

重离子裂变反应动力学研究*

刘国兴 戴光曦

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 从实验角度评述了重离子裂变反应动力学研究现状. 内容包括动力学裂变宽度、裂变时标、核粘滞性的温度和形变相关性以及从裂变实验上研究核粘滞性的方法等.

关键词 裂变宽度 裂变时标 核粘滞性 角分布 裂变几率

分类号 O571.43

1 引言

核粘滞性的大小及性质一直是重离子反应动力学要解决的问题之一. 众所周知, 人们已对核粘滞性对复合核形成和衰变的影响研究了很长时间. 在重离子熔合反应中, 由于能量耗散到内部自由度, 使得复合核形成时间比衰变时间长. 裂变反应中, 最初仅仅考虑动力学效应对核从鞍点到断点运动的影响. 迄今已经提出一些理论模型描述重离子反应过程的核粘滞性, 并且取得某些成功. 早期的裂变反冲测量和裂变中子角关联测量表明, 裂变前发射中子和带电粒子多重性比过渡态模型预言值要大得多. 近年来, 在高激发核裂变反应中观测到断裂前中子、带电粒子和 γ 射线多重性与统计模型预言不符. 实验表明, 统计模型不能描述裂变前中子多重性数据, 必须进行裂变实验数据的动力学分析, 深入地研究动力学效应对整个裂变过程的影响.

本工作从实验角度评述了重离子裂变反应动力学研究现状, 不包括用郎之万 (Langevin) 近似研究核裂变动力学过程. 因为已对这方面的研究作过专门论述^[1].

2 动力学裂变宽度 Γ_f

众所周知, 裂变是复合核主要的衰变方式, 过渡态模型非常好地描述了裂变过程的

性质. 裂变宽度 Γ_{trans} 是,

$$\Gamma_{\text{trans}} = \frac{1}{2\pi\rho(E^*)} \int_0^{E^* - E_f} \rho^*(E^* - E_f - \epsilon) d\epsilon \quad (1)$$

方程(1)可以用下式近似

$$\Gamma_{\text{trans}} = \frac{\hbar\omega_{\text{eq}}}{2\pi} \exp\left(-\frac{E_f}{T}\right) \quad (2)$$

ω_{eq} 是核在平衡形变时对位垒的冲击频率.

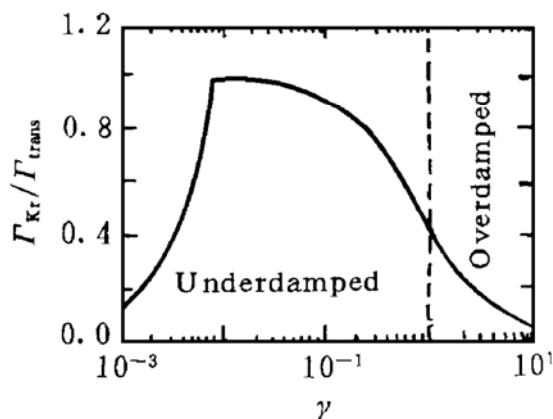


图 1 当 $E_f/T=10$ 时, $\Gamma_{\text{Kr}}/\Gamma_{\text{trans}}$ 作为摩擦系数 γ 的函数

Kramers 把核裂变看作是一个动力学过程, 裂变宽度是摩擦系数 γ 的函数,

$$\Gamma_{\text{Kr}} = \frac{\hbar\omega_{\text{eq}}}{2\pi} (\sqrt{1 + \gamma^2} - \gamma) \exp\left(-\frac{E_f}{T}\right) \quad (3)$$

当 $\gamma \ll 1$, $\Gamma_{\text{trans}} \approx \Gamma_{\text{Kr}}$, 对于 γ 很小的值, 方程(3)无效. Kramers^[2] 导出的裂变宽度是,

$$\Gamma_{\text{Kr}} = 2\hbar\omega_{\text{sq}}\gamma \frac{E_f}{T} \exp\left(-\frac{E_f}{T}\right) \quad (4)$$

其中 ω_{sq} 是鞍点冲击频率. 假设 $\omega_{\text{sq}} = \omega_{\text{eq}}$, E_f/T

$=10$. 图 1 给出了 $\Gamma_{Kr}/\Gamma_{trans}$ 作为摩擦系数 γ 的函数. 从图 1 可看出, 当 $\gamma=1$, 相当于体系处在临界阻尼状态, $\gamma>1$ 表示体系是超阻尼的. $\gamma<1$ 表示阻尼是比较小的, 在小阻尼区域 ($0.01<\gamma<0.10$) 过渡态模型裂变宽度 Γ_{trans} 是有效的.

