

25MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{209}\text{Bi}$ 裂变反应的断点 激发能和裂变时标测量*

郑纪文 邬恩九 张 纯 肖志刚 王素芳 尹淑芝
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 对 25MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{209}\text{Bi}$ 非完全熔合反应中形成的热核, 测量了与裂变碎片相符合的 α 粒子能谱, 用运动源模型分解 α 粒子能谱得到了裂变断前和断后发射 α 粒子多重性. 由断后碎片发射 α 粒子多重性得到断点激发能约为 172.5MeV. 由断前 α 粒子多重性得到激发能在 470—600MeV 范围内的热核的裂变时标约为 $4 \times 10^{-21}\text{s}$.

关键词 断点 激发能 裂变时标

1 引言

早期的复合核衰变研究表明, 低激发能复合核的衰变是受轻粒子蒸发和裂变支配的, 复合核的裂变参数 (Z^2/A) 和激发能影响着粒子蒸发和裂变之间的竞争. 轻粒子发射的统计蒸发理论和复合核裂变的鞍点过渡态理论对低激发能复合核衰变的描写获得了很大成功. 然而, 对于高激发能的核裂变, 一方面, 在裂变过程中, 从平衡复合核形成到裂变断点都伴随有粒子蒸发, 耗散掉大量激发能, 使得断点时核激发能变得相当低^[1], 并且似乎与裂变核的初始激发能无关^[2]. 但是这方面的数据还很有限, 断点激发能的规律性 (与裂变核质量数的关系, 与裂变核初始激发能的关系) 并没有很好地建立起来. 另一方面, 由于核表面张力随核温度的增高而下降, 以及角动量效应所引起的裂变位垒降低甚至消失, 使得热核裂变成为无垒快裂变, 快裂变时间随激发能的变化对于我们认识核物质性质随激

1998-08-20收稿

* 国家自然科学基金资助项目19235011

发能的演化也是非常重要的。

本实验对于 25MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{209}\text{Bi}$ 反应体系, 利用裂变碎片折叠角技术选择不同的线性动量转移(不同的激发能)的热核裂变事件, 利用轻粒子与裂变碎片的关联技术测量裂变断前和断后的 α 粒子多重性, 研究了热核裂变的动力学时间和断点性质, 以及它们同热核初始激发能的关系。

2 实验简况

实验是在中国科学院近代物理研究所重离子加速器(HIRFL)上进行的。束流是 25MeV/u 的 ^{40}Ar 束, 靶子为 $540\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 天然铋靶。为了关联测量裂变碎片和带电轻粒子, 靶室内安装了两类粒子探测器: 裂变碎片测量使用位置灵敏雪崩计数器(PPAC), 轻带电粒子测量使用三单元粒子望远镜($\Delta E_1 + \Delta E_2 + E$)。主裂变碎片探测器(PPAC1)放置在 $\theta_1 = 37^\circ$ 处, 补裂变碎片探测器(PPAC2)放置在 $\theta_2 = -75^\circ$, 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 $\theta_2 = -115^\circ$ 处, 与 PPAC1 关联测量跟随周边碰撞的类靶余核的二分裂变事件。第一套粒子望远镜与 PPAC 共平面, 放置在 $\theta = 95^\circ$, 第二套粒子望远镜也与 PPAC 共平面, 放置在 $\theta = -145^\circ$, 对裂变碎片和裂变核后角发射的轻带电粒子做三重符合测量^[3]。

在数据处理时, 采用破裂熔合模型由线性动量转移(LMT)来计算初始热核的质量、电荷和激发能^[4],

$$A_t = A_t + A_p \cdot LMT, \quad Z_t = Z_t + Z_p \cdot LMT, \quad E^* = E_p \cdot LMT \cdot A_t/A_t + Q, \quad (1)$$

