

由裂变激发函数直接确定裂变时标

刘国兴 郑纪文 陈克良 王素芳 白兴平

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 本工作对曾经测量的 $^{12}\text{C}+^{197}\text{Au}$ 、 $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 和 $^{14}\text{N}+^{207}\text{Pb}$ 裂变激发函数数据进行分析,并直接确定了裂变时标.结果与类似的工作作了比较,并且还讨论了核粘滞性对裂变时标的影响.

关键词 裂变几率, 裂变时标, 核粘滞性.

1 引言

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限制. 断裂前带电粒子、中子和 γ 射线多重性测量结果指出, 裂变不能有效的与其它退激方式竞争, 甚至对很高激发核的裂变都表现为一个相当冷的过程. 这样, 使得在级联退激发过程中裂变时标大于发射粒子的时标.

在重离子引起的熔合裂变反应, 准裂变和快裂变中, 通常把测量的断裂前中子多重性作为时钟, 在某些条件下, 可以估计每个反应过程的裂变时标. 对于熔合裂变反应, 实验结果表明, 时标范围在 $10^{-19} \sim 10^{-21}\text{s}$ 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. 对于准裂变反应, 由于断裂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, 而在较低的 TKE 时表现为快的裂变时标. 在快裂变过程中, 时标依赖质量分离, 对称质量分裂的时标是 10^{-20}s 量级, 而非对称质量分裂的时标是 $3 \times 10^{-21}\text{s}$ 量级.

核粘滞性的大小和性质仍然是核物理学中待解决的问题之一. 迄今已经提出一些理论模型描述核反应中的核粘滞性, 并且取得了某些成功. 在核裂变反应中, 人们研究裂变总动能对核裂变参数的依赖关系, 试图得到核粘滞性的信息, 然而采用一体和二体耗散机制都能获得与实验数据满意的符合, 所

以, 仅仅由裂变总动能的性质还不能确定核粘滞性的强度. 而不同的耗散机制, TKE 随激发能的变化是不同的. 近年来, 由测量裂变反应的中子多重性给出了核粘滞性对裂变过程影响的有力证据.

受 Natowitz 等工作^[1]的启示, 本工作对我们曾经测量的 $^{12}\text{C}+^{197}\text{Au}$ 、 $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ 和 $^{14}\text{N}+^{207}\text{Pb}$ 裂变反应激发函数数据^[2]进行分析, 直接确定了裂变反应的时标, 结果与类似工作作了比较, 还讨论了核粘滞性对裂变时标的影响.

2 由裂变激发函数分析确定裂变时标

我们定义测量的裂变截面 σ_f 和反应总截面 σ_R 比 σ_f/σ_R 为积累的裂变几率. 反应总截面由下式计算,

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

T_l 是穿透系数, 我们采用抛物线近似光学势实部计算 T_l . 在炮弹能量不超过 $10\text{MeV}/u$ 和本工作所研究的裂变核质量区域, 可忽略带电粒子发射的影响, 裂变和中子蒸发是主要退激方式, 即在复合核衰变键上只有裂变和中子发射的竞争. 发射一个中子带走的平均激发能是 B_n+2T , B_n 是中子结合能, T 是子核的温度, $T=(E^*/a)^{1/2}$, a 是能级密度参数. 这样, 对给定的激发能 E_i^*

的第一次机会裂变几率是,

$$P_f(E_1^*) = \frac{P_0(E_1^*) - P_0(E_2^*)}{1 - P_0(E_2^*)} \quad (2)$$

$P_0(E_1^*)$ 和 $P_0(E_2^*)$ 是激发能为 E_1^* 和 E_2^* 时测量的积累裂变几率, $E_2^* = E_1^* - (B_n + 2T)$.

