

25MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{209}\text{Bi}$ 裂变反应研究*

郑纪文 邬恩九 肖志刚 张纯 尹淑芝 王素芳
靳根明 谭继廉 金卫阳 宋明涛
李祖玉 吴和宇 贺智勇 殷旭 朋兴平

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

江栋兴 钱兴

(北京大学技术物理系 北京 100871)

摘要 实验对 25MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{209}\text{Bi}$ 体系的裂变反应,利用线性动量转移的分窗选择不同的激发能,研究裂变动能分布和质量分布与热核初始激发能的关系.实验证实激发能小于 380MeV 时裂变总动能分布与低激发能复合核相似.激发能大于 380MeV 时,最可几动能呈现出随激发增加而增加,并出现高能非对称性,而且质量分布宽度随激发能增加而迅速增大.

关键词 裂变 碎片总动能 激发能

1 引言

在中能重离子非完全融合反应中形成的复合体系也可以沉积很高的激发能,为高激发核衰变性质研究提供了良好条件.早期研究已清楚地建立了低激发能复合核的裂变性质:复合核的裂变参数(Z^2/A)是决定核裂变性质的最基本的因素,而激发能只是通过温度效应影响裂变的统计性质,如产物的分布宽度,粒子蒸发和裂变的竞争等,裂变的动力学性质不受激发能影响.而对于具有高激发能的热核,由于重离子碰撞往往产生很大的角动量,以及核表面张力随核温度的增高而下降,这两种效应引起裂变位垒降低,直至为零,使得热核裂变成为无垒快裂变.这会使裂变产物的分布性质(裂变动能分布,碎片质量分布及碎片角分布)不同于正常的复合核裂变,仅呈现受温度控制的统计效应.裂变最可几总动能随激发能的变化,对于我们认识快裂变的动力学过程是很重要的.但是,至今这方面的数据还很少.

本实验的目的是研究热核的衰变性质,特别是热核的裂变动力学性质.对于 25MeV/u

1998-04-21收稿

* 国家自然科学基金(19235011)资助

$^{40}\text{Ar} + ^{209}\text{Bi}$ 反应体系, 利用裂变碎片折叠角技术, 选择不同线性动量转移(不同的激发能)的热核裂变事件, 通过裂变两互补碎片的关联测量, 研究热核裂变产物的分布性质与热核初始激发能的关系.

2 实验

实验是在中国科学院近代物理研究所重离子加速器上进行的. 束流是 25MeV/u 的 ^{40}Ar 束, 束流强度约为 $20\text{--}40\text{nA}$. 靶子为 $540\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 厚的天然铋靶. 裂变碎片测量使用位置灵敏雪崩计数器 (PPAC), 工作气体是正庚烷, 工作气压为 4.5mb . 主裂变碎片探测器 PPAC1 放置在 $\theta_1 = 37^\circ$, 有效面积为 $20\text{cm} \times 20\text{cm}$, 中心距离靶子 421mm . 补裂变碎片探测器 PPAC2 放置在 $\theta_2 = -75^\circ$, 有效面积为 $20\text{cm} \times 15\text{cm}$, 中心距离靶子 317mm , 与 PPAC1 关联测量中心碰撞中形成的热核的二分裂变事件. 另一补裂变碎片探测器 PPAC3 放置于 $\theta_2 = -115^\circ$, 有效面积为 $20\text{cm} \times 15\text{cm}$, 中心距离靶子 313mm , 与 PPAC1 关联测量周边碰撞中的类靶余核的二分裂变事件. 为了获得反应初始时间的信息, 在靶室平面上方安置了 3 个 γ 射线探测器, 距离靶子 12.5cm .

每个 PPAC 引出 4 个位置信号 (X_1, X_2, Y_1, Y_2), 一个时间信号 T 和一个能量损失信号 ΔE . 位置信号通过延迟线读出. 时间信号 T 经恒分和成形后分成两路, 一路送入 TDC 记录碎片飞行时间, 另一路送作开门信号. γ 探测器的时间信号和 PPAC 的时间信号同样处理. 开门信号包括两碎片的二重符合和两碎片与 γ 射线的三重符合的事件^[1].