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 为熔合反应 Q 值。由于在整个裂变过程中都将发生粒子蒸发, 断点核的质量和激发能都远低于初始热核的相应值。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}^* , 而裂变过程中裂变核蒸发的核子数 ΔN 及断点质量数 A_{sc} 可由下式求得:

$$\Delta N = (E^* - E_{sc}^*)/\Delta E, \quad A_{sc} = A_t - \Delta N, \quad (2)$$

其中, ΔE 为蒸发一个核子所耗散的激发能^[4,5]。

3 结果和讨论

3.1 裂变核断前断后粒子多重性和运动源模型

为了研究裂变断点性质, 实验中测量了与裂变碎片相符合的 α 粒子能谱。为了研究裂变断点性质与热核激发能的关系, 把相应于中心碰撞事件的线性动量转移分成两组: 第一组的线性动量转移平均值 $\langle LMT \rangle$ 等于 0.60; 另一组为 0.80。使用运动源模型分析能谱, 得到了裂变断前复合体系和断后碎片发射 α 粒子的核温度和多重性。 α 粒子发射源取 4 个, 分别为体系趋向平衡过程中的前平衡发射源、热核冷却过程中的平衡发射源以及两个初生碎片冷却过程中的平衡发射源。由于 α 粒子探测器安排在大角度, 类弹核发射源可

以不考虑. 假设每个发射源的发射 α 粒子能谱取以下形式:

$$W_i(\varepsilon_\alpha) = \frac{M_i}{4\pi T_i^2} \cdot (\varepsilon_\alpha - B_i) \cdot \exp[-(\varepsilon_\alpha - B_i)/T_i], \quad (3)$$

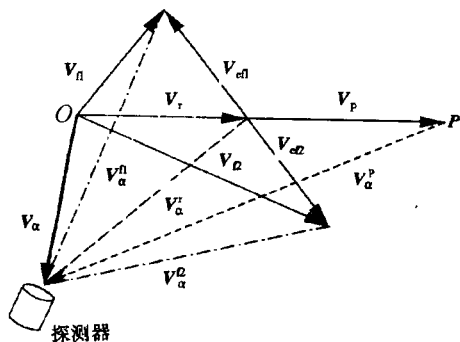


图 1 运动源模型速度矢量图

V_r 反冲速度; V_p 前平衡源速度; V_n, V_t 实验室系碎片速度; V_{cn}, V_{ct} 裂变核静止系碎片速度.

其中下标 i 表示不同的发射源, M_i, B_i 和 T_i 分别为该源发射 α 粒子的多重性、发射位垒和核温度. 还假设 α 粒子在发射源静止系中的角分布是各向同性的. 从速度矢量图(图 1 所示)可以得到发射源静止系能量 ε_α 和实验室系能量 E_α 的关系为

$$\varepsilon_\alpha = E_\alpha + E_{i\alpha} - 2(E_\alpha E_{i\alpha})^{1/2} \cdot \cos\theta_{i\alpha}, \quad (4)$$

其中 $E_{i\alpha}$ 为具有发射源速度的 α 粒子能量, $\theta_{i\alpha}$ 是发射源速度和 α 粒子飞行方向间的夹角. 发射源速度由实验测量确定, 或根据反应机制选定, 其中, 前平衡发射源的源速度为弹核速度的 1/2; 裂变断前热核发射源的源速度由动量转移, 即两碎片的平均折叠角决定; 两个裂变碎片发射源的源速度取测量的裂变碎片平均速度. 同

