

科学技术报告汇编

(内部资料)

第二集



中国科学院近代物理研究所

一九七六年六月

目 录

$C^{12} + Al^{27}$, $C^{12} + Bi^{209}$ 全熔合截面测量	(1)
73Mev $C^{12} + Bi^{209}$ 裂变碎片的能量关联测量	(8)
$C^{12} + Bi^{209}$ 裂变激发函数的测量	(20)
72.5兆电子伏的 C^{12} 离子在 Bi^{209} 上弹性散射的实验测量	(27)
$C^{12} + Bi^{209}$ 蒸发中子反应激发函数测量	(33)
72.5Mev C^{12} 离子在 C^{12} 靶上引起的转移反应	(40)
60和49兆电子伏的 $C^{12}-C^{12}$ 散射	(47)
重离子碰撞的宏观机制	(51)
原子核半经验结合能公式的改进	(62)
高于互作用位垒的重离子准融合反应的临界距离参数	(68)
用重离子核反应方法测定某地区环境空气中的铅浓度	(77)
利用离子注入方法制造半导体位置灵敏探测器	(86)
在电磁同位素分离器上制备 Cu^{63} 、 Cu^{65} 、 B^{11} 、 Se^{80} 、 Zr^{90} 、 Zr^{92} 、 Zr^{94} 等七个同位素靶	(95)
在一种标准构形聚变堆再生区中的中子经济及核发热计算	(105)

$^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$, $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 全熔合截面测量

— 室 — 组

摘 要

本文叙述了用固体径迹探测器(天然白云母)测量入射道 $^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$, $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 全熔合截面的实验方法, 并且应用锐截止模型推出限制全熔合过程的临界角动量。

一、前 言

重离子和靶核之间的相互作用是很复杂的, 有直接过程, 复合核过程等等。全熔合通常指入射粒子和靶核完全熔合在一起形成复合核的过程。所以, 形成复合核的截面称为全熔合截面, 用符号 σ_{cf} 表示。由于复合核处于激发态, 它通过粒子蒸发和裂变二种过程退激, 全熔合截面等于熔合蒸发和熔合裂变截面之和:

$$\sigma_{cf} = \sigma_{ev} + \sigma_f,$$

σ_{ev} 表示熔合蒸发截面, σ_f 表示熔合裂变截面。对于轻的复合核, 激发能低于裂变阈时, 裂变截面等于零, 在这种情况下, 全熔合截面等于熔合蒸发截面。

近十年来, 重离子反应的全熔合截面测量引起了人们很大的兴趣, 因为它可以从实验上推出核相互作用的位垒参数, 限制全熔合过程的临界角动量等, 为重离子反应机制的研究提供有用的资料, 进一步增加人们对重离子反应过程的了解。

测量重离子反应全熔合截面所使用的方法有: 固体径迹探测器, 计数器望远镜, 飞行时间方法, 裂变碎片角关联方法, 以及放射性测量等。较为常用的是固体径迹探测器和计数器望远镜方法, 后者有较高的准确度。

到目前为止, 已经积累了一些全熔合截面的实验数据。对这些实验结果加以综合分析, 我们可以看出, 入射离子能量稍高于库伦位垒时, 全熔合截面和反应总截面的比值 σ_{cf}/σ_R 是很大的, 表明全熔合截面是反应总截面的主要部份。它意味着在入射离子和靶核之间的相互作用中复合核过程占优势。入射离子能量远远高于库伦位垒时, 全熔合截面逐步成为反应总截面的一小部分, 说明这时直接过程和其它非全熔合反应过程有了相当大的贡献。这一现象可以用角动量效应来解释。全熔合过程受到入射波 l -值的限制, 只有 l 小于某个临界值 l_c 时, 两个碰撞核才能完全熔合在一起而形成复合核。实验结果还表明, 对于同一复合核和相同的激发能, 临界角动量的值依赖于入射道的两个核的品种。对于相同的入射道, 临界角动量又随复合核激发能而变化。

用固体径迹探测器方法测量重离子反应全熔合截面开始于卡瓦斯基(L. Kowalski)等人⁽¹⁾的工作。后来, 这种探测方法被诺特维兹(Natowitz)等人⁽²⁾广泛地采用了。其基本原理是固体径迹探测器记录重离子时, 有一个能量损耗阈的特性, 能损高于这个阈的离子才能被记录下来。这样就可以把能量高的入射离子束甄别掉, 只记录反冲复合核。实验时, 使探测器平面与入射离子束方向成 45° 或 60° 夹角, 经辐照后探测器记录了复合核的

衰变产物—熔合蒸发剩余核和熔合裂变碎片的径迹。这些径迹是线状的。探测器经过化学处理能在普通光学显微镜下对径迹进行观测。从而计算出熔合蒸发剩余核的微分截面。

本文叙述了用固体径迹探测器（天然白云母），测量入射道 $^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$ ， $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 全熔合截面的实验方法和取得了几个不同能量下这两个反应道的全熔合截面的值，并且应用锐截止模型推出了限制全熔合过程的临界角动量。

二、实 验 方 法

实验是在1.5米重离子回旋加速器上进行的。实验装置如图1所示，详细情况我们曾经做过叙述⁽³⁾。鼓形靶室内径为64.7厘米，通过软管系统与加速器束流管道系统连结。靶室前装有束流降能片。束流准直器长26厘米，设置三个光栏进行限束和准直。无衬的 ^{27}Al ， ^{209}Bi 靶子是采用真空蒸发方法制成的， ^{27}Al 靶子厚度为50~100微克/厘米²， ^{209}Bi 靶子厚度为250微克/厘米²。 ^{209}Bi 靶子置于靶室中心，取向与入射 ^{12}C 离子束成45°夹角。使用两套束流检验系统：第一套束流检验器是金硅面垒型半导体探测器，测量在25°方向上的散射 ^{12}C 离子。用与法拉第筒相连接的静电计和自动记录仪测量入射束流强度，作为第二