3 裂变时标

大量的实验表明, 裂变和粒子发射之间的竞争在很大程度上受动力学的限制, 断裂前中子、带电粒子和 γ 射线的多重性测量结果表明, 裂变不能和其它退激发方式竞争, 甚至对很高激发核的裂变都表现为一个相当冷的过程. 在重离子熔合裂变、准裂变和快裂变中, 通常把测量的断裂前的中子多重性作为时钟, 在某些条件下, 可以计算各个反应过程的裂变时标. 对于熔合裂变反应, 实验表明, 在低能端, 时标在 $10^{-18} \sim 10^{-21}$ s 量级, 裂变时标随复合核裂变参数增加而增加, 似乎不随复合核激发能变化. 对准裂变反应, 由于断前中子多重性强烈地随总动能 (TKE) 变化, 这样, 在较高的 TKE 时表现为慢的裂变时标, 在较低的 TKE 时, 表现为快的裂变时标. 对于快裂变过程, 时标依赖激发核质量分离, 对称质量分裂时标是 10^{-20} s 量级, 而非对称质量分裂时标是 10^{-21} s 量级. 图 2 给出了从实验导出的作为复合核激发能函数的动力学时标^[3].

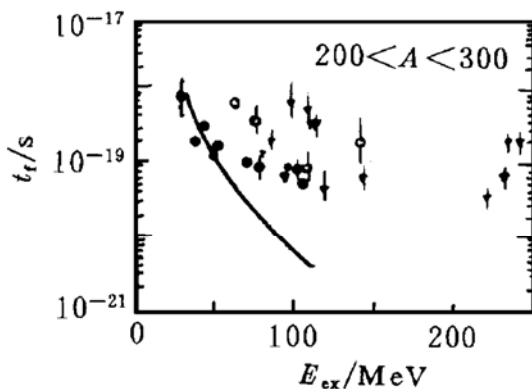


图 2 裂变时标随复合核激发能的变化

根据输运理论^[4], 核裂变被看作是裂变自由度的输运过程, 核在鞍点的时标来自两部分贡献, 一是统计模型时标 \hbar/Γ_{stat} , 另一是瞬态时间 τ , τ 直接与输运过程的瞬时行为有关, 当 $\hbar/\Gamma_{stat} \gg \tau$ 时, 裂变是准静力学过程, 如激发能大于 100MeV , 裂变位垒很小或等于零, 即在准裂变和快裂变情形. 当 $\hbar/\Gamma_{stat} \ll \tau$, 裂变过程则变为一个具有 τ 量级的瞬时行为. τ 是核粘滞性系数 β 的函数, 所以裂变动力学时标为

$$t_f = \frac{1}{2}\tau + \tau_{ssc} \quad (5)$$

式中的第一项是核在平衡形变时的瞬时行为, 超过这个时间核就开始从平衡形变向鞍点过渡, 裂变宽度从 0% 增加到静力学极限宽度的 90%. 由于核粘滞性的影响, 裂变轨道有涨落, 通过了鞍点轨道还会返回平衡形状, 结果增加了断裂前发射中子和带电粒子的多重性; 第二项是鞍点到断点的时标. 由此可见, 从平衡形状到鞍点和从鞍点到断点完全表现为裂变核的动力学行为.

4 摩擦系数与温度和形变的关系

Thoennesen 和 Bertsch^[5] 分析了裂变前中子、带电粒子和 γ 射线的多重性实验数据的系统性. $\frac{T_{th}}{E_f(T)}$ 作为复合核质量数 A 的函数表明存在一个非统计裂变出现的阈值, 这个经验的阈值是,

$$\frac{T_{th}}{E_f(T)} = 0.26 \pm 0.05 \quad (6)$$

其中, $T_{th} = \sum_0^{l_m} T_{th}(l)\sigma(l) / \sum_0^{l_m} \sigma(l)$, $T_{th}(l) = \sqrt{E_{th} - E_f(l)/a}$, $E_f(T)$ 是温度相关的裂变位垒. 阈 $E_{th}/E_f(T)$ 与复合核质量数和可裂变性无关. 当 $E_{th}/E_f(T) > 0.26$ 时, 统计模型和过渡态模型都不能描述裂变实验数据. 热核裂变过程中, 实验上裂变前的中子、带电粒子和 γ 射线多重性比统计模型预言的要大得多. 这种裂变受到阻尼或裂变延迟, 还不能解