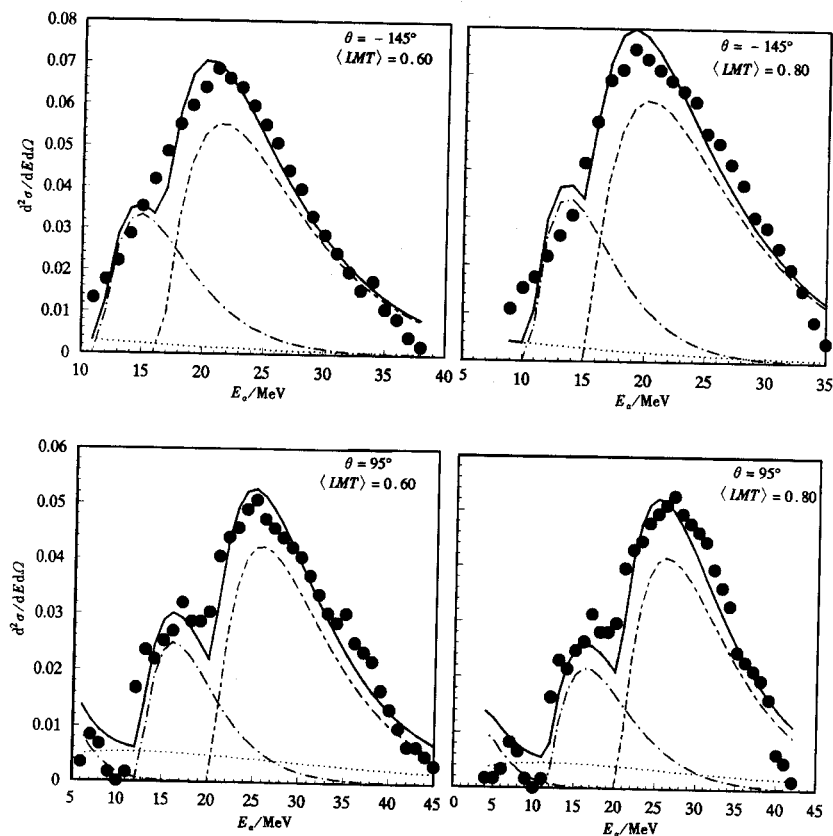


图 2 α 粒子能谱拟合结果

..... 前平衡源, - · - · - 裂变碎片源, - - - 热核源, —— 三源之和.

时, 还假设两个碎片的温度、发射位垒和多重性是相同的. 这样总计有 9 个参数, 采用最小二乘法拟合实验能谱. 图 2 给出了拟合结果, 从图中可以看出, 能谱主要由裂变断前热核与断后碎片的粒子蒸发贡献, 而前平衡源的贡献很小. 表 1 中给出了裂变核断前类熔核和断后碎片发射 α 粒子的温度和多重性, 它们是对 -145° 和 95° 的平均值. 其中, 下标 cn 和 ff 分别表示核断前类熔核和断后碎片.

表 1 裂变核断前断后发射 α 粒子的多重性和核温度

$\langle LMT \rangle$	A_{cn}	E^*/MeV	M_{cn}	T_{cn}/MeV	M_{ff}	T_{ff}/MeV
0.60	233	472	1.22 ± 0.10	5.44 ± 0.2	0.25 ± 0.05	2.41 ± 0.2
0.80	241	595	1.45 ± 0.10	5.92 ± 0.2	0.30 ± 0.05	2.70 ± 0.2

3.2 裂变核的断点激发能

3.2.1 断点激发能的提取

M. Gui^[6]为了简便地由裂变断后碎片发射的 α 粒子多重性计算裂变断点激发能, 从已知的实验数据得到 α 粒子平均多重性 $\langle M \rangle$ 与平均激发能 $\langle \varepsilon^* \rangle$ 的线性方程

$$\begin{cases} \langle M \rangle = K \cdot \langle \varepsilon^* \rangle - B, \\ K = 0.00024A + 0.79, \quad B = 0.00588A - 0.235, \end{cases} \quad (5)$$

其中 A 为衰变核的质量数, A 的适用范围在 100—150 之间. 本实验裂变初生碎片的最可几质量数是 $\langle A_{\text{ff}} \rangle = 106$, 利用表 1 中的断后碎片多重性 M_{ff} 及方程 (5) 可得, 在两个线性动量转移区域, 单个初生碎片激发能 $\langle E_{\text{ff}}^* \rangle$ 分别为 83.0 和 89.5 MeV, 即裂变核断点激发能 $\langle E_{\text{sc}}^* \rangle$ 分别为 (166 ± 10) 和 (179 ± 10) MeV. 由表 2 可见, 两个线性动量转移区间的热核平均初始激发能大约相差 123 MeV, 而断点激发能只相差 13 MeV. 这表明, 断点激发能 $\langle E_{\text{sc}}^* \rangle$ 与裂变核的初始激发能 E^* 关系并不密切, 在实验误差内可认为无关.