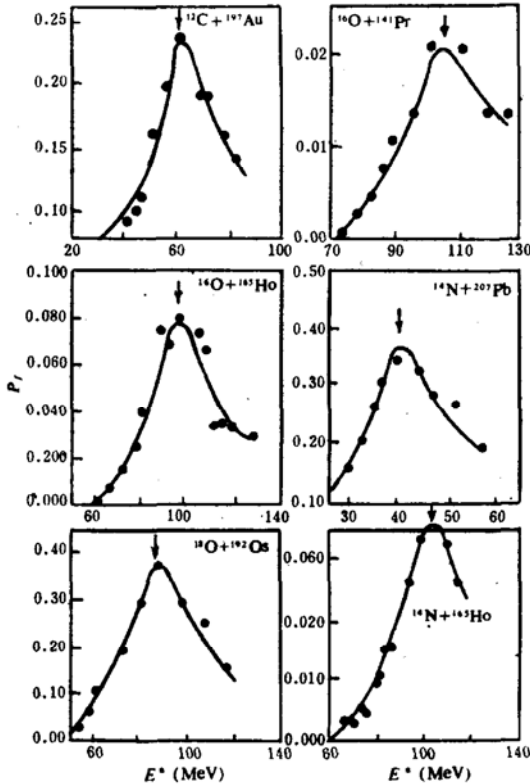


图 1 裂变几率 $P_f(E^*)$ 作为核激发能函数的分布

我们分析了 $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 、 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{14}\text{N} + ^{207}\text{Pb}$ 裂变激发函数数据, 还分析了 Sikkeland 等 [3] $^{11}\text{B} + ^{169}\text{Tm}$ 、 $^{12}\text{C} + ^{184}\text{W}$ 、 $^{16}\text{O} + ^{165}\text{Ho}$ 、 $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ 和 $^{14}\text{N} + ^{165}\text{Ho}$ 以及 Plicht 等 [4] 的 $^{18}\text{O} + ^{192}\text{Os}$ 裂变激发函数数据. 得到了裂变几率 $P_f(E^*)$ 作为核激发能函数的分布 (如图 1 所示). 从图 1 可以看出, $P_f(E^*)$ 随激发能增加而增加, 表明在复合核衰变过程中, 裂变和中子蒸发之间的竞争基本上受统计规律支配, 裂变几率 $P_f(E^*)$ 随

激发能增加达到峰值后下降, 表明这时统计规律再也不能描述中子蒸发和裂变之间的竞争了. 裂变动力学过程的时标大于统计衰变的时标成为限制裂变的因素. 这样, 取 $P_f(E^*)$ 峰值相应的激发能的中子衰变时标等于裂变动力学过程的时标, 于是,

$$t_f = t_n = \frac{\hbar}{\Gamma_n} \quad (3)$$

中子宽度 Γ_n 由下式给出 [5]

$$\Gamma_n = \hbar \int_0^{E - B_n} W_n(\epsilon) d\epsilon \quad (4)$$

其中,

$$W_n(\epsilon) d\epsilon = \frac{\sigma(E^*, \epsilon) g m \epsilon \rho(E^* - B_n - \epsilon) d\epsilon}{\pi^2 \hbar^3 \rho(E^*)}$$

E^* 是初始复合核激发能, $\sigma(E^*, \epsilon)$ 是逆反应过程截面, 即能量为 ϵ 的中子与复合核产生的核 $B(E^* - B_n - \epsilon)$ 相互作用截面, g 是自旋统计权重因子, m 是中子的质量, $\rho(E^* - B_n - \epsilon)$ 是余核的能级密度. 若取费米能级密度 $\rho = \exp[2(aE^*)^{1/2}]$, 则有,

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3}}{\pi k_0 \exp[2(a_c E^*)^{1/2}]} \cdot \left\{ \frac{E^* - B_n}{2a_n} - \frac{3}{4a_n^2} + \left[(E^* - B_n) - \frac{3(E^* - B_n)^{1/2}}{2a_n^{1/2}} + \frac{1}{4a_n} \right] \cdot \exp\left[2a_n^{1/2} (E^* - B_n)^{1/2} \right] \right\} \quad (5)$$

a_c , a_n 分别是复合核和蒸发余核的能级密度参数 $K_0 = \hbar^2 / (g m r_0^2)$, r_0 是核半径参数. 为简化计算, 方程(5)用下式近似仍有较高的计算精确度,

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3}(E^* - B_n)}{a_n \pi K_0 \exp\left[2(a_c E^*)^{1/2}\right]} \cdot \exp\left\{2\left[a_n(E^* - B_n)\right]^{1/2}\right\} \quad (6)$$