释. 作为集体运动可以唯象的用 *Kramers* 模型描述它. 尽管这个裂变过程动力学效应的经验关系的物理意义还不是很明确,但是在低阻尼集体运动的裂变几率计算中,应引入这一参数. 裂变几率低于统计模型裂变率. 在比较高的温度时,裂变过程是强阻尼的.

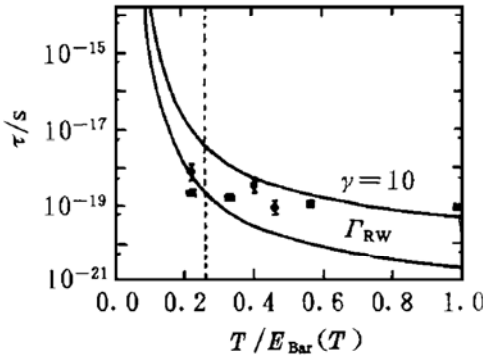


图 3 裂变时标作为 $T/E_f(T)$ 的函数

这是否可以作为摩擦系数是与温度相关的一个实验证据?该问题还在讨论. 一体耗散几乎是依赖于 $T^{1/2}$,而两体耗散对温度的依赖则从 T^2 到 $1/T^2$ 变化. 测量某些可观测量的激发函数,就可从实验上研究摩擦对温度的依赖关系. 图 3 表示裂变时标与 $T/E_f(T)$ 的函数^[6]关系,图中垂直的虚线表示 $T/E_f(T)$ 的阈值. 从图 3 可看出,用一个比较大的摩擦系数($\gamma=10$),*Kramers* 模型能够符合高能数据,在阈值附近模型计算的裂变时标长得多.

温度较低时,为了再现实验的裂变时标,必须减少摩擦系数. 这表明摩擦系数是与温度相关的. Hofman 等人^[7]用温度相关的摩擦系数拟合了 $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ 反应的裂前 γ 射线谱.

用 β 表示约化摩擦系数, $\beta=2\omega_{sp}\gamma$. 研究表明,不同的耗散模型给出的摩擦系数形变相关行为是不同的,如图 4a 所示. Frobrich 等人^[8]在鞍点内用比较小的摩擦系数,使标准统计模型才能再现实验的熔合蒸发截面 σ_{fu} 和裂变截面 σ_f ,但是统计模型不能描述裂变前粒子多重性. 在鞍点外用比较大的摩擦系数,这样能够增加裂变前粒子发射几率,而又不改变蒸发余核截面 σ_{fu} 和裂变截面 σ_f . 图 4b 是根据 Surface-plus-window 模型计算的 k_s 是表面耗散强度因子,对于大形变体系由裂变动能测量提取的 $k_s=0.5\pm0.2$,而拟合球形核 GDR γ 射线谱提取的 $k_s=0.27\pm0.06$. Hofman 等人分析了 $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ 反应 GDR γ 射线谱,提取鞍点内和鞍点外的摩擦系数分别是 $\beta\approx(10\sim20)\times 10^{21}\text{s}^{-1}$ 和 $\beta\approx 10\times 10^{21}\text{s}^{-1}$. Lemmonc 等人从裂变前粒子多重性导出鞍点内和鞍点外的摩擦系数各是 $\beta=(8.9\pm2.4)\times 10^{21}\text{s}^{-1}$ 和 $\beta=(8.4\pm3.1)\times 10^{21}\text{s}^{-1}$. 这些结果在误差范围内是一致的,也和形变不相关的一体耗散模型一致.