表 2 裂变断后碎片激发能与核温度

$\langle LMT \rangle$	$\langle E^* \rangle$ /MeV	$\langle A_{\text{sc}} \rangle$ /amu	$\langle A_{\text{ff}} \rangle$ /amu	$\langle M_{\text{ff}} \rangle$	$\langle E_{\text{ff}}^* \rangle$ /MeV	$\langle E_{\text{sc}}^* \rangle$ /MeV	a_{ff} /MeV ⁻¹	k_{ff} /MeV
0.60	472	212	106	0.25	83.0	166	14.3	7.4
0.80	595	212	106	0.30	89.5	179	12.3	8.6

3.2.2 碎片激发能和碎片温度的一致性检验

实验中独立测量了裂变碎片的激发能和核温度, 这两个量性质上是相同的, 二者通过能级密度参数相联系 $a_{\text{ff}} = E_{\text{ff}}^*/T_{\text{ff}}^2$, 能级密度参数 a_{ff} 与核质量数满足 $a_{\text{ff}} = A_{\text{ff}}/k_{\text{ff}}$. 因此, 考察碎片的这两个独立测量量, 可检验实验的准确性. 对裂变碎片所得到的 a_{ff} 和 k_{ff} 也列在表 2 中. 核温度与激发能的关系的研究已经表明, 在核激发能小于 1 MeV/u 时, 参数 k_{ff} 的数值约在 8 附近. 实验中碎片初始激发能分别为 0.78 和 0.84 MeV/u, 由激发能和核温度所得到的 k_{ff} 值分别为 7.4 和 8.6, 与数据的系统性符合很好. 由于碎片激发能是由 α 粒子多重性的实验数据计算得到, 而核温度是由 α 粒子能谱提取的, 这表明碎片蒸发粒子的多

重性和核温度是协调的.

由上可知, 裂变核断点激发能与核的初始激发能几乎是无关的. 但是, 尚不知道是否与裂变核质量数有关系. 本实验对 $25\text{MeV/u } ^{40}\text{Ar} + ^{209}\text{Bi}$ 非完全熔合反应的热核裂变的断后 α 粒子多重性测量得到裂变断点激发能为 172.5MeV , 这个数值比 Gonin^[2] 对 9 和 $11\text{MeV/u } ^{60}\text{Ni} + ^{100}\text{Mo}$ 熔合反应的裂变得到的断点激发能略高. 这可能与体系的质量数有关, 也可能是由于裂变反应的有效 Q 值不同所致.

3.3 裂变时标

3.3.1 裂变时标的测量方法

核裂变时标, 即裂变断前寿命, 可以表示为断前裂变路径上所有蒸发粒子所耗费的时间之和. 对于任何一种蒸发粒子, 如我们测量 α 粒子, 裂变时标 τ_f 可以写成

$$\tau_f = \sum_i (\hbar / \Gamma_\alpha)_i = \frac{M_\alpha \hbar}{\langle \Gamma_\alpha \rangle}, \quad (6)$$

$$\Gamma_\alpha = \frac{g_\alpha \mu_\alpha}{\pi^2 \hbar^2 \rho(E^*)} \cdot \int_0^{E^* - B_\alpha} \sigma_{\text{inv}}(\varepsilon_\alpha) \cdot \varepsilon_\alpha \cdot \rho(E^* - B_\alpha - \varepsilon_\alpha) \cdot d\varepsilon_\alpha, \quad (7)$$

