

核裂变中的 Overshooting 现象与 中子多重性*

孙喆民 冯仁发 吴锡真 卓益忠¹⁾

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘 要

本文采用扩散模型来讨论核裂变中的瞬态过程。研究表明在 Kramers 区域 ($T/E_f < 1$) 和高温区域 ($T/E_f > 1$) 瞬态过程的行为差别很大。高温区域瞬态过程中的 Overshooting 现象会使裂变几率增大, 从而使通常认为的裂变速率的瞬态行为引起中子多重性增强效应在这一区域减弱甚至消失。

一、引 言

近年来, 核裂变扩散模型无论在定性研究还是在定量计算方面, 都已取得很多进展^[1-6]。研究表明, 非平衡态的扩散模型理论比 Bohr-Wheeler 的平衡态理论更适合描述核裂变物理过程, 可以解释裂变前中子多次发射及快裂变等新的实验结果。与 Kramers 的准稳态理论^[4]相比, 扩散模型理论研究的瞬态过程^[2,5,6]无论对裂变过程本身还是对裂变前中子发射的影响, 都是十分重要的。在不同的温度位垒比 (T/E_f) 和粘滞系数 γ 下, 本工作计算了裂变速率的瞬态过程, 发现在确定的粘滞性下, Kramers 区域 ($T/E_f < 1$) 和高温区域 ($T/E_f > 1$) 瞬态过程的行为有较大的差别, 在高温区域瞬态过程中有明显的 Overshooting 现象, 并讨论了这种现象在鞍点及鞍点后随形变的变化。目前, 一般认为裂变过程中的瞬态行为有利于裂变前中子发射, 因而会使中子多重性较定态理论结果增强。我们计算了裂变前中子多重性, 结果表明在 Kramers 区域有明显的中子多重性增强效应, 在高温区域这种增强会减弱并逐渐趋向于定态结果。

二、核裂变速率的瞬态行为

在裂变形变坐标 x 和共轭动量 p 的两维相空间中, 核裂变扩散过程中的几率分布函数 $W(x, p, t)$ 服从经典的 Fokker-planck 方程^[4]:

$$\frac{\partial W(x, p, t)}{\partial t} = -\frac{p}{m} \frac{\partial W(x, p, t)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial p} \left[\left(\gamma p + \frac{\partial V(x)}{\partial x} \right) W(x, p, t) \right]$$

本文 1991 年 6 月 13 日收到。

* 国家自然科学基金资助。

1) 中国科学院理论物理研究所客座研究人员。

$$+ D \frac{\partial^2 W(x, p, t)}{\partial p^2}, \quad (1)$$

其中 m 为惯性质量、 γ 为核粘滞系数, D 为扩散系数. 裂变位势取为在 x_1 处平滑连接的双抛物线

$$V(x) = \begin{cases} \frac{1}{2} m \omega_a^2 x^2, & -\infty < x \leq x_1 \\ E_f - \frac{1}{2} m \omega_b^2 (x - x_b)^2, & x_1 \leq x \leq x_{sc} \end{cases} \quad (2)$$

x_b 为鞍点形变坐标, x_{sc} 为断点形变坐标.

裂变系统初始分布为基态位阱中心的高斯型分布:

$$W_0(x_0, p_0, t_0) = N \exp[-x^2/a_x^2 - p^2/a_p^2], \quad (3)$$

其中

$$a_x^2 = \hbar/m\omega_a, \quad a_p^2 = m\hbar\omega_a, \quad a_x \cdot a_p = \hbar.$$

我们在局域谐振子近似下, 用传播子方法^[2]求解了含时 Fokker-Planck 方程(1), 可以得到任何时刻的几率分布 $W(x, p, t)$. 将鞍点裂变速率定义为通过鞍点的粒子几率流与鞍点以内布朗粒子的总几率之比:

$$\lambda_f(t) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} dp \frac{p}{m} W(x_b, p, t)}{\int_{-\infty}^{x_b} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dp W(x, p, t)}. \quad (4)$$