3 结果和讨论

3.1 裂变热核参量估计

实验中利用中能重离子碰撞中的非完全融合过程来形成热核, 具有非完全的动量转移. 根据互补两裂变碎片之间的夹角 Θ_{12} , 可以确定线性动量转移 (LMT)^[2]. 我们使用破裂融合模型由 LMT 来计算初始热核的组成和激发能. 模型假设: 反应的第一阶段, 弹核在飞经靶核势场时弹性破裂成两部分, 如果忽略弹核破裂时损失的少量能量, 一部分将以束流速度飞出形成类弹碎片, 而另一部分与靶核融合形成热核. 在热核内部平衡的建立过程中没有快粒子发射. 这样, 初始热核的电荷 Z_r 、质量 A_r 和激发能 E^* 分别为

$$\begin{cases} Z_r = Z_t + Z_p \cdot LMT, \\ A_r = A_t + A_p \cdot LMT, \\ E^* = E_p \cdot LMT \cdot A_t / A_r + Q, \end{cases} \quad (1)$$

其中 A_p 和 A_t 分别是弹核和靶核的质量数, E_p 是弹核的入射能量, Q 为融合反应 Q 值. 由于与靶核相融合的弹核的质子和中子数的不确定性, Q 值难以准确估计, 但其值相差不大, 对总激发能影响较小.

在热核衰变过程中存在粒子蒸发与裂变的竞争, 因此断点核的质量和激发能都很低于初始热核的相应值, 而只有其反冲速度的平均值可认为等于初始热核的反冲速度. 由

裂变断前和断后蒸发粒子多重性的测量结果, 可以确定裂变核断点的激发能 E_{sc}^* , 它与初始激发能之差 $E^* - E_{sc}^*$ 即是在裂变过程中粒子蒸发所耗散的激发能. 对于此类反应体系, 蒸发一个核子所耗散的激发能的系统值 ΔE 约为 15MeV^[3], 由此可得, 在裂变过程中裂变核蒸发的核子数 ΔN 及断点质量数 A_{sc} 用下式表示

$$\begin{cases} \Delta N = (E^* - E_{sc}^*)/\Delta E, \\ A_{sc} = A_f - \Delta N. \end{cases} \quad (2)$$

这样, 在数据重构中, 以 A_{sc} 作为裂变核的质量, 根据动量守恒和质量守恒可以计算裂变碎片的各种参量.

3.2 热核裂变总动能分布和碎片质量分布的特征 (全部中心碰撞事件)

对于中心碰撞的裂变事件, 相应初始热核的最可几组成为: $A_f = 238$, $Z_f = 96$, 最可几激发能 E^* 约为 550MeV. 图 1(a) 给出裂变总动能分布, 其最可几值 E_k 是 172MeV, 宽度 $FWHM(E_k)$ 约为 32MeV. 分布形状与低激发复合核裂变的分布形状有很大不同, 呈现出相当的非对称性, 高能成份有很大抬高. 图 1(b) 给出的裂变碎片质量分布, 其最可几值为裂变核质量的一半, 形状呈现对称二分裂的特征, 和低激发能复合核裂变的碎片质量分布相似. 分布宽度 $FWHM(A_f)$ 为 50amu, 远大于低激发能复合核裂变的相应值.

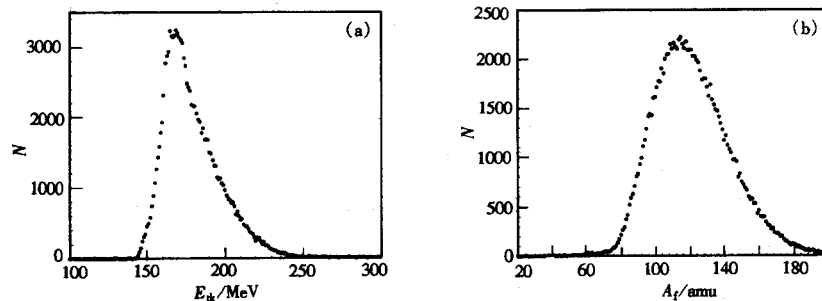


图1 裂变碎片

(a) 总动能分布和; (b) 质量分布.