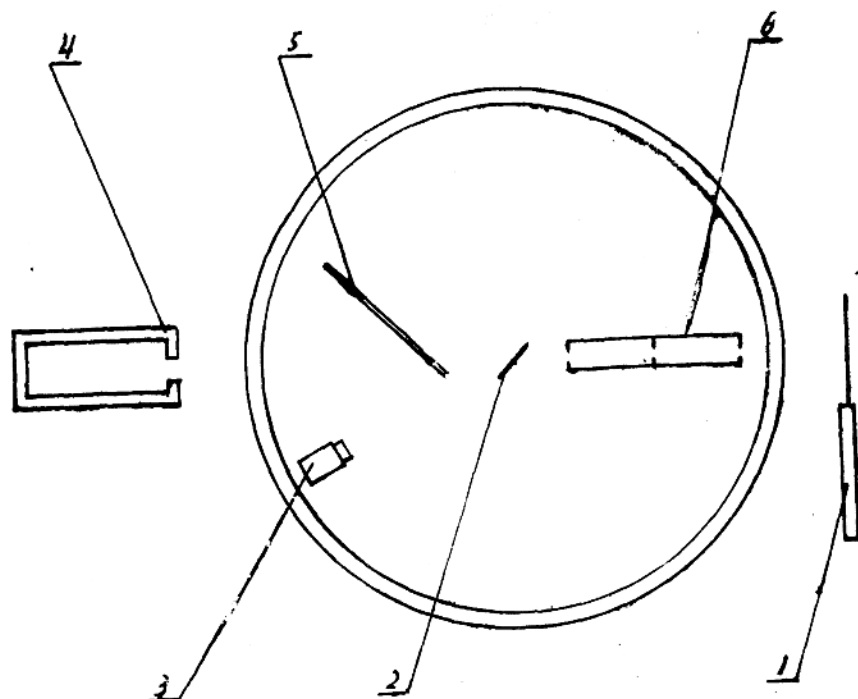


图1. 实验装置示意图。

1 铝降能片，2 靶子，3 半导体探测器，4 法拉第筒，5 云母片，6 准直器。

套束流检验系统。天然白云母作为固体径迹探测器的材料。我们选择表面损伤少的大片天然白云母，裁成 10×3.5 厘米²，厚度约为0.02毫米。本底径迹密度为10条/厘米²。所以，辐照前未对天然白云母做腐蚀处理。辐照时把云母片贴在一个支架上，使它的平面与入射

^{12}C 离子束方向夹角为 45° ，与束流轴线交点距靶子中心为5厘米。这样云母探测器在 $0^\circ \sim 30^\circ$ 角的范围内记录全熔合反应产物。

对 $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$ 全熔合反应，厚度为120微克/厘米²的金靶置于靶室中心，对正束流 0° 角方向距靶室中心12厘米处固定一个支架，上面放置 ^{27}Al 靶和云母探测器。支架的设计考虑了对云母探测器屏蔽来自金靶的散射 ^{12}C 离子和裂变碎片。 Al 靶靶面垂直于入射束流方向，它距束流轴线和云母片的交点是5厘米，云母片和束流轴线夹角为 45° 。

因为熔合蒸发机制所生成的剩余核的角分布是向前倾的，径迹密度是 θ 角的指数函数。我们期望，当用 40×12.5 倍普通光学显微镜观测时，在 $\theta = 5^\circ$ 处的径迹密度约为 2×10^5 条/厘米²。

为了选择最佳腐蚀条件，我们做了下面的辅助实验：在同样的几何条件下用天然白云母探测器记录 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 反应产物。照射时，云母表面复盖一层 Al 吸收片，以便阻止 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 反应蒸发产物，使云母只记录散射的 ^{12}C 离子。辐照后选择不同的腐蚀条件，在 40×12.5 倍普通光学显微镜下进行观测。结果表明，腐蚀条件为40% HF， 50°C ，40分钟时，在小角区域，每个视场都观测到了 ^{12}C 离子的径迹，这些径迹呈现为很小的菱形，径迹宽度为2微米，改用40% HF， 20°C ，30分钟时，未观测到散射 ^{12}C 离子的径迹。根据布洛克(H. Blok)等人⁽⁴⁾的工作，我们选择的腐蚀条件是处于云母记录重反冲核时径迹密度随腐蚀时间变化的坪区。这样的腐蚀条件(40% HF， 20°C ，30分钟)既能充分显影 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 全熔合反应蒸发剩余核的径迹，又不显影云母探测器可能记录的少量 ^{12}C 离子的径迹，结果我们得到了反差很强的蒸发剩余核径迹和裂变碎片径迹。对于 $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$ 全熔合反应，我们采用的腐蚀条件是：42% HF， 25°C ，40分钟。

固体径迹探测器经过化学腐蚀处理后，在入射束流直接照射的位置呈现出一个点。根据此点和照射几何条件，我们可以确定与入射离子束成各种夹角 θ 飞出的反应产物在探测器平面上被记录的相应部位和径迹长度。图2给出了这种几何关系。O点表示靶子中心，B点表示束流轴线与探测器平面交点，h为靶子中心到探测器平面的垂直距离，A为观测区域，l为A点到B点的距离。如果反应产物以 α 角射入探测器， $\alpha = 45^\circ - \theta$ ，r表示A点到靶中心的距离。于是， $r = h / \cos(45^\circ + \theta)$ ， $l = h(\tan(45^\circ + \theta) - 1)$ 。令 l' 表示径迹在探测器平面上的投影，反应产物在探测器中的射程是： $R = l' / \cos \alpha$ 。

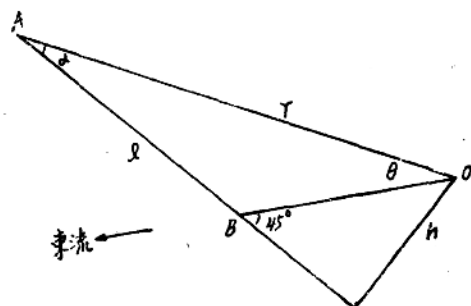


图2 角 θ 和 α 之间的关系。

使用普通光学显微镜对径迹进行观测。为了提高分辨，使用放大倍数 $45 \times$ ，数值孔径为0.95的油浸物镜，接目镜放大倍数是 $12.5 \times$ 。用目镜微尺做径迹长度测量，目镜方格准

地限制视场面积。微尺和方格都经过标准镜台微尺校准。云母探测器固定在载玻片上，载玻片贴有 θ 角所对应的标尺。在 $\theta=0^\circ-6^\circ$ 的区域，由于径迹密度过大，没有进行观测。图3给出了70兆电子伏 $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 全熔合反应 $\theta=13^\circ$ 时的产物的射程分布。从图3我们可