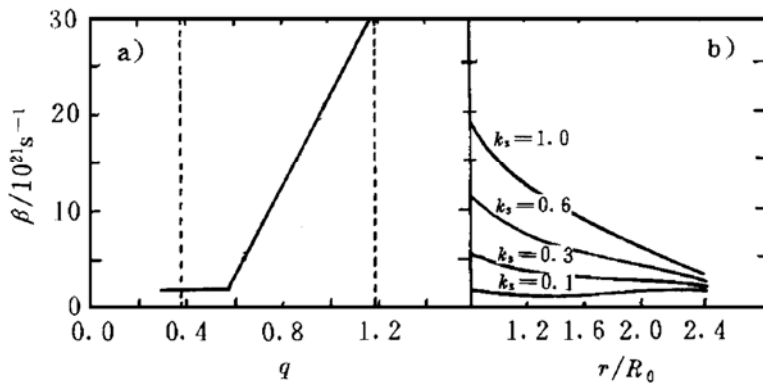


图 4 核摩擦系数 β 对形变的依赖

显然, β 是否与形变相关,这个问题还要进一步研究. 笔者认为,用约束统计模型参数提取摩擦系数的办法是不合适的,应该精心

设计实验,同时测量蒸发余核截面和裂变截面以及裂变前粒子和 γ 射线的多重性是绝对必要的. 另外,在 GDR γ 射线谱测量中尽可

能提高 γ 射线角分布的统计,以便区别开鞍点内和鞍点外发射的两个过程.

5 由实验提取核粘滞性系数 β

5.1 裂变几率^[9]

把核裂变看作是扩散过程的扩散模型认为,裂变在通往鞍点的路径上核摩擦系数 β 是至关重要的.甚至在激发能超过裂变位垒几个 MeV 时,摩擦系数仍影响裂变几率.在扩散模型中,裂变变量 x 和系统其余变量的偶合是通过摩擦系数给出的.当 $\beta \rightarrow \infty$,这个偶合变得很强;在反应发生的同时,变量 x 也达到了平衡分布.给定 β 一个有限值,变量 x 需要一段时间 $\tau \approx \beta^{-1}$ 建立平衡分布.在这段时间,裂变被抑制,而发射中子和带电粒子.把系统其余变量作为一个热浴过程来考虑,意味着核单粒子自由度在时间 τ_{equ} 内达到平衡,它比时间 $\tau \approx \beta^{-1}$ 要短,计算给出 $\tau_{\text{equ}} \approx 3 \times 10^{-22} \text{s}$.

在两维相空间中,分布函数 $P(x, p, t)$ 从 Fokker-Planck 方程(缩写为 FPEq).其中, x 是相应于核裂变的集体坐标(如两碎片的质心距离), p 是沿这个坐标的动量.方程中的摩擦系数 β 和扩散系数由爱因斯坦关系给出.位垒形式 $V(x)$ 选用倒置的谐振子势.假定相对于角 $\varphi = x/p$ 初始分布是转动对称的.分布函数 $P(\epsilon, t)$ 是与裂变坐标有关的能量函数, $\epsilon = (x^2 + p^2)/2$, Fokker-Planck 方程有如下形式

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} P(\epsilon, t) \\ &= \beta \frac{d}{d\epsilon} [\epsilon P(\epsilon, t)] \beta T \frac{d}{d\epsilon} \left[\epsilon \frac{d}{d\epsilon} P(\epsilon, t) \right] \\ & - \theta(\epsilon - \epsilon_f) \left(\frac{\Gamma_f}{h} \right) \exp\left(\frac{\epsilon_f}{T}\right) P(\epsilon, t) \end{aligned} \quad (7)$$

式中, ϵ_f 是裂变位垒高度, θ 是阶跃函数, T 是核温度, Γ_f 是裂变宽度.裂变几率 P_f 用下式给出

$$P_f = \int_0^\infty \eta(t) [1 - \pi(t)] dt \quad (8)$$

式中,

$$\pi(t) = \int_0^\infty P(\epsilon, t) dt, \eta(t) = \frac{\Gamma_n}{h} \exp\left(-\frac{\Gamma_n t}{h}\right)$$

定义 $\lambda_f(t) = \frac{1}{\pi(t)} \frac{d\pi(t)}{dt}$, 这个量随时间单调增加,且渐渐地变得与时间无关.当 $t < t_{\text{max}}$, 解方程(1),对于 $t > t_{\text{max}}$,有

$$\begin{aligned} \pi(t) &= \exp[-\lambda_f(t - t_{\text{max}})] \pi(t_{\text{max}}) \quad (9) \\ P_f &= \int_0^\infty \eta(t) [1 - \pi(t)] dt + \exp\left[-\frac{\Gamma_n t_{\text{max}}}{h}\right] \\ & \cdot [1 - \pi(t_{\text{max}})] \frac{\Gamma_n}{h \lambda_f + \Gamma_n} \end{aligned} \quad (10)$$