3.3 裂变总动能分布与裂变核初始激发能的关系

在处理中, 假设裂变的两互补碎片之间夹角 θ_{12} 的大小完全是由于线性动量转移的不同决定的, 不考虑其它因素的影响, 只是在 LMT 分窗时, 考虑其范围的合理性. 在相应的激发能的计算中对 LMT 取权重平均值. 图 2 给出了不同初始激发能热核裂变的总动能 E_k 分布. 由图可见, 近心碰撞 ($LMT > 0.5$) 和周边碰撞 ($LMT < 0.5$) 事件的裂变总动能分布是很不同的. 对于周边碰撞的类靶核裂变, 总动能分布基本上是对称的高斯型分布, 分布宽度比较小 ($FWHM = 15-20\text{MeV}$). 动能的最可几值随激发能的增加没有明显增加. 动能分布宽度 ($FWHM$) 随激发能的增加而变宽, 当激发能从 143MeV 增加到 368MeV 时, 能谱的宽度从 15MeV 增加到 21MeV. 对于中心碰撞的裂变事件, 裂变动能分布都呈现出不对称性, 高能

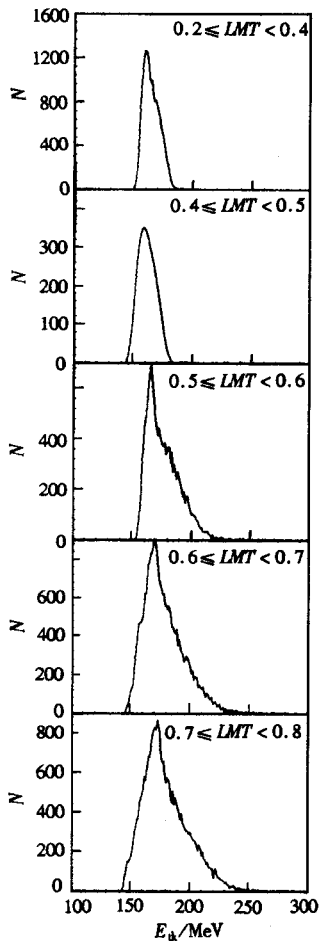


图2 裂变碎片总动能分布随激发能的演变
近心碰撞 $LMT < 0.5$,
周边碰撞 $LMT > 0.5$.

部分都有很大抬高,其所占比例随激发能的增加而增加.所达到的最高能量也随激发能的增加而增加,直到 250MeV 附近,这将导致能谱分布的平均能量和分布宽度都在增加.

图 3(a)中给出了最可几总动能 E_k 与热核初始温度 T 的关系.从图中可以看到,对于周边碰撞 ($E^* = 143-368\text{MeV}$),最可几总动能基本上为常数,这与复合核裂变的特征相符.这个性质或许说明该反应体系在 25MeV/u 轰击能量时,中等碰撞参数的近周边碰撞中形成的类靶核仍为正常的复合核,或说激发能在 300MeV 左右、电荷数 Z 在 90 附近的复合核可以发生正常的裂变现象.但是对于中心碰撞的裂变事件,在本实验所示的 400—700MeV 激发能范围内,最可几总动能随激发能的增加有明显的增加,这与复合核裂变时碎片动能对于激发能很不敏感的特性不符.现有的理论认为,原子核的裂变位垒高度是随角动量和激发能的增高(核温度 T 的增高)而降低的,角动量或激发能高到一定程度(对于重核,核温度 $T \approx 4\text{MeV}$),裂变位垒将降为零,这种不存在裂变位垒的核的裂变称为快裂变.实验上已经清楚地知道,在轰击能量为每个核子几十兆电子伏的重离子核反应中,中心碰撞的类融合反应所形成的高激发热核所发生的裂变是这种无位垒的快裂变.实验结果表明无位垒核快裂变释放的最可几总动能是随激发能的增加而增加的.另一方面,裂变断前和断后的蒸发粒子多重性实验结果却表明,裂变核断点的核温度是相当低的,断点激发能几乎是与热核初始激发能无关的常数.这就说明,裂变动能是受热核的初始激发能影响的.