裂变动力学近期的研究结果^[2-5]表明, 核体系的裂变过程既不是瞬时达到平衡的过程(如 Bohr-Wheeler 理论假定的那样), 也不是 Kramers 的准稳态情形; 而是一个从基态越过鞍点向断点发展的非平衡输运过程. 核粘滞性, 温度位垒比 (T/E_f), 以及断点鞍点间的距离, 都对裂变速率随时间的变化过程有重要的影响. 在核温度相对较低时(即 $T < E_f$), 裂变速率的准稳态值与 Kramers 的定态解能较好地符合, 且鞍点裂变速率随时间变化的瞬态过程都是从零开始逐渐增长, 最后达到的准稳态值接近 Kramers 的定态解^[2]. 而当粘滞性为中等值 ($\gamma = 3-7 \times 10^{21} \text{s}^{-1}$) 时, 裂变速率趋向准稳态值的时间最短. 这个 Kramers 区域 ($T < E_f$) 裂变速率的瞬态行为比较清楚, 我们不再详述. 下面将着重阐述在高温区域 ($T/E_f > 1$) 时, 裂变速率的瞬态行为.

在高温区域, Kramers 假定不再满足, 裂变速率随时间变化的瞬态行为与 Kramers 区域有很大差别. 此时裂变速率随时间迅速增长, 并超过其准稳态值形成一个峰值, 然后再下降至其准稳态值, 且准稳态值也大于 Kramers 的定态解. 这种现象被称为 Overshooting 现象, 温度越高, 这个现象越显著(见图 1). 研究结果还表明^[3] 裂变瞬态过程的 Overshooting 现象在中等粘滞性情况下最为明显. 高温区的 Overshooting 现象的存在, 对裂变过程本身及对裂变道与其他衰变道(如裂变前的粒子发射)竞争的影响都十分重要. 它表明在这种情况下, 在核裂变达到准稳态前的瞬态过程中的某段时间内, 裂变过程占有明显的优势.

通常认为裂变核形变达到鞍点后将迅速向断点发展而发生裂变, 因而传统上裂变速率的计算都是在鞍点上考虑的; 近年来对核裂变扩散模型的深入研究^[7]以及在解释裂变

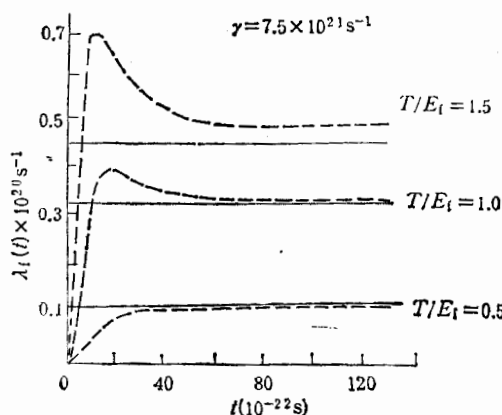


图 1 各种温度下裂变速率的瞬态行为

前中子发射的多重性方面,都认为从鞍点到断点的过程也是很重要的^[3,6]。不同的裂变核,其鞍点到断点的距离不同,因而裂变核从鞍点到断点的发展进程受核温度和粘滞性的影响,还因核的种类不同而有差异。所以,我们在讨论裂变速率的 Overshooting 现象时,也必须考虑核温度、粘滞性及鞍点后核形变位置(即断点离鞍点距离的变化)的影响。图 2 给出了在固定的温度位垒比 ($T/E_f = 2$) 时,不同粘滞性下,鞍点及鞍点后不同位置的裂变速率随时间的变化。