其中 $\langle \Gamma_\alpha \rangle$ 为在裂变路径上核体系蒸发 α 粒子的平均衰变宽度, 也就是从核的初始激发能到断点激发能这个能量区间中 α 粒子的平均衰变宽度^[7]. M_α 是断前 α 粒子多重性, ρ 为能级密度, $g_\alpha = (2s_\alpha + 1)$ 是 α 粒子的自旋统计权重因子. s_α 、 μ_α 和 ε_α 分别为发射粒子的自旋、约化质量和动能, B_α 和 σ_{inv} 分别为 α 粒子发射分离能和逆反应截面. 能级密度的通用表达式为

$$\rho(E, I) = \frac{C(2I + 1)}{U^2} \cdot \exp(2(aU)^{1/2}), \quad (8)$$

其中 E 为裂变核的总激发能, I 为角动量, U 为内激发能, 应为总激发能与转动能 E_r 和形变能 E_d 之差. 对于高激发热核, E_r 和 E_d 相对于 E 是很小的, 计算中没有考虑角动量和形变的影响. 蒸发一个 α 粒子所耗散的平均激发能 ΔE_α 约等于 α 粒子的平均动能 ($V_\alpha + 2T$) 与 α 粒子的分离能 B_α 之和, 即 $\Delta E_\alpha = V_\alpha + 2T + B_\alpha$. 对于实验所涉及的衰变核及其核温度, ΔE_α 约为 $30\text{—}40\text{MeV}$. 这样, 在 Γ_α 的计算中, 激发能的取样范围上限为热核初始激发能 E^* , 下限为断点激发能与蒸发一个粒子的平均耗散激发能之和 ($E_{sc}^* + \Delta E_\alpha$). 在能级密度 ρ 的表达式中唯一的可调参数是能级密度参数 a , 如上所述, a 与核质量数 A 的关系为 $a = A/k$, 其中系数 k 与核的激发能有关, 在本实验所涉及的衰变核, 从断点处 0.7MeV/u 到初始热核 2.8MeV/u 的激发能区间, k 的变化范围是 $8\text{—}12$. 对于逆反应截面采用锐截止近似, 表达式可以写成

$$\sigma_{\text{inv}}(\varepsilon_\alpha) = \pi R^2 (1 - V_\alpha / \varepsilon_\alpha), \quad (9)$$

其中 R 为子核与 α 粒子相互作用半径, V_α 为发射位垒. 已有实验测量的复合核蒸发带电轻粒子能谱的分析呈现出, 粒子蒸发位垒低于逆反应的熔合位垒. 对于 α 粒子发射, 可以综合为以下经验公式:

$$V_{\alpha} = \frac{2.88(Z-2)}{1.47(A-4)^{1/3} + 4.642} \quad (10)$$

为减小实验误差的影响, 计算中使用了 V_{α} 的系统值.

3.3.2 结果和比较

使用(7)式计算, α 粒子在可用激发能范围 ($E_{sc}^* + \Delta E_{\alpha} \leq E \leq E_0^*$) 内的平均发射宽度 Γ_{α} . 时, 考虑了宽度比 Γ_{α}/Γ_1 (Γ_1 为总发射宽度) 可能随激发能 E 的变化. 由于对激发能不是特别高的重核, 中子蒸发占绝对优势, 所以 $\Gamma_{\alpha}/\Gamma_1 \cong \Gamma_{\alpha}/\Gamma_n$ (Γ_n 为中子蒸发宽度). 这样, 以 Γ_{α}/Γ_n 为几率函数做了 1000 次的取样计算, 以其平均值作为在该能量区间 α 粒子发射宽度的平均值. 对于中心碰撞中 $\langle LMT \rangle \cong 0.60$ ($E^* = 472$) 和 $\langle LMT \rangle \cong 0.80$ ($E^* = 595$) 两个区域, 计算得到的 α 粒子发射宽度 Γ_{α} 的平均值分别为 0.198 和 0.247 MeV. 利用方程式(6)可得裂变时间 τ_f 在上述两区域内分别为 4.05×10^{-21} s 和 3.87×10^{-21} s.