对于复合核裂变,裂变过程本质上是过阻尼的运动,动力学时标比较长^[4].在从鞍点到断点的下滑运动过程中,裂变碎片没有动能积累,裂变两碎片的相对运动动能基本上由断点位形时两碎片之间的库仑排斥能决定.对于快裂变,裂变动能的增加可能有两种因素引起.一种是断点时刻碎片拉长形变减小,两碎片之间的库仑排斥能增加.但是,由于这种动能增加的相对量是小的,这样断点碎片形变的减小也是相对小的.然而,实验表明热核裂变时标有很大的减小,两种现象似乎是不一致.第二种因素是,到断点时刻两碎片已经积累了相当的相对运动动能.也就是说,在裂变过程中从鞍点(回转点)到断点的下滑运动不是过阻尼的,而是一个加速的运动过程,到断点时已经积累了相当的动能.这可能是由于在高激发能的条件下,核表面能的减小或耗散力的减弱所造成的.这样可以推想,随初始激发能的增加,裂变时间也会减小.实验上已经观测到,对于高激发能热核,裂变时间随激发能的增加而减小是很明显的.在热核初始激发能大于 500MeV 时,裂变时标已经下降到约 $4 \times 10^{-21}\text{s}$,比正常的复合核裂变的动力学时

标 $40 \times 10^{-21}\text{s}$ 小一个数量级. 这些实验结果促使我们认为热核裂变的两种现象, 即裂变总动能随激发能增加而增加和裂变时标随激发能增加而减小, 是由同一物理因素所引起的, 即都是由从鞍点(回转点)到断点的下滑过程中速度积累所引起的.

图 3(b) 给出了裂变总动能分布方均宽度 σ_E^2 与裂变核初始温度 T 的关系. 在所研究的激发能范围内, σ_E^2 是随激发能的增加而增加的. 如图所示, 可以把 σ_E^2-T 曲线按 T 的大小分成两段: 对于激发能较低的复合核裂变(周边碰撞部分, $E^* < 400\text{MeV}$), σ_E^2 随激发能的变化比较慢, 大体与核温度成线性关系, 即 $\sigma_E^2 \propto T$; 对于激发能比较高的热核裂变 ($E^* > 400\text{MeV}$), σ_E^2 随激发能的增加而增加得比较快. 对于这样高激发能的热核, 核温度的测量结果随激发能变化缓慢, 保持在 $T = 5-6\text{MeV}$. 这个结果告诉我们, 无位垒热核裂变时, 裂变碎片动能分散的起因与复合核裂变动能分散的起因可能是不同的. 不单是由受温度支配的统计效应决定, 动力学效应起着更大的作用. 特别要指出, 如前所述, 热核裂变动能分布不再是对称的高斯型分布, 似乎出现了一个高能成份, 该成份在总谱中所占的百分比及其宽度都随激发能的增加而增加. 对于这种现象现在还没有合理的解释.