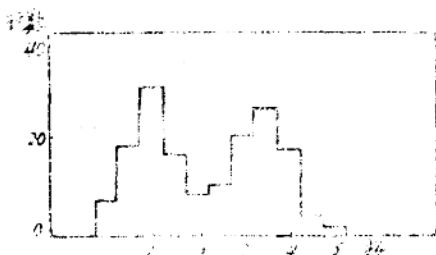


图3 70兆电子伏 $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 全熔合产物在云母中的径迹长度分布。1格=2.18微米
以看到，70兆电子伏 $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 全熔合产物的射程分布有二个峰： $\bar{R}\sim 2$ 微米的一组是熔合蒸发剩余核的射程， $\bar{R}\sim 8$ 微米的一组是熔合裂变变碎片的射程，两组是可以彼此分开的。

三、结果与讨论

$^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 熔合蒸发的实验室坐标系的微分截面 $\sigma_{ev}(\theta)$ 为：

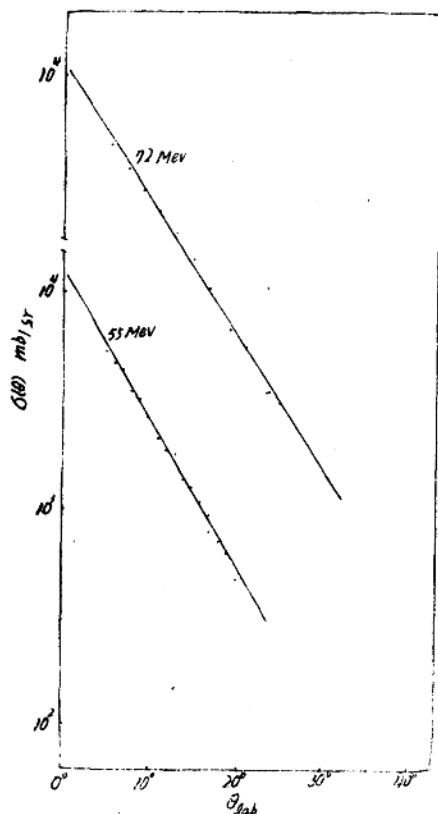


图4.1 $^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$ 全熔合反应蒸发剩余核的角分布，($E_{lab}=72, 55\text{Mev}$)。

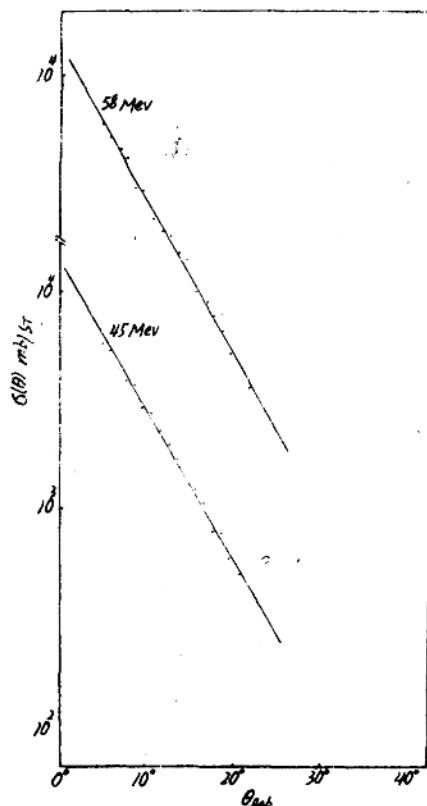


图4.2 $^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$ 全熔合反应蒸发剩余核的角分布，($E_{lab}=58, 45\text{Mev}$)。

$$\sigma_{ev}(\theta) = \frac{N_{ev}(\theta) \sigma_c d\Omega_c}{N_c d\Omega(\theta)},$$

σ_c 为 $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 在 25° 角时的库仑散射微分截面, $d\Omega_c$ 为半导体探测器对靶子张的立体角, N_c 为半导体探测器记录的散射 ^{12}C 离子数。 $d\Omega(\theta)$ 表示 θ 角方向扫描的云母探测器面积 A 对靶子张的立体角, $d\Omega(\theta) = A \sin \alpha / r^2$, $A = ns$ 。其中 s 为视场面积, n 为观测时扫描的视场数。 $N_{ev}(\theta)$ 为在扫描面积 A 内观测到的熔合蒸发径迹数。

$^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$ 熔合蒸发的微分截面, 同样按照上式计算, 但要乘以因子 $\eta = n_2/n_1$, n_2 为 ^{17}Au 靶的厚度, n_1 为 ^{27}Al 靶的厚度。 σ_c 为 $^{12}\text{C}+^{197}\text{Au}$ 库仑散射截面。

图4和图5分别给出 $^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$ 和 $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 全熔合反应蒸发剩余核的角分布。图中实线是用最小二乘法符合实验点得到的。对角分布进行积分得到了二个反应的熔合蒸发截面 σ_{ev} 。

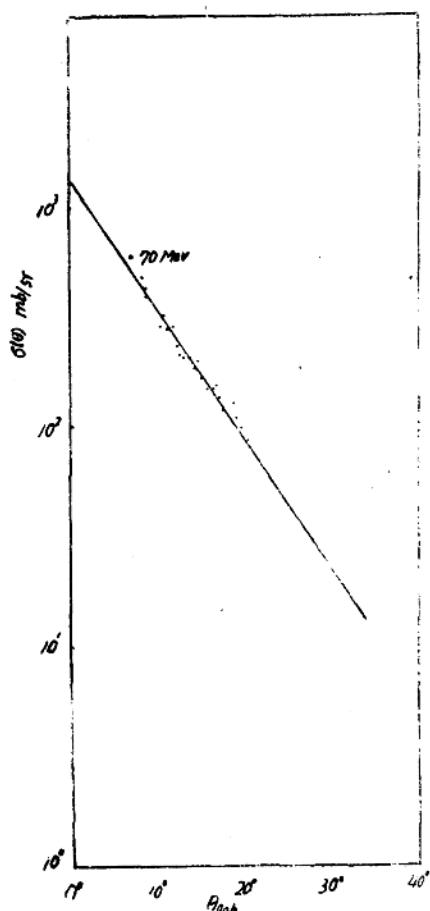


图5.1 $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 全熔合反应蒸发剩余核的角分布, ($E_{lab}=73 \text{ MeV}$).