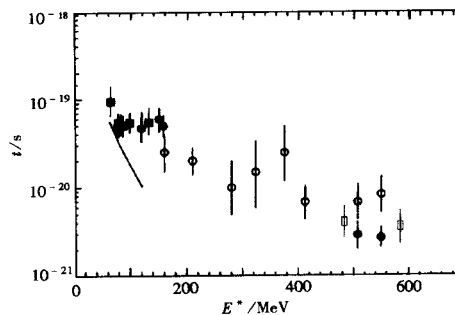


图 3 裂变时标与激发能的关系

□ 本工作, 其它引自文献[8].

为了与已有的实验结果进行比较, 并考察裂变时间随裂变核激发能的变化, 在图 3 中给出了裂变时间与激发能关系的某些实验结果^[8]. 由图可知, 本实验结果与现有的其它实验数据符合是很好的. 图中实验点的分布虽然有相当大的分散, 但是裂变时间随激发能演变的动力学效应还是清楚地显示出来. 在 $E^* < 70-80$ MeV 时, 复合核的裂变时间由统计规律决定, 随激发能的下降而增长, 在最低的激发能, 裂变时间可以达到 10^{-19} s. 在 $E^* = 80-150$ MeV 的范围内, 裂变时间保持稳定值, 平均约为 $40-50 \times 10^{-21}$ s. 随激发能或角动量的增加, 裂变位垒消失, 裂变成为无垒的快裂变模式. 在已有实验的激发能范围内 ($E^* = 150-600$ MeV), 快裂变的时间随激发能的增加而下降, 与低激发能的核裂变相比下降了一个数量级. 当激发能达到 600 MeV, 裂变时间约为 4×10^{-21} s, 接近裂变动力学计算的极限值 3×10^{-21} s.

3.3.3 讨论

对于快裂变, 激发能增加导致裂变时间减小的物理因素, 可以从以下几方面来考虑. 第一, 可以考虑裂变时间的降低是否由于断点提前, 即在核体系拉长形变很小时就突然断裂, 可能导致裂变的动力学时间减小. 但是, 按照复合核裂变的特征, 裂变总动能基本上等于断裂时刻两碎片之间的库仑排斥能. 然而, 裂变总动能并没有观测到明显增加, 这与裂变断点的提前是相矛盾的. 说明裂变时间的减小并不是由于断点拉长形变减小造成的. 第二, 裂变动力学时间的减小, 可能是由于核体系从返转到断点的运动速度加快所引起的. 对于复合核裂变, 裂变动力学模型^[9]指出, 长裂变时标实质上是由于过阻尼运动的结果. 从复合核平衡形状到鞍点, 描写裂变过程的集体坐标本质上是无规步行运动, 而从鞍点到断点则是过阻尼的下滑, 这不仅使裂变过程需要长时间, 同时在这种运动过程中没有动能积累, 裂变总动能仅由断点两初生碎片之间的库仑排斥能所确定. 然而对于高激发核的快裂变来说, 由于没有裂变位垒, 整个裂变动力学时间将从返转到断点(接近于平

衡形状)到断点的时间. 有两个因素可以引起上述裂变过程运动性质的变化: 一是核表面张力随激发能增加而下降, 这会使势能面变陡, 增加裂变过程下滑的推动力; 再者核物质粘滞力可能随激发能的增加而减小. 这两种因素使得从回转点到断点的下滑运动不再是过阻尼的, 而是一个加速运动. 这种速度的积累不仅使裂变时间大大减小, 也使断点时两初生碎片间已经积累了一定的相对运动动能, 量值与库仑能相比可能很小, 但会导致裂变总动能呈现出随激发能的增加有所增加. 这一点与实验所观测到的裂变总动能与激发能的关系是相符的^[4]. 目前, 表面张力随激发能(核温度)的增加而下降已经被人们所认可, 但是核物质的粘滞力随激发能如何变化尚需要了解.