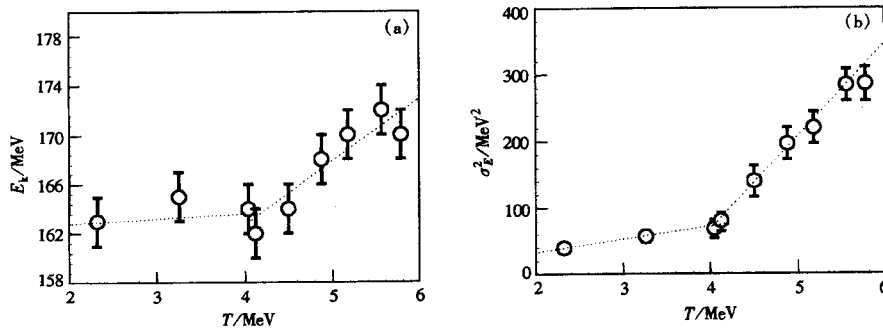


图3 裂变碎片最可几总动能(a)和裂变碎片总动能分布方均宽度 σ_E^2 (b) 与初始核温度 T 的关系

3.4 裂变碎片质量分布与裂变核初始激发能的关系

对于裂变核不同的初始激发能, 得到了裂变碎片的质量分布. 这些碎片质量分布的形状基本上都是对称的, 接近于高斯分布, 与裂变核初始激发能的关系只是表现在分布宽度随激发能的增加而增加. 图 4 给出了裂变碎片质量分布方均宽度 σ_A^2 与裂变核初始核温度 T 的关系, 图中还引用了 Harar^[5] 所给出的各种粒子轰击 Th 靶的实验数据. 由图可见, 本实验的结果所示的碎片质量分布方均宽度 σ_A^2 随核温度 T 的变化也可以分成两段, 每段 σ_A^2 与 T 的关系都成线性增加. 在 $T < 4\text{MeV}$ ($E^* < 380\text{MeV}$) 时, σ_A^2 随 T 的上升增加比较缓慢, 核温度 T 上升 1MeV , σ_A^2 增加约为 40amu^2 . 在 $T > 4\text{MeV}$ 时, σ_A^2 随温度 T 的上升迅速增加, T 上升 1MeV , σ_A^2 要增加 250amu^2 . 图中虚线是 Nix^[6] 对复合核裂变的理论计算曲线, 这个分布宽度是由鞍点态的统计分布决定的. 令人惊奇的是, 本实验激发能小于 380MeV 的数据和低能中子的数据一样, 与 Nix 的理论计算结果符合得非常好. 而 Harar 所给出的实验数据, 包括中子、 α 粒子和 N、Ar 及 Ni 等重离子轰击 Th 靶裂变碎片质量分布宽度, 在所涉及的整个激发能范围内, 虽然 σ_A^2 随核温度 T 的上升迅速增加, 但没有

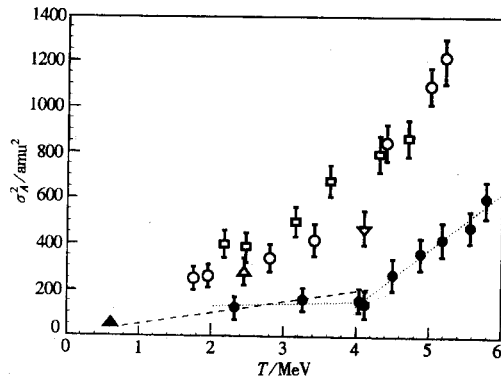


图4 裂变碎片质量分布方均宽度 σ_A^2 和初始核温度 T 的关系

○ Ar+Th, △ He+Th, ▲ n+Th, ▽ N+Th,
□ Ni+Th, ● Ar+Bi 本工作.

综上所述, 我们可作如下设想: 对于重核在激发能 $E^* < 400\text{MeV}$ ($T < 4\text{MeV}$) 时, 还可以形成有裂变位垒的复合核, 可以发生正常的复合核裂变, 即裂变的动能分布和碎片质量分布的特性是受复合核的核温度控制的. 这或许是由于在这种近周边碰撞过程中角动量转移比较少, 主要是核温度效应影响裂变位垒的高度^[7]. 而在激发能 $E^* > 400\text{MeV}$ ($T > 4\text{MeV}$) 时, 裂变总动能分布和碎片质量分布随激发能的演化明显地呈现出与裂变的统计规律相偏离, 显示出裂变动力学效应的影响. 这就是说此时裂变核可能是没有裂变位垒的热核, 裂变轨道不仅受统计效应的影响, 更重要的是受到裂变核形成的碰撞初始条件的控制. Hinde^[8]等曾利用 $94\text{MeV } ^{19}\text{F} + ^{169}\text{Tm}$ 和 $838\text{MeV } ^{32}\text{S} + ^{144,154}\text{Sm}$ 两反应体系研究了 $Z = 77, 78$ 的复合核体系的裂变时标与激发能的关系, 他们认为激发能大约在 160MeV 以上就发生快裂变. 这个数值似乎与本实验在裂变动能分布和碎片质量分布特性中所显示的数值低得多, 当然这也可能是因为我们研究的核体系是重体系.

4 总结

本实验利用 $25\text{MeV/u } ^{40}\text{Ar}$ 离子轰击 ^{209}Bi 靶, 在该反应体系中相应于不同 LMT 区间形成了不同激发能 E^* 的核体系, 研究了激发核的裂变性随初始激发能的演化. 我们得到以下结果:

(1) 在激发能 $E^* = 143\text{—}692\text{MeV}$ 的范围内, 得到了裂变总动能谱. 发现在 $E^* < 380\text{MeV}$ 时, 总动能谱是对称的高斯型分布, 最可几值几乎是与激发能无关的, 这类似于复合核裂变的性质. 在 $E^* > 380\text{MeV}$ 时, 总动能谱出现高能不对称性, 总动能的最可几值随激发能的增加有明显增加, 高能成份随激发能的增加而增加.

