

裂变过程的动力学和统计自治描述及 不同方法之间的分析与比较

王书暖

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1996-01-23 收稿

摘 要

简要介绍了裂变过程动力学和统计自治描述的研究概况、意义及应用前景。重点描述了考虑扩散动力学过程的裂变道理论以及 P. Fröbrich 等人依据 Strutinsky 方法给出的 Kramers-modified Bohr-Wheeler 公式, 并以 $n+^{238}\text{U}$, 激发能至 80MeV 为例对上述两种模型进行了较详细的分析与比较。

关键词 动力学, 统计模型, 裂变道理论, Fokker-Planck 方程。

众所周知, 轻粒子引起的核反应不仅是探讨核结构的重要手段之一, 而且在空间探索、辐射损伤、加速器设计与屏蔽、生物医学等许多领域都具有实际的应用价值。关于中子引起裂变的实验研究和理论研究, 几乎全部都是在相对低的人射能量情况下进行的。为满足上述各领域的需要, 新近美国 Los Alamos 国家实验室^[1]利用 LAMPF 800MeV 脉冲质子束在 WNR-target-4 设备上产生低本底、高强度中子源 (100keV—800MeV), 专门用于裂变截面的实验研究和理论分析^[2, 3]。对这一能区所获得的实验数据^[4], 在较低能区用包括预平衡发射的统计模型(包括传统的裂变道理论, 即 Bohr-Wheeler 公式或 Hill-Wheeler 公式), 例如 GNASH 程序^[5]和较高能区用核内核子级联模型^[6], 均不能得到较为满意的描述。从获得的新的裂变截面的实验结果已提供了裂变过程新的信息, 并向理论工作者提出了发展能理解整个能区实验值的模型和机制的要求。

最近 Los Alamos Lab. 的 J. P. Lestone 和 A. Gavron^[3]利用传统的统计模型分析快中子引起 U 同位素裂变截面所测量的数据, 采用调节复合核形成截面和洗掉鞍点态能级密度增强效应来符合实验数据。从物理上讲这样处理显然是不合理的。复合核形成截面一般由光学模型计算给出, 而鞍点态能级密度增强效应在裂变阈附近, 例如在 (nf) 、 $(n, n'f)$ 等附近是不可忽略的。因此较高能区用传统的裂变道理论计算的截面值的系统偏高必须用新的理论加以改善。

过去无论在理论上还是实验上人们对中子引起裂变机制的研究均是在相对低的人射能量上而言的。20—30MeV 以上的中子引起裂变截面的测量为数很少。因此很长一段

时间以来, Bohr-Wheeler 公式或 Hill-Wheeler 公式足以用来解释所观测到的裂变截面值及一些其它的相关量. 最近的实验工作改变了这一情况. 人们不仅仅在重离子引起裂变反应中观测到了预断点中子多重性随着入射能量的提高而增加^[1], 而且在较高能区(几十 MeV—1GeV)中子引起铀系核裂变截面测量中也观测到了其值明显低于传统理论计算值^[3]. 这使人们明白了在较高能区裂变机制的研究中必须考虑动力学效应, 尤其要在裂变机制研究中引入核系统的粘滞性这一概念.

作者在文献[8]中考虑了激发核从形变基态到鞍点态的集体形变运动的非平衡统计过程. 由于核形变过程的弛豫时间远大于内部自由度的弛豫时间, 因此可以假定激发核鞍点以内单粒子运动自由度均处于统计平衡状态, 并提供温度为 kT 的热浴. 在这一热浴的作用下, 具有粘滞性的核系统的集体形变运动可用 Fokker-Planck 方程描述, 并给出了核裂变的扩散模型, 即在裂变道理论和 Fokker-Planck 方程理论上, 给出了考虑扩散动力学效应修正后的裂变道理论. 从理论角度考虑了鞍点态以内集体形变过程的细节对裂变几率计算的影响, 并分析、讨论了各物理量, 如粘滞性系数、温度及位垒参数等对裂变几率的影响的敏感程度和大小. 同时给出了