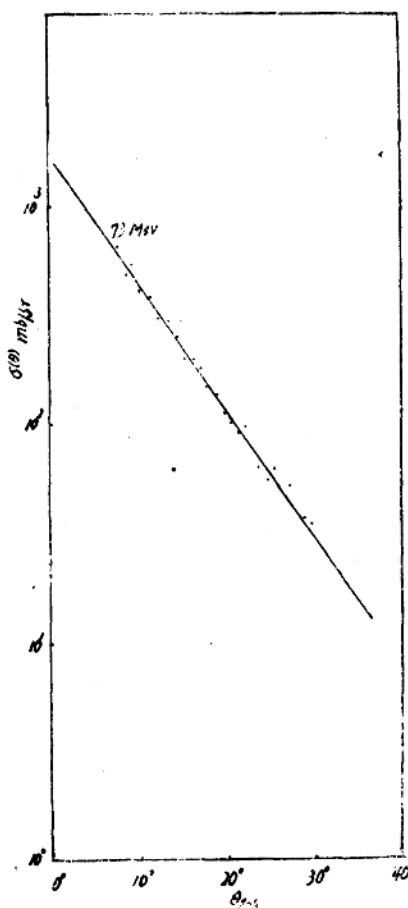


图5.2 $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 全熔合反应蒸发剩余核的角分布, ($E_{lab}=70 \text{ MeV}$).

熔合蒸发截面误差包括以下各项贡献: (1) 观测熔合蒸发径迹数的统计误差为 ± 3 —

10%；(2) 半导体探测器记录的散射 ^{12}C 离子数的统计误差为 $\pm 2\%$ ；(3) 分谱 (分开弹性散射和非弹性散射 ^{12}C 离子能谱) 的误差为 $\pm 1\%$ ；(4) 半导体探测器对靶子张的立体角的误差为 $\pm 3.5\%$ ；(5) 扫描面积对靶子张的立体角的误差为 $\pm 4\%$ ；(6) ^{27}Al 厚度误差为 $\pm 10\%$ ；(7) 假定熔合蒸发剩余核的角分布是指数形式和对角分布进行数值积分误差估计为 $\pm 4\%$ ；(8) $\theta=0^\circ$ 点标定偏差对截面误差的贡献为 $\pm 6\%$ 。熔合蒸发截面 σ_{ev} 的总误差为 $\pm 11-15\%$ 。

全熔合截面 σ_{cf} 表示为:

$$\sigma_{cf} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l,$$

P_l 表示二个核碰撞时形成全熔合的几率。在锐截止模型中, $l \leq l_{cr}$ 时, $P_l = 1$; $l > l_{cr}$ 时, $P_l = 0$ 。于是有

$$\sigma_{cf} = \pi \lambda^2 (l_{cr} + 1)^2 = \pi \lambda^2 l_{cr}^2,$$

$$l_{cr}^2 = \frac{\sigma_{cf} \cdot 2 \mu E_{CM}}{\pi \hbar^2},$$

μ 为折合质量, E_{CM} 为质心系中的轰击能量。这样就可以从测量的全熔合截面 σ_{cf} 推出限制全熔合过程的临界角动量 l_{cr} 。表1给出了 $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$, $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 全熔合反应的限制全熔合蒸发截面 σ_{ev} 和熔合裂变截面 $\sigma_f^{(3)}$, 以及临界角动量 l_{cr} 。反应总截面 σ_R 为:

$$\sigma_R = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l,$$

T_l 表示 l 分波的位垒穿透系数。采用托马斯抛物模型来计算 T_l :

$$T_l = \frac{1}{1 + \exp [2\pi(B_l - E)/\hbar\omega]}$$

作用势取光学势实部形式, 参数为: $V_0 = 70$ 兆电子伏, $r_0 = 1.24$ 费米, $d = 0.48$ 费米。

表1 $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$, $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 全熔合截面 σ_{cf}

反 应	$E_{lab}(\text{Mev})$	$E_{cm}(\text{Mev})$	$\sigma_{ev}(\text{mb})$	$\sigma_f(\text{mb})$	$\sigma_{cf}(\text{mb})$	σ_{cf}/σ_R	l_{cr}
$^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$	45	31.15	1008 ± 151		1008 ± 151	0.75 ± 0.11	20.0 ± 1.5
	55	38.08	979 ± 147		979 ± 147	0.67 ± 0.10	22.0 ± 1.6
	58	40.15	1130 ± 170		1130 ± 170	0.76 ± 0.12	24.0 ± 1.8
	66	45.69	903 ± 135		903 ± 135	0.58 ± 0.09	23.0 ± 1.7
	72	49.85	1046 ± 156		1046 ± 156	0.67 ± 0.10	26.0 ± 1.9
$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$	70	66.2	153 ± 17	338 ± 19	469 ± 36	0.94 ± 0.07	23.0 ± 1.0
	73	69.04	178 ± 20	475 ± 32	653 ± 52	0.89 ± 0.07	27.0 ± 1.2

下面就我们得到的 $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$, $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 全熔合截面 σ_{cf} 和从实验上推出的限制全熔

合过程的临界角动量 l_c 做个简短的讨论:

(1). 我们用固体径迹探测器(天然白云母)记录 $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 全熔合反应蒸发剩余核,得到熔合蒸发剩余核角分布趋向指数形式。从角分布中未看到有转移反应的影响。70兆电子伏 $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 全熔合反应 $\theta>20^\circ$ 时,我们观测到有明显的弹性散射重核反冲的径迹。 θ 角越大,重核反冲的贡献越大,它会使熔合蒸发剩余核的角分布形式畸变。所以我们仅观测到 20° 。如果观测到 30° 角,弹性散射重核反冲事件数贡献估计为15—20毫巴。轰击能量越接近库仑位垒,弹性散射重核反冲贡献越大。 ^{12}C 离子能量为65兆电子伏时,弹性散射重核反冲贡献约为300毫巴。因此,在60—70兆电子伏能量范围内,用固体径迹探测器方法得到 $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 全熔合反应的熔合蒸发激发函数是困难的。