(2) 裂变碎片质量分布宽度与激发能的关系和动能相似, 在 $E^* < 380\text{MeV}$ ($T < 4\text{MeV}$) 时, σ_A^2 与 T 的关系与 Nix 理论计算符合得很好. $E^* > 380\text{MeV}$ 时, σ_A^2 随 T 的上升急速增加, 似乎是动力学效应的影响.

明显表现分段变化形式. 然而, 如果不考虑 Ni + Th 这个很重体系, 质量分布宽度与核温度关系的关系也是分段变化的, 与我们的结果很相似, 分界点温度 T 大约为 $3.5\text{—}4.0\text{MeV}$. 在温度 T 小于 4MeV 时, T 上升 1MeV , σ_A^2 约增加 100amu^2 . 当 $T > 4\text{MeV}$ 时, T 上升 1MeV , σ_A^2 要增加 $400\text{—}500\text{amu}^2$. 在 Harar 给出的这个 $\sigma_A^2\text{—}T$ 关系中, σ_A^2 的数值比本实验的数据大 $1.5\text{—}2$ 倍, 可能是由于靶核质量的不同引起的, 因为 ^{90}Th 是易裂变核, 而 ^{83}Bi 是不易裂变核. 这里需要说明, Harar 使用激子模型计算激发能, 而本工作用破裂融合模型计算激发能.

(3) 由裂变动能分布和碎片质量分布随激发能的演变, 我们可以作出以下推论, 对于 $\text{Ar} + \text{Bi}$ 反应体系, 激发能小于 380MeV 时, 裂变性质与复合核裂变相符, 说明还可以形成复合核. 激发能大于 380MeV 时, 裂变为无位垒快裂变. 动力学效应很大地影响动能分布和碎片质量分布. 快裂变的动力学性质可能不同于复合核裂变, 从鞍点到断点的运动或许不是过阻尼的.

参 考 文 献

- 1 Wu Enju et al. Chinese Jour. of Nucl. Phys. 1996, **118**:145—152
- 2 Yin Suzhi et al. High Energy Physics and Nuclear Physics (in Chinese), 1996, **118**:145—152
(尹淑芝等. 高能物理与核物理, 1997, **21**: 680—685)
- 3 Nebbia G et al. Nuclear Dynamics and Nuclear Disassembly. In: Natowitz J B. Proc. of the Symposium. Dallas, Texas: 1989. 304—309
- 4 Grange P et al. Phys Lett., 1996, **B96**:26; Bhatt K H et al. Phys Rev., 1986, **C33**:954
- 5 Harar S. Nucl. Phys., 1987, **A471**:205c—224c
- 6 Nix J R. Nucl Phys., 1969, **A130**:241
- 7 Garcias F et al. Nuclear Dynamics and Nuclear Disassembly. In: Natowitz J B. Proc. of the Symposium. Dallas, Texas: 1989. 274
- 8 Hinde D J et al. Nuclear Dynamics and Nuclear Disassembly. In: Natowitz J B. Proc. of the Symposium. Dallas, Texas: 1989. 289—303

Investigation of Fission Properties in the Reaction 25MeV/u
 $^{40}\text{Ar} + ^{209}\text{Bi}^*$

Zheng Jiwen Wu Enjiu Xiao Zhigang Zhang Chun Yin Shuzhi

Wang Sufang Jin Genming Tan Jilian Jin Weiyang Song Mingtao

Li Zuyu Wu Heyu He Zhiyong Yin Xu Peng Xinping

(Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000)

Jiang Dongxing Qian Xing

(Department of Technical physics, Beijing University, Beijing 100871)

Abstract The distribution properties of the total fission kinetic energy and of the mass of fission fragments at different initial excitation energies of hot nuclei in the reaction 25MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{209}\text{Bi}$ are investigated. The initial excitation energies are obtained according to the linear momentum transfer. The experimental results show that the fission kinetic energy distribution is similar to the case of compound nuclei with lower excitation energy when the initial excitation energy of hot nuclei is below 380MeV . While the initial excitation energy is above 380MeV , the most probable value of fission kinetic energy increases with the initial excitation energy. The fission energy spectra become asymmetric due to an enhancement of the yield at higher kinetic energies, and the width of mass distribution increases rapidly.

Key words fission, total kinetic energy of fission fragments, excitation energy

Received 21 April 1998

* Supported by the National Nature Science Foundation of China (19235011)