能级密度参数 a_n 原则上由测量的中子能谱斜率确定. 通常用统计模型计算裂变激发函数拟合实验数据提取能级密度参数. 本工作取 $a_n = a_c = A/8$. 图 2 是由裂变激发函数数据分析确定的作为裂变参数 X 函数的裂变时标 t_f . 误差是仅仅考虑确定裂变几率 $P_f(E^*)$ 相应的激发能不确定性所引起的. 为了比较, 图 2 也给出了 Natowitz 等^[1]的结果以及 Ainde 等^[6]由中子多重性测量确定的裂变时标. 从图 2 可以看出, 在重离子引起的熔合裂变反应中, 对给定的裂变参数, 无论从裂变激发函数分析确定的裂变时标还是由中子多重性测量提取的裂变时标大体上是符合的. 时标的范围是 $(5 \sim 200) \times 10^{-21}$ s. 裂变时标随裂变参数增加而增加.

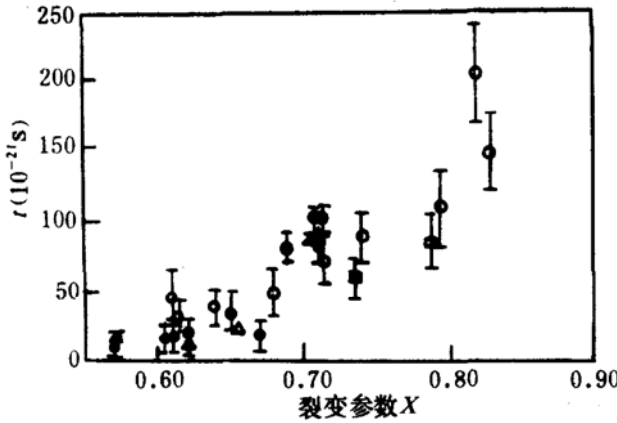


图 2 对于熔合裂变反应, 裂变时标作为裂变参数的函数.
● 本工作, ▲ Natowitz 等, ○ Hinde 等

3 核粘滞性对裂变时标的影响

根据输运理论, 核裂变可以看作是裂变自由度的输运过程. 核在鞍点的时标由两部

分贡献组成, 一是统计模型时标 $\hbar / \Gamma_{\text{stat}}$, 一是瞬态时间 τ , τ 直接与输运过程的瞬时行为有关. 当 $\hbar / \Gamma_{\text{stat}} \gg \tau$ 时, 认为裂变是准静力学输运过程. 在核激发能大于 100MeV, 裂变位垒高度很小或者等于零, 即在准裂变和快裂变的情形, $\hbar / \Gamma_{\text{stat}} \ll \tau$, 裂变过程则变为一个具有 τ 数量级的瞬时现象. τ 是核粘滞性系数的函数. 所以裂变的动力学时标是^[7],

$$t_f = \frac{1}{2} \tau + \tau_{\text{SSC}}$$

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形变过渡了, 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, 使裂变轨迹有起伏, 有时裂变核通过了鞍点还会返回平衡形状. 如果这个时间比中子蒸发时间长, 核就会发射多个中子, 结果增加了断裂前的中子多重性. 第二项是核从鞍点到断点的时标. 从平衡形状到鞍点, 从鞍点到断点完全表现为裂变核的动力学行为.

在某些重离子反应实验中, 例如, 在重离子深度非弹性散射实验中, 观测到径向动能很快地被阻尼, 表明核粘滞性是很大的. 在裂变反应中, 若用 β 表示核粘滞性系数, 在势能面上把核看作是一个具有振荡频率为 ω_n 的谐振子, 则可以定量的估算 τ ^[7],

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{\ln(10E_{f/T})}{\beta} & \beta < 2\omega_n \\ &= \frac{\beta \ln(10E_{f/T})}{2\omega_n} & \beta > 2\omega_n \end{aligned} \quad (8)$$