给定初始条件, $P(\epsilon, 0) = \frac{1}{h\omega} \exp\left(-\frac{\epsilon}{h\omega}\right)$, 解 FPEq (1). 根据方程(8)计算裂变几率 P_f . 当 $T = 1.0 \text{ MeV}$, $\Gamma_f = 4.15 \times 10^{18} \text{ h s}^{-1}$, 对于不同的摩擦系数从 $\lambda_f(t)$ 对时间的依赖看出,当 $\beta \rightarrow \infty$, $\lambda_f(t) = \Gamma_f/h$, 在 $t = \pi\beta^{-1}$ 时, $\lambda_f(t)$ 达到了渐近值,并且它随 β 值减小而减小.对于 ^{226}Ra , 从裂变分支比 α 作为激发能的函数看出, $E^* \rightarrow \epsilon_f$, 裂变分支比与 β 无关,由 α 的阙行为可以确定裂变位垒,另一方面,随激发能增加, α 对 β 的依赖是很明显的.图 5 给出了 ^{232}Pa 的计算裂变几率 P_f 和实验数据的比较,提取出 $\beta \approx 0.50 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$.

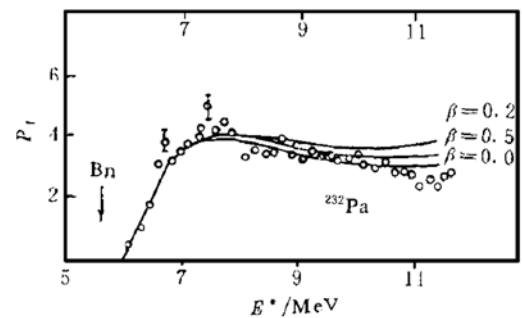


图 5 对不同的摩擦系数 β 动力学计算的裂变几率与实验值的比较

5.2 裂变角分布^[10]

有双峰裂变位垒结构的核,两峰之间第二个极小相当于准静态,它强烈地影响激发核的衰变时间特性.对铜系核,裂变时标应加一个时间延迟,它与处在第二势阱激发态的寿命有关.如果内垒高于外垒,裂变几率主要受内垒控制,裂变角分布由鞍点量子态决

定,是一个与内垒和外垒有关的叠加角分布 $W(\theta) = (1-P)W_1(\theta) + PW_2(\theta)$ (11) 式中, $W_1(\theta)$ 和 $W_2(\theta)$ 分别是第一和第二个鞍点确定角分布,可以根据过渡态统计模型计算这些角分布. P 是第二个势阱态的布局(缩写为 PS)几率,它确定第一个鞍点和第二个鞍点对角分布的相对贡献. PS 的几率 P 由下式给出

$$P(x_3, t_p) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dp \int_{x_1}^{x_3} f(x, p, t_p) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} dp \int_{-\infty}^{\infty} f(x, p, t_p) dx} \quad (12)$$

式中, t_p 是裂变事件没有被第二个势阱俘获时的瞬态时间,通常取 $t_p = 8 \times 10^{-21} \text{s}$,采用扩散模型计算 P ,用裂变坐标 x 和动量 p 的分布函数 $f(x, p, t)$ 描述裂变体系. 在相空间中,分布函数随时间的演化由 Fokker-Planck 方程给出

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{p}{m} \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial U(x)}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial p} + \frac{\gamma}{m} \frac{\partial(fp)}{\partial p} + \gamma T \frac{\partial^2(f)}{\partial p^2} \quad (13)$$

式中, m 和 γ 分别是惯性参数和摩擦参数, T 是温度, $U(x)$ 是形变势,

$$U(x) = E_i \pm \frac{1}{2} m \omega_i^2 (x - x_i)^2 \quad (14)$$

式中, $i=1, 2, 3$, E_i 是势的极大和极小值, $\hbar\omega_i$ 是势垒曲率能量. 对 37 和 43 MeV $^4\text{He} + ^{238}\text{U}$ 反应,动力学计算的角分布与实验值获得最佳拟合,提取的摩擦系数 $\beta = (0.2 \sim 0.5) \times 10^{21} \text{s}^{-1}$.