对于入射道 $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$,我们得到了73, 70兆电子伏的熔合蒸发截面 σ_{ev} ,在实验误差范围内与本所⁽⁵⁾测量的 ^{209}Bi (^{12}C , xn)反应激发函数的结果是符合的。我们的结果和近年来的一些测量,例如Y. Le Beyec等人⁽⁶⁾测量的 ^{209}Bi (^{12}C , xn)反应激发函数的结果也是符合的。但是,我们的结果稍低。原因可能是我们对熔合蒸发剩余核径迹进行观测时,根据径迹长度分布选取了0.5微米的扫描阈,长度在0.5微米以下的径迹未进行观测,这样实际上是损失了一部分熔合蒸发剩余核的径迹。

(2). 对于入射道 $^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$,得到的熔合蒸发剩余核角分布呈现指数形式,表明反冲复合核是在一个很小的角锥内发射的。熔合蒸发剩余核径迹平均长度为6—8微米,与弹性散射反冲核和转移反应产物径迹有很好地分辨。所以,熔合蒸发剩余核角分布没有受到影响。我们得到的 $^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$ 全熔合截面和诺特维兹等人⁽²⁾的结果是一致的。

(3). 从实验上推出的限制全熔合过程的临界角动量 l_c ,表明对于同一入射道临界角动量 l_c 随复合核的激发能的增加而增加。比值 $\sigma_{el}/\sigma_{\approx}$ 接近于1,说明轰击能在库仑位垒附近时,复合核过程占优势。

参 考 文 献

- (1) L. Kowalski et al., Phys. Rev., 169, 894 (1968).
- (2) J. Natowitz, et al., Phys. Rev., C6, 2133 (1972); Phys. Rev. C1, 623, (1970).
- (3) 本刊, 一室一组, $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 裂变激发函数的测量。
- (4) H. Blok, et al., Nucl. Inst. Method, 100, 403, (1972).
- (5) 本刊, 一室六组, $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 中子蒸发反应激发函数测量。
- (6) Y. Le Beyec, et al. Nucl. Phys., A192, 405, (1972).

(执笔人: 刘国兴)

73 Mev $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 裂变碎片的能量关联测量

— 室 — 组

摘 要

本工作是研究 73 Mev $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 裂变反应的质量—能量关系。利用两个薄片半导体探测器对一个裂变事件所产生的两个互补碎片进行符合测量。得到的结果表明：质量—能量关系等高图与尼克斯(Nix, J.)理论预言粗糙地一致；这个反应裂变碎片的(中子发射后)最可几动能与最可几质量分别为 156.0 Mev 与 110.6 a.m.u. 这两个分布的半宽度分别为 27.6 Mev 和 30.8 a.m.u.。这些结果与半经验分析及前人的工作基本一致。同时,对具有不同质量的裂变碎片的动能分布及不同释放总动能的质量分布进行了分析。结果表明:这两种分布都不是典型的高斯型分布。并发现不同的质量分裂下所释放的平均总动能稍有变化,而对称质量分裂下的测量值与对称质量分裂的形变碎片的库仑排斥能差不多。

前 言

从对形变核在发生裂变前形变能和鞍点形状的精确计算^[1,2]可看出:液滴模型可以很好地适用于比镭轻的元素(裂变参数 $x \leq 0.67$)的裂变。对 $x < 0.67$ 的核,其鞍点形状可认为是由一个明显颈子连接的两个旋转椭球。利用这个近似,可以比较容易地进行一些重要的计算。尼克斯等^[3]利用它计算了一些核裂变性质的几率分布(这些分布可直接与实验结果进行比较,而不需要引入任何可调整的参数)。

重离子引起裂变的特点是裂变核具有高激发能和高角动量。重离子引起中重及重核裂变的质量—能量关系,早期汉斯(Haines, E. L.)^[4]及普莱舍(Plasi, F.)^[5]进行了一些实验并与理论做了比较。最近奥干涅夏等(Оганесян, Ю. П. и др.)^[6]和卡波特等(Cabot, C. et al.)^[7]也作了一些工作。

在这个实验中,我们使用的实验方法是用半导体探测器同时测量一个裂变事件所产生的两个互补碎片的能量。被研究的复合核是 $^{221}_{83}\text{Ac}$,其激发能为 32.26 Mev (由麦淘茨等(Mattauch, J. H. E., et al.)^[8]的质量表计算)。

从线性动量守恒可知:两个互补裂变碎片在蒸发中子前其质量 m_1^* , m_2^* 与质心系能量 E_1^* , E_2^* 间有如下关系:(在这报告中,凡有“*”标记的量均为中子蒸发前的量)

$$m_1^* E_1^* = m_2^* E_2^*,$$

而 $m = m_1^* + m_2^*$; $E_T^* = E_1^* + E_2^*$ 则

$$m_1^*/m = E_2^*/E_T^*.$$

其中: m 为裂变核的质量, E_T^* 表示中子蒸发前裂变事件释放的总动能。这样,同时测量每一裂变事件两个互补裂变碎片的动能,就可以确定裂变碎片的质量分布。

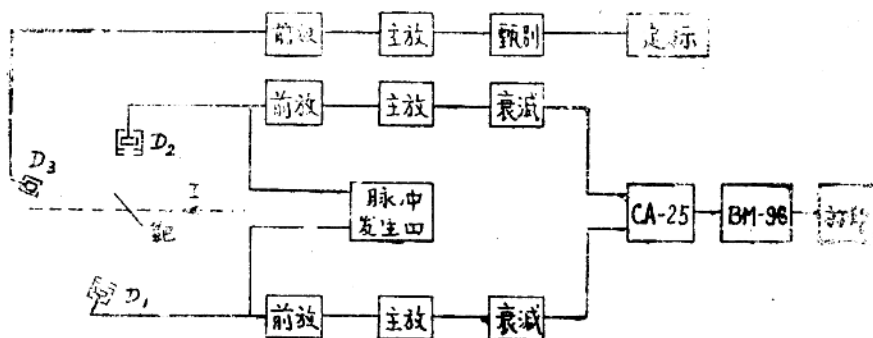
实 验 和 结 果

实验是在 1.5 米重离子回旋加速器上进行的。用铝箔吸收片法^[9]测量得 ^{12}C 离子束的能量为 73 兆电子伏。

实验装置和仪器框图见图一。靶室直径为 670 毫米。测量裂变碎片的两个探测器与束流的夹角及探测器到靶室中心的距离由预备实验选定。我们选定的条件如下：

探测器编号	与束流相对夹角	到靶中心距离	光栏直径	张 角
D_1	$72^\circ 47'$	107.8%	$\phi 6\%$	$3^\circ 11'$
D_2	$89^\circ 24'$	80%	$\phi 7\%$	5°