E_f 是裂变位垒高度, T 是核温度. 在计算中可以取 $\omega_n = \omega_1$, ω_1 是核在鞍点的振荡频率. 从鞍点到断点的时标由下式给出^[8],

$$\begin{aligned} \tau_{\text{SSC}} &= -\frac{1}{2a_2} \ln \frac{a_2 \beta}{\varepsilon(a_2 - \beta)} - t_0 \quad (9) \\ t_0 &= \frac{1}{2a_2} \ln \frac{4\omega_1 x_0}{0.288}, \quad a_2 = \frac{\beta}{2} - \omega_1, \end{aligned}$$

$$\omega_1 = \frac{\beta}{4} + \omega_0$$

$\omega_0 = 1.5\text{MeV}$, $\varepsilon = \beta T / \mu$, μ 是体系的折合质量, χ_0 表示在势函数 $v(n)$ 中鞍点的位置, $\chi_0 = 15\text{fm}$. 采用方程(7)(8)和(9)我们计算了作为核粘滞性系数 β 函数的瞬态时间 τ , 从

鞍点到断点的时间 τ_{SSC} 以及核裂变动力学时标 $\tau / 2 + \tau_{\text{SSC}}$. 作为例子, 图 3 中的实线给出了核 ^{196}Hg 和 ^{221}Ac 作为核粘滞性系数 β 函数的 τ , τ_{SSC} 和 $\tau / 2 + \tau_{\text{SSC}}$. 从图 3 可以看出, 裂变瞬态时间 τ 随核粘滞性系数 β 增加很快地增加, 当 $\beta = 20 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$ 时, τ 便

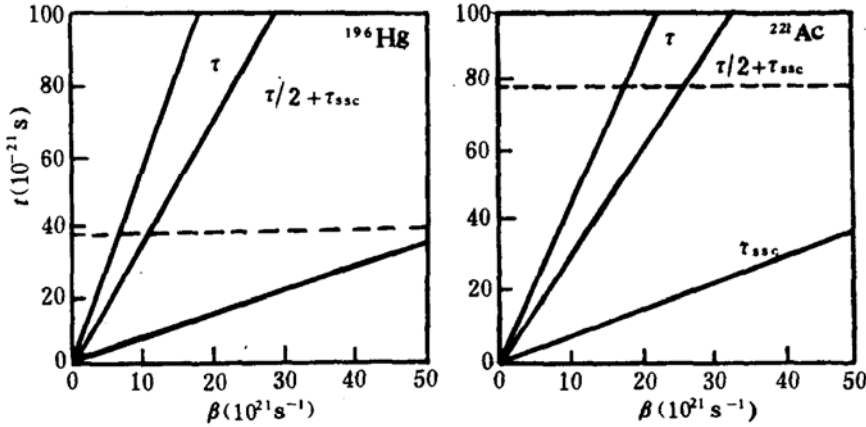


图 3 对于 ^{196}Hg 和 ^{221}Ac 核, 作为核粘滞性系数 β 函数计算的瞬态时间 τ , 从鞍点到断点时间 τ_{SSC} 以及裂变动力学时标 $\tau / 2 + \tau_{\text{SSC}}$

增加到 $100 \times 10^{-21}\text{s}$. 从鞍点到断点的时间 τ_{SSC} 随粘滞性系数 β 缓慢地增加. 这样, 对不同的核, 裂变动力学时标 $\tau / 2 + \tau_{\text{SSC}}$ 作为核粘滞性系数 β 的函数是不同的, 图 3 中的虚线表示由测量的裂变激发函数直接确定的裂变时标. $\tau / 2 + \tau_{\text{SSC}}$ 与实验导出的裂变时标进行比较, 可以提取这个核的粘滞系数 β . 图 4 给出了核粘滞系数 β 作为核裂变参

数 X 的函数, 令人惊奇的是实验点在一条平滑的曲线上, 裂变参数 X 从 0.50 增加到 0.75, 核粘滞性系数 β 从 $3 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$ 增加到 $45 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$. Hinde 等^[6]指出, 核粘滞性系数 β 在 $14 \sim 50 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$ 范围内, 与我们的结果是一致的. 根据核裂变动力学理论, 裂变过程是强阻尼运动, 核粘滞性是很大的. Rayleigh 耗散函数 η 定义为^[10],

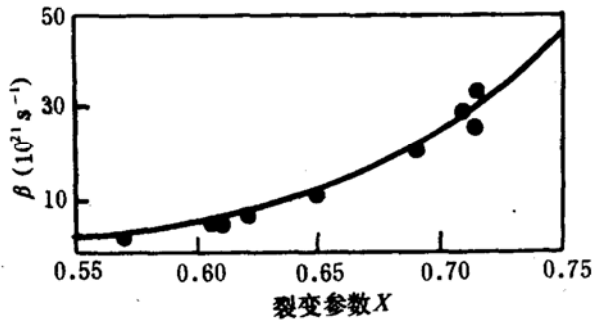


图 4 核粘滞性系数 β 作为裂变参数 X 的函数

$$\eta = -\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} \sum \eta_{ij}(q) \dot{q}_i \dot{q}_j \quad (10)$$

