et al., *Phys. Rev.*, **C31**(1985), 1550.

MEASUREMENT OF FISSION FRAGMENT ANGULAR DISTRIBUTION IN HEAVY-IONS INDUCED REACTION

LIU GUOXING CHEN KELIANG ZHENG JIWEN WANG SUFANG
BAI XINGPING YU XIAN FAN ZHIGUO

(Institute of Modern Physics, Academia sinica, Lanzhou)

ABSTRACT

The angular distributions of fission fragments for a series of compound nuclei formed in the bombardment of ^{181}Ta , ^{197}Au Pb and ^{209}Bi by ^{12}C ions and in the bombardment of natural lead by ^{14}N ions were measured with mica track detectors and gold surface barrier detectors. It is shown that all experimental data for the fission fragment angular distributions can be fitted by the statistical scission model of fission fragment angular distribution.