光栏用 1 毫米厚的有机玻璃做成。光栏口为圆弧形。



图一、实验装置和仪器框图

为了监督束流的大小，在距靶室中心 248 毫米与束流呈 25° 角方向上也安装了一个半导体探测器。该探测器前装一个直径 0.5 毫米的光栏。用以记录被靶弹性散射的碳离子。由真空蒸发制作的无底衬单元素 ^{209}Bi 靶安装在靶室中心，靶面与束流呈 45° 角。靶厚 135.3 微克/厘米²。

为了减小散射碳离子对裂变碎片动能谱的干扰，我们选用厚度约 20 微米的薄片半导体探测器测量裂变碎片。两个薄片半导体探测器的输出讯号经电荷灵敏前置放大器和主放大器放大后，分别送入两个衰减器。这两个衰减器的输出讯号再送到数码转换器及符合单元 (CA-25) 进行分析符合。适当选择仪器参数，使两个探测器输出的裂变碎片的讯号都落在 64 道以内。调节 CA-25 的下甄别和零道阈，使碳离子讯号低于甄别阈及裂变碎片的讯号从零道开始记录。将符合事件数记录在 64 道 $\times$ 64 道的网格中。图二给出测得的分别以两个探测器测量系统输出脉冲幅度 V_1 、 V_2 为坐标的等高图。收集的符合裂变事件总数为 37600 个。

在整个能量关联测量中，电子学测量系统增益的漂移 $\leq \pm 0.5\%$ ；由于半导体探测器

性能的变化所引起的裂变碎片动能谱谱峰的位移 $\leq 1\%$ 。

斯密特(Schmitt, H.W. et al.)¹⁰指出:当用半导体探测器测量裂变碎片时,质量为 m (原子质量单位)的裂变碎片,其能量 E_L (兆电子伏)与脉冲幅度 V (道)之间有如下关系:

$$E_L = (a + a'm)V + b + b'm,$$

其中: a 、 a' 、 b 、 b' 为四个能量校准系数。我们按斯密特提供的方法,用 ^{252}Cf 自裂变源进行校准,得出两个薄片探测器(D_1 、 D_2)及其测量系统的能量校准系数为:

探测器编号	a	a'	b	b'
D ₁	1.1331	0.001683	6.7996	0.0138
D ₂	1.2460	0.001849	2.0050	0.0066

我们将在数据处理中使用这些能量校准系数。

数 据 处 理

为了对裂变性质进行讨论及与理论预言进行比较,必须将测量的实验室系结果转换到质心系。考虑到裂变碎片在靶中的能损及 D_2 探测器不与束流方向垂直,我们采用下面的计算公式。

令在质心系坐标 (E_T, m_1) 处事件密度为 $M(E_T, m_1)$,与质心系坐标点 (E_T, m_1) 对应的实验室系坐标点 (V_1, V_2) 由下式算出:

$$V_1 = [f_1(E_T, m_1) - \langle \Delta E(E_T, m_1) \rangle_1 + \Delta \phi(E_T, m_1)](a_1 + a'_1 m_1)^{-1}$$

$$V_2 = [f_2(E_T, m_1) - \langle \Delta E(E_T, m_1) \rangle_2 - \Delta \phi(E_T, m_1)](a_2 + a'_2(m - m_1))^{-1},$$

其中: $f_1(E_T, m_1) = (1 - \frac{m_1}{m}) E_T - (\frac{m_1 E_L}{m^2} + b_1') m_1 - (b_1 - \frac{2m_1 E_L}{m})$,

$$f_2(E_T, m_1) = \frac{m_1}{m} E_T - (\frac{m_1 E_L}{m^2} + b_2')(m - m_1) - b_2,$$

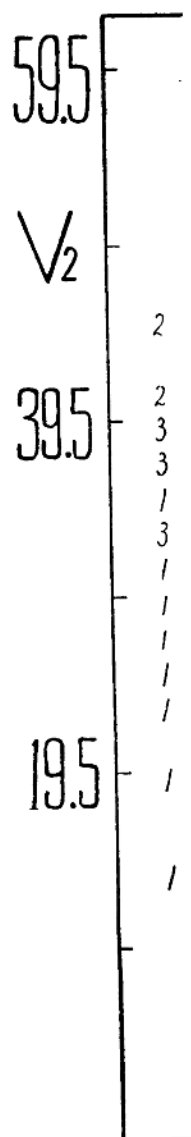
$\langle \Delta E(E_T, m_1) \rangle_i$ ($i=1, 2$)分别为碎片1和2的靶厚修正。 $\Delta \phi(E_T, m_1)$ 为当 D_2 不与束流垂直时的角度修正:

$$\langle \Delta E(E_T, m_1) \rangle_1 = \frac{3}{4} \frac{R \sec \delta_1}{K} (1 - \frac{m_1}{m})^{1/3} E_T^{1/3},$$

$$\langle \Delta E(E_T, m_1) \rangle_2 = \frac{3}{4} \frac{R \sec \delta_2}{K} (\frac{m_1}{m})^{1/3} E_T^{1/3},$$

$$\Delta \phi(E_T, m_1) = \frac{2S}{m} [m_1 E_L E_T m_1 (m - m_1) / m]^{1/2},$$

$$S = \left\{ \left(\frac{m_1 E_L}{m E_T} \cdot \frac{m_1}{m - m_1} \right)^{1/2} + \left[1 + \left(1 - \frac{m_1 E_L}{m E_T} \cdot \frac{m_1}{m - m_1} \right) \tan^2 \psi_1 \right]^{1/2} \right\} \frac{\tan \psi_1}{\tan \psi_2} \cdot (1 + \tan^2 \psi_1)^{-1},$$