参数 $\eta_{ij}(q)$ 与采用的模型有关. 假定一体耗散, 质量数为 A 的核, 耗散张量是,

$$\eta_{ij}^A = \rho_0 r_0^4 (4/3\pi)^{4/3} A^{4/3} \eta_{ij} \quad (11)$$

惯性张量是,

$$T_{ij}^A \propto AT_{ij} \quad (12)$$

核粘滞性系数 β 定义为能量耗散系数与惯性系数之比,所以,核粘滞性系数 $\beta \propto A^{1/3}$. 这样便定性地解决了图 4 给出的实验结果,即核粘滞性系数 β 随核质量数 A 增加而增加. 这个问题还需进一步的研究.

参 考 文 献

- 1 Natowitz, J B, et al. Phys. Lett., 1990, B247:242
- 2 Liu Guoxing, et al. High Energy Phys. & Nucl. Phys., 1986, 10:597

- 3 Sikkeland T, et al. Phys. Rev., 1971, C3:329
- 4 Vanderplicht J, et al. Phys. Rev., 1983, C28:2022
- 5 Huizenga J R, Vanderboch R. Nuclear Reactions, 1962, 2:42
- 6 Hinde D J, et al. Nucl. Phys., 1989, A502:497, Phys. Rev., 1989, C39:2268
- 7 Bhatt K H, et al. Phys. Rev., 1986, C33:954
- 8 Grange P, et al. Nucl. Phys., 1984, A428:37
- 9 Davics K T R, et al. Phys. Rev., 1976, C13:2385
- 10 Samaddar S R, et al. Nucl. Phys., 1979, A332:210

Determination of Fission Timescales from Excitation Function Data

Liu Guoxing Zheng Jiwen Chen Keliang
Wang Sufang Bai Xingping

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou 730000)

Abstract The fission timescales are determined directly from the analysis of the measured fission excitation function data for the $^{12}\text{C}+^{197}\text{Au}$, $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ and $^{14}\text{N}+^{207}\text{Pb}$ reactions. Our results are compared with those of similar work. The effect of the nuclear viscosity on the fission timescales is also discussed.

Key Words fission probability, fission timescale, nuclear viscosity.

前苏联核专家大量外流

本刊讯 由于前苏联业已四分五裂,原有科技人才大批涌向西方国家.目前已移居西方的前苏联科技人才已达 7 万人以上,这是世界历史上第二次大规模的“人才流动”.目的地主要是美国,原苏联宇宙研究所所长,戈尔巴乔夫的总统助理沙古捷夫,现为美国马里兰大学的教授,据他估计,目前已移居美国的前苏联科学院院士就超过 10 名,中青年科学家更是不计其数.美国国防部已向布什总统提交了一份准备雇佣 1000 名前苏联科学家的计划书.

面对这一出国浪潮,前苏联核技术专家也跃跃欲试.据前苏联军事核计划领导人米哈伊洛夫教授说,前苏联约有 10 万人参加制造核武器的工作,其中 1 万人以上掌握核机密,其中了解绝对核机密的科学家又有 2000 人之

多.人数如此众多的核专家欲出国谋生,这对那些极欲发展核武器的国家来说真是天赐良机.伊朗、利比亚、以色列等国已经和前苏联的核专家进行了接触.伊朗开出的条件是月薪 1 万英镑,并免费提供宽敞舒适的住宅和优厚的福利待遇.

面对核专家大量“流失”的危险,西方各国深表不安.法国核问题专家断言,5—6 年以后很有可能再出现几个拥有核武器的国家,他们认为前苏联的核专家移居其它国家要比由前苏联解体产生的独立国家拥有核武器更危险.因此,美国计划拨出 4 亿美元的特别经费来雇佣那些前苏联的核专家,以免他们失业而流向那些“恐怖国家”,给世界的未来造成灾难.