4 总结

本实验利用 25MeV/u ^{40}Ar 离子轰击 ^{209}Bi 靶, 在相应于不同线性动量转移区间得到了不同激发能的核体系, 研究了激发核的裂变性质随激发能的演化, 得到以下结果: 对于平均动量转移 $\langle LMT \rangle = 0.60$ 和 0.80 ($E^* = 472$ 和 595MeV) 的两个区间, 用运动源模型分析了与裂变碎片相符合的 α 粒子能谱, 提取出裂变断前和断后的 α 粒子发射源参数. 由断后裂变碎片发射的 α 粒子多重性得到了裂变核断点激发能, 约为 172.5MeV . 由断前复合核发射的 α 粒子多重性得到了高激发核 ($E^* = 470\text{—}600\text{MeV}$) 的快裂变时标, 约为 4×10^{-21} s.

参 考 文 献

- 1 Hinde D J et al. Nucl. Phys., 1989, A502:497c; Peaslee G F et al. Phys. Rev., 1988, C38:1730; Thoennesson M et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 59:2860
- 2 Gonin M et al. Phys. Rev., 1990, C42:2125
- 3 Wu Enjiu et al. Chinese Jour. of Nucl. Phys., 1996, 18:145
- 4 Zheng Jiwen et al. High Energy Physics and Nuclear Physics(in Chinese), 1999, 23:409 (郑纪文等. 高能物理与核物理, 1999, 23:409)
- 5 Harar S. Nucl. Phys., 1987, A471:205c—224c
- 6 Gui M et al. Phys. Rev., 1993, C48:1791
- 7 Carvon A et al. Phys. Rev., 1980, C21:230; Charity J et al. Z. Phys., 1991, A341:53—73
- 8 Hinde D J et al. Nuclear Dynamics and Nuclear Disassembly, In: Natowitz J B, Proc. of the Symposium, Dallas, Texas, April 1989, p289—303
- 9 Grange P et al. Phys. Lett. 1980, 96B:26; Bhatt K H et al. Phys. Rev., 1986, C33:954

Measurement of Fission Time Scale and Excitation Energy at Scission for 25MeV/u $^{40}\text{Ar}+^{209}\text{Bi}$ Fission Reaction *

Zheng Jiwen Wu Enjiu Zhang Chun Xiao Zhigang Wang Sufang
Yin Shuzhi 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 Alpha particles detected in coincidence with two fission fragments in the reaction of 25MeV/u $^{40}\text{Ar}+^{209}\text{Bi}$ have been measured at the backwards angles of 145° and 95° , respectively. The spectra at each angle are incremented in two different intervals of linear momentum transfer(LMT). These two intervals of LMT correspond to two considerably different initial excitation energies, $\langle E^* \rangle = 472$ and 595MeV, in the primordial hot nuclei formed in the reaction. The moving source analysis of the spectra has been used to extract the pre-scission and post-scission alpha particle multiplicities, as well as other relevant quantities such as the temperatures of the target-like residues and fission fragments. The excitation energies at scission, deduced from the post-scission α particle multiplicity are about 166 and 179 MeV in the two LMT intervals, respectively. Compared with the considerable difference of initial excitation energies, the near equality shows that the excitation energy at scission are not explicitly dependant on the initial excited state of the fission nuclei. The fission time scale of hot nuclei with excitation energy of 470—600MeV, deduced from pre-scission multiplicity, is about 4×10^{-21} sec, which indicates that the so-called fast fission dominates in the fission channel of hot nuclei in this excitation energy range.

Key words scission point, fission time scale, excitation energy

Received 20 August 1998

* project 19235011 supported by National Natural Science Foundation of China