$$V_2$$

2

39.5

2

3

3

5

13

2

1

1

1

1

1

•

19.5

z 伏); m 为裂变核的
间的夹角; ψ_1, ψ_2 分别
为靶厚(毫克/厘米²);
下的²⁰⁹Bi 靶, 在对各
大^{2/3})。

$N(V_1, V_2)$ 间有如下

$$\frac{\mathcal{E}_2}{n_1} \sim \frac{\Delta\phi(m-2m_1)}{2m_1(m-m_1)}$$

$$m_1) - b_2 - \langle \Delta E \rangle_2 - \Delta \phi)]$$

$$) - \frac{\Delta\phi(m-2m_1)}{2m_1(m-m_1)}$$

$$\frac{2m_1 E_1}{m}$$

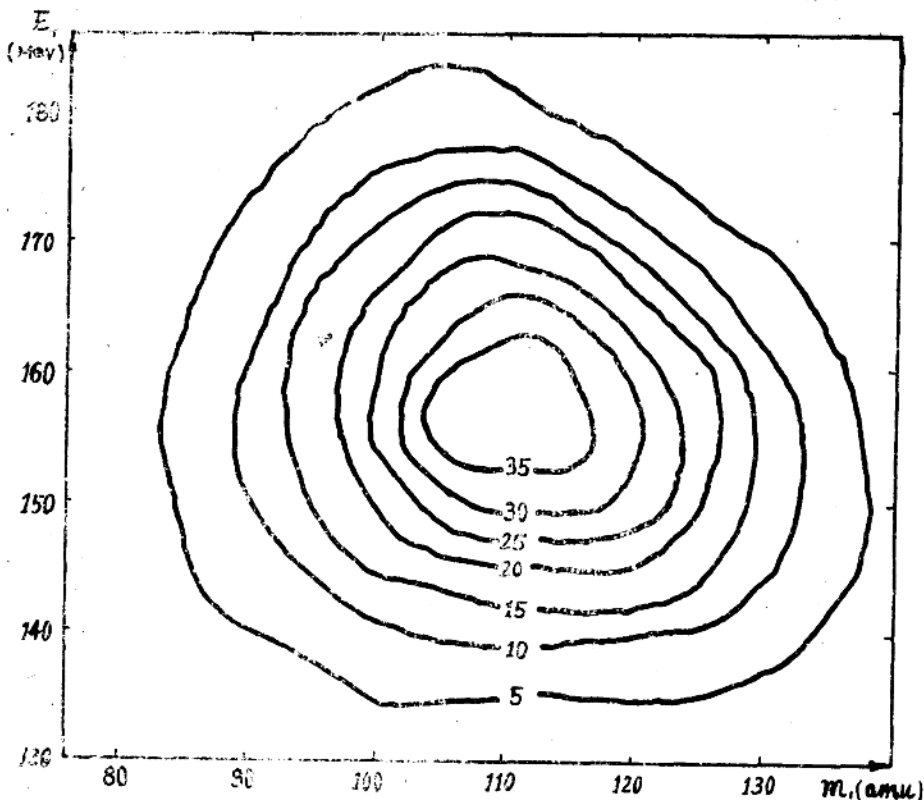
(量单位)为坐标)见

质心系总动能 而变化
放的质心系总动能分
心矩可表示成:

度。可以证明：对高
如果计算的值偏离零
“倾斜系数” α_3 和 “平

值处有一个尾巴,而表示该分布趋于平顶。FWHM)为:

进行; 在实际测量中, 会引起能量关联数



图三、73 MeV $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 裂变碎片在 $E_T - m_1$ 坐标中等高图。曲线通过两个坐标轴上每个坐标单位交点所对应的相同的事件数；曲线上数值表示对应的事件数的数值。

据的展宽。

由于我们现在缺乏重离子裂变反应中裂变碎片蒸发中子数与碎片质量和激发能的关系的数据，为进行中子修正，作如下假设：

- 1) 裂变事件中发射的中子都是从激发的裂变碎片中蒸发出来。
- 2) 每个碎片蒸发同样数量的中子；即 $\bar{\nu}_1 = \bar{\nu}_2 = \bar{\nu}_T/2$ 。
- 3) 裂变碎片蒸发中子是各向同性的。
- 4) 中子的发射与裂变碎片的动能、中子动能及中子的出射角无关。
- 5) 被蒸发中子的能量分布遵从下列公式：

$$N(E) \propto \frac{E}{T^2} e^{-E/T}$$

其中： E 为中子动能， T 为蒸发该中子前裂变碎片的核温度。

- 6) 同一碎片连续发射的中子其动能间和其角度间无关。

质量为 m_1^* 的裂变碎片平均蒸发中子总数 $\bar{\nu}_T(m_1^*)$ 可从下述能量平衡关系式中计算：

$$\bar{\nu}_T(m_1^*) = [\langle Q(m_1^*) \rangle + \langle E_x \rangle - \langle E_T^*(m_1^*) \rangle - \langle E_r \rangle] / [\langle B_n(m_1^*) \rangle + \langle E_n \rangle]$$

其中： $\langle Q(m_1^*) \rangle$ 、 $\langle E_T^*(m_1^*) \rangle$ 分别为给定裂变碎片质量为 m_1^* 的裂变系统的平均反应能和

平均总动能; $\langle B_n(m_1^*) \rangle$ 是质量为 m_1^* 的裂变碎片的平均中子束缚能; $\langle E_s \rangle$ 是裂变核的平均激发能; $\langle E_r \rangle$ 是被 γ 射线带走的平均能量, 一般取值 8.3 Mev ; $\langle E_n \rangle$ 为被蒸发中子的平均动能, 通常取值 $\langle E_n \rangle = 2.3 \text{ Mev}$ 。在我们的情况下 $\bar{\nu}_T = 6$ 。

从上述假设可得到裂变碎片蒸发中子前的质量 m_1^* 与碎片蒸发中子后动能 E_1, E_2 ($E_T = E_1 + E_2$) 间有如下关系。

$$m_1^* = mE_2 / [E_T + (1 - \frac{\bar{\nu}_1}{m_1^*})(\frac{\bar{\nu}_1}{m_1^*} - \frac{\bar{\nu}_2}{m_2^*})E_1]$$

对对称分裂 $m_1^* = mE_2/E_T$; 对非对称分裂由于 $(1 - \frac{\bar{\nu}_1}{m_1^*})(\frac{\bar{\nu}_1}{m_1^*} - \frac{\bar{\nu}_2}{m_2^*})E_1$ 很小 (与 E_T 相比), 近似有 $m_1^* \cong mE_2/E_T$, 所以在计算中对裂变碎片的质量不进行中子蒸发修正。