5.3 高激发能和高角动量核的(GDR) γ 射线谱测量

由于巨偶极共振(GDR) γ 射线对高激发核的大小及形变是很灵敏的,所以 GDR γ 射线谱测量成为研究核动力学效应的一种重要手段. 由 $^{64}\text{Ni} + ^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{164}\text{Yb}$ 反应的 GDR 衰变已经观测到裂变反应的动力学效应. 但是,由于重离子反应形成的高激发能和高角动量

的复合核有很大几率导致裂变,测量的 γ 射线谱包括复合核裂变前的 γ 射线和碎片发射的 γ 射线两种成分. 最近, Hof 等人^[11]用 NaI 谱仪和大体积 BaF_2 探测器以及位置灵敏雪崩探测器 (PSAD) 对 216 和 238 MeV $^{40}\text{Ar} + ^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{156}\text{Dy}$ 反应产生的碎片和 γ 射线作了四重符合测量. 用修正了的 CASCADE 程序(程序中包括动力学裂变宽度)计算裂变前和裂变后的 γ 射线谱. 从利用不同的摩擦系数计算的 γ 射线谱与实验数据拟合的结果,得到核粘滞性在 $0.01 < \gamma < 4.0$ 的范围内. Ploeg 等人测量了 150、186、220 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{209}\text{Bi}$ 反应的 4~20 MeV γ 射线谱,从 γ 射线谱数据分析提取的核粘滞性 $\beta = 0.4$.

参 考 文 献

- 1 Liu Guoxing, Langevin Dynamics of Fusion-fission Reactions Induced by Heavy Ions. Trends in Nuclear Physics, 1996, 13(3): 13~18
- 2 Kramers HA. Physica, 1940, 7: 284
- 3 Ploeg H, Bacelar JCS, Buda A et al. Dynamical Fission Life-times Deduced from γ -ray Emission Observed in the Fusion-fission Reactions. Nucl Phys, 1996, A599: 117c~122c
- 4 Bhatt KH, Grange P, Hiller B. Nuclear Friction and Lifetime of Induced Fission. Phys Rev, 1986, C33: 954~968
- 5 Thoennesen M, Bertsch GF. Threshold for Dissipative Fission. Phys Rev Lett, 1993, 71: 4303~4306
- 6 Thoennesen M. Dynamical Time Scales in Hot Rotating Nuclei. Nucl Phys, 1996, A599: 1c~16c
- 7 Hofman DJ, Back B B, Paul P. Rapid Increase in Precision Giant-dipole-resonance γ -ray Emission with Bombarding Energy. Phys Rev, 1995, C51: 2597~2605
- 8 Frobrich P, Gontchar II. Langevin Flctuation-dissipative Dynamics of Hot Nuclei. Nucl Phys, 1993, A556: 281~306
- 9 Grange P, Weidenmuller HA. Fission Probability and the Nuclear Friction Constant. Phys Lett, 1980, 96B: 26~30
- 10 Eremenko D O, Mellado B, Platonov SYu et al. Fragment Angular Distribution as a Probe of Fission Dynamics in Nuclei With Two Classes of Excited States. J

Phys G;Nucl Part Phys,1996,22:1077~1087

gies and Large Angular Momenta. Nucl Phys, 1996,
A599:17c~22c

11 H of G, Bacelar J C S, Dioszegi I et al. Viscosity and
Fission Time Scale of ^{156}Dy at High Excitation Ener-

Study of Dynamics for Heavy-ion-induced Fission Reaction

LIU Guoxing DAI Guangxi

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

Abstract The present status of the dynamics study for heavy-ion-induced fission reaction including the dynamical fission width, the fission time scale, the temperature and deformation dependence of the nuclear viscosity and the methods of the extracting viscosity from fission experiments induced by heavy ion reactions is reviewed.

Key Words fission width fission time scale nuclear viscosity fission angular distribution fission probability

(上接第 238 页)

On Evaporated Fragments in High Energy Nucleus-nucleus Collisions

LIU Fuhu

(*Department of Physics ,Shanxi Teachers University , Linfen 041004*)

Abstract Based on the simple modelling calculation, the multiplicity and angular distribution of evaporated fragments from both projectile and target spectators in high energy nucleus-nucleus collisions are described.

Key Words nucleus-nucleus collisions evaporated fragments multiplicity distribution angular distribution