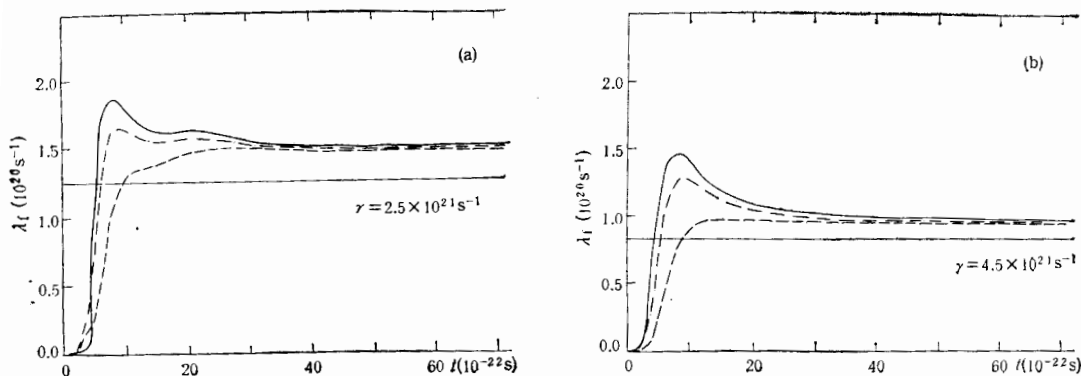


图 2 鞍点后不同形变处裂变速率的变化

从计算结果可以看出,各种粘滞系数下核裂变速率的瞬态行为在鞍点后不同形变处都不相同。形变位置离鞍点越远 Overshooting 下降得越显著,在形变达到一定值时 Overshooting 完全消失了。无论哪个形变位置,在裂变系统达到准稳态时,裂变速率都稳定到其准稳态值,且这个准稳态值大于 Kramers 的定态值。粘滞性越大,准稳态值与 Kramers 定态值之间的差距越小。因而,对断点距鞍点位置较远的裂变核,在断点处 Overshooting 现象已经消失;而对断点距鞍点位置很近(甚至鞍点与断点在一起)的裂变核,在高温及中等粘滞性时,断点处的 Overshooting 现象仍然是明显的。

三、瞬态过程对 neutron 多重性的影响

具有较高能量的复合核可以发生裂变,也可能发射出几个中子再发生裂变。近年来,实验上发现某些核裂变前中子发射的数目比用统计理论估计的结果要多,这称之为中子多重性的增强。用核裂变扩散模型理论可以解释这种中子多重性增强现象。其要点有三个:(a)对 Bohr-Wheeler 统计模型给出的裂变宽度进行的 Kramers 修正, Kramers 给出的裂变宽度均小于 Bohr-Wheeler 定态值。(b)认为裂变体系建立起一个越过鞍点位垒的准稳态流所需的瞬变态时间。(c)系统从鞍点态下降到断点态所需的平均时间。以上三个因素中的每一个都增加了裂变前发射中子的平均值。因而目前都认为裂变的瞬态过程有利于裂变前中子的发射,与定态结果比较会出现明显的中子多重性增强。我们在这篇文章中要提出的新观点是:高温区裂变速率行为中的 Overshooting 现象将有利于裂变道,而对发射中子道起抑制作用,从而会减弱中子多重性的增强甚至使其消失。

让 $P_s(t)$ 表示带质量数 A_s 的核的含时占有几率,复合核裂变前发射 $s-1$ 个中子后到达母核 A_s ,那么可以用下面一组耦合方程来描述中子发射与裂变竞争的过程:

$$\frac{d}{dt} P_s(t) = \Gamma_{n,s-1} P_{s-1}(t) - [\Gamma_{n,s} + \hbar \lambda_s(t)] P_s(t), \quad (5)$$

多步过程满足如下质量和能量关系

$$A_s = A_{s-1} - 1, \quad (6)$$

$$E_s^* = E_{s-1}^* - B_{n,s-1} - 2T_{s-1}, \quad (7)$$

$B_{n,s-1}$ 为 A_{s-1} 核的中子结合能, $2T_{s-1}$ 表示核的最可几核子动能, $\Gamma_{n,s}$ 为中子衰变的分宽度,在计算中采用 Fermi 气体能级密度:

$$\Gamma_{n,s-1} = \frac{(2s'+1)m}{(\pi\hbar)^2 \rho(E_{s-1}^*, A_{s-1})} \int_0^{E_{s-1}^* - B_{n,s-1}} \varepsilon \sigma_\varepsilon \rho(E_{s-1}^* - B_{n,s-1} - \varepsilon, A_s) d\varepsilon, \quad (8)$$

其中 s' 为中子自旋, σ_ε 为逆截面。

求解方程组(5)可得到 A_s 核的占有几率,则裂变前发射 $s-1$ 个中子的几率为

$$p_s = \int_0^\infty dt \lambda_{f,s}(t) P_s(t), \quad (9)$$

平均中子多重性为:

$$\langle \nu \rangle = \frac{\sum_{s=1}^{s_0} (s-1) p_s}{\sum_{s=1}^{s_0} p_s}. \quad (10)$$

我们用 ^{240}Pu 作为一个例子,分别计算了在 Kramers 区域和高温区域的平均中子多重数随粘滞性的变化。从图 3 可以看出,在低温区域中子多重性与 Kramers 的定态值相比有明显的增强,这与目前通常对中子多重性增强现象的解释相吻合。图 4 表示 $T/E_f = 2$ 的高温区域平均中子多重数随粘滞性的变化。由于高温区裂变速率的 Overshooting 现象,使得中子多重性增强的相对效应明显地受到抑制,甚至使其逐渐消失。因而,

我们需要注意到高温区域的裂变速率中出现的 Overshooting 现象对裂变前中子发射多重性增强现象的影响。

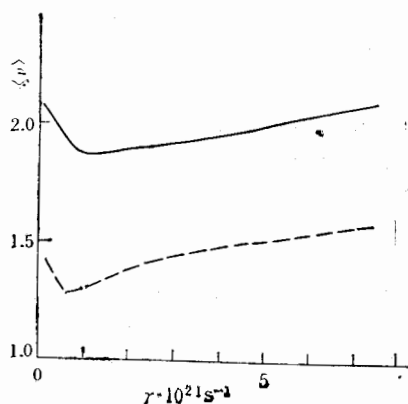


图 3 Kramers 区中子多重数的变化
——我们的结果 ---Kramers 的结果

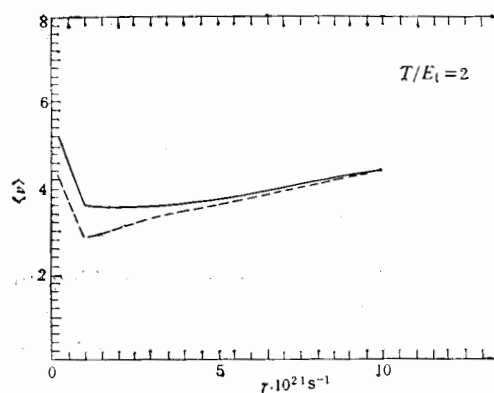


图 4 高温区中子多函数的变化
——我们的结果 ---Kramers 的结果

四、结 束 语

我们在本工作中对高温区裂变速率的瞬态行为及其随鞍点后不同位置的变化进行了讨论,着重指出它与 Kramers 区域时瞬态行为的相异之处。指出目前流行的认为核裂变瞬态过程有利于解释裂变前中子多重性增强现象的观点不适合于 $T/E_f > 1$ 的情况。此时,裂变速率的 Overshooting 现象将使中子多重性增强现象受到削弱甚至消失,尤其对某些断点离鞍点位置很近的高温核系统。当然,我们的这个理论预测是定性的,假如在实验上能观测到某些高温核系统裂变前中子发射多重性增强比低温时相对减弱,它将证实高温核裂变速率中的 Overshooting 现象是确实存在的。也存在着另一种可能性,那就是目前对核裂变过程的扩散模型有待进一步改进与完善。

参 考 文 献

- [1] H.A. Kramers, *Physica*, **7** (1940), 284.
- [2] 冯仁发等,原子核物理,**10**(1988),16.
- [3] 冯仁发等,原子核物理,**10**(1988),120.
- [4] Wu Xizhen, et al., *Commun. Theor. Phys.*, **1**(1982), 769.
- [5] Wu Xizhen, et al., *Chinese Phys. Lett.*, **5**(1988), 41.
- [6] Zhuo Yizhong, et al., *Nuclear Data for Science and Technology* (1988 MITO)667.
- [7] 孙喆民等,原子核物理 **10**(1988),307.
- [8] P.Grange, et al., *Phys. Rev.*, **C34** (1986), 209.

Overshooting and Precission Neutron Multiplicity in Nuclear Fission

SUN ZHEMIN FENG RENFA WU XIZHEN ZHUO YIZHONG

(Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

ABSTRACT

The transient behavior in approaching to quasi-stationary state for fissioning systems is studied by diffusion model. It is shown that there are two regions: Kramers region for $T < E_r$ and overshooting region for $T > E_r$, according to the transient behavior of probability current. A particular attention is paid to the overshooting region because it tends to decrease the enhancement effect of neutron multiplicity and even leads to its disappearance. However it has been proved that the enhancement of neutron multiplicity results from the transient behavior in fission process.