中子蒸发对平均释放总动能 $\langle E_T^* \rangle$, 裂变碎片质量分布偏差 $\mu_2(m_1^*)$ 和释放总动能分布偏差 $\mu_2(E_T^*)$ 的修正用下列公式进行:

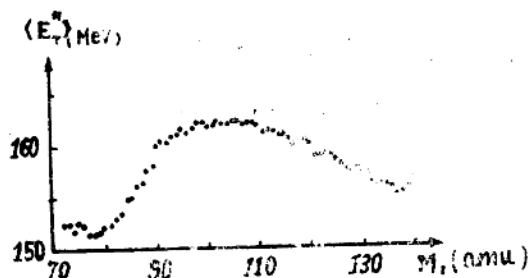
$$\langle E_T^* \rangle = \langle E_T \rangle [1 + \frac{\bar{\nu}_T}{2m} (\frac{m_1}{m-m_1} + \frac{m-m_1}{m_1})];$$

$$\mu_2(m_1^*) = [\mu_2(m_1) - \bar{\nu}_T m_n m \frac{\langle E_n \rangle}{E_T^*}] (1 - \frac{2\bar{\nu}_T}{m})^{-1};$$

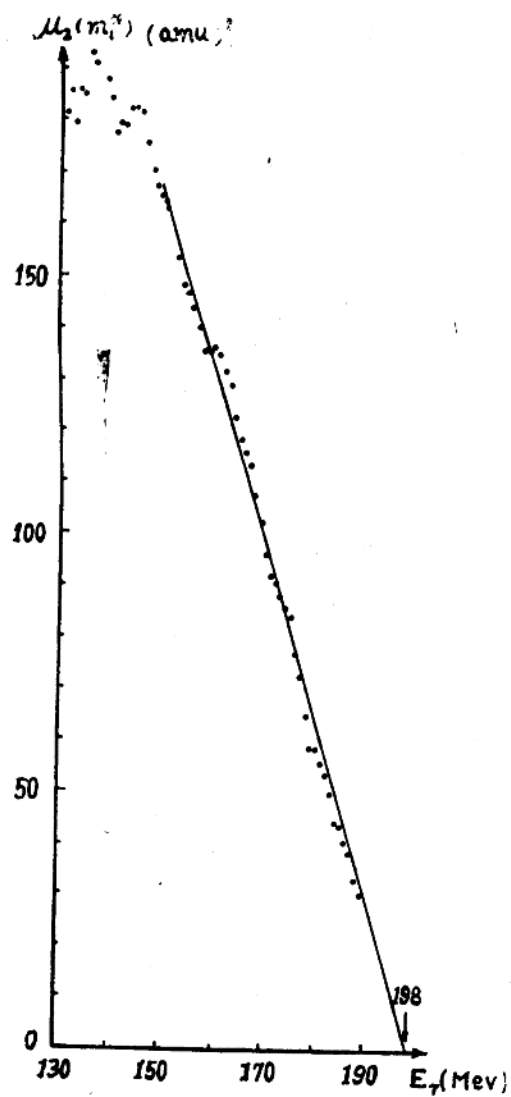
$$\mu_2(E_T^*) = [\mu_2(E_T) - \frac{4}{3} \frac{m_n}{m} \langle E_T^* \rangle \langle E_n \rangle \frac{\bar{\nu}_T}{2} (\frac{m_1}{m-m_1} + \frac{m-m_1}{m_1})]$$

$$+ \frac{m-m_1}{m_1}] [1 - \frac{\bar{\nu}_T}{2m} (\frac{m_1}{m-m_1} + \frac{m-m_1}{m_1})]^{-2};$$

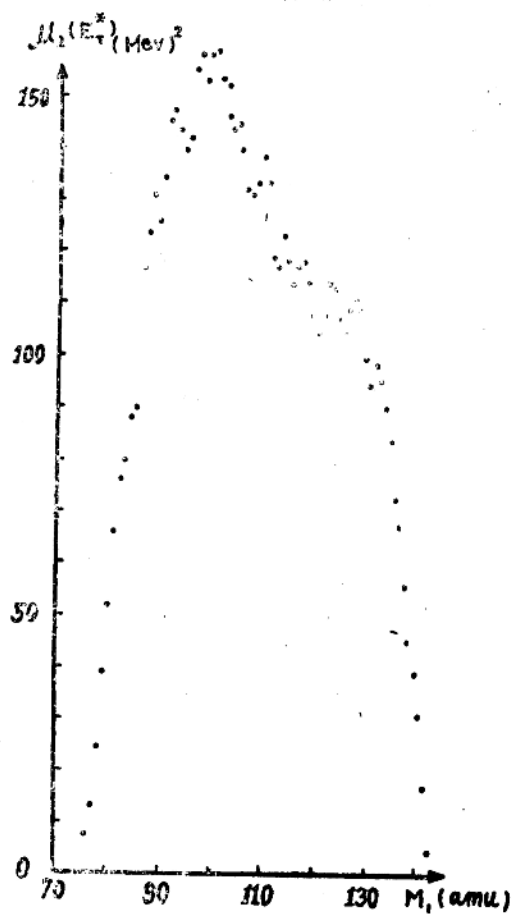
其中: $\langle E_n \rangle$ 为中子平均动能 ($\langle E_n \rangle = 2.3 \text{ Mev}$); m_n 为中子质量 (取值为 1)。图四—图六分别为中子蒸发修正后的 $\langle E_T^* \rangle, \mu_2(m_1^*), \mu_2(E_T^*)$ 。未进行中子蒸发修正的裂变碎片的质量分布和释放总动能分布见图七、图八。未进行中子蒸发修正的裂变释放总动能分布的“倾斜系数” (α_3) 和“平坦系数” (α_4) 与裂变碎片质量的关系见图九、图十。



图四、中子蒸发前平均释放总动能与质量分裂的关系。



图五、质量分布偏差与释放总动能的关系。 $\mu_2(m_1^*)=0$ 时, $E_T \cong 198 \text{ Mev}$ 。



图六、释放总动能分布偏差与质量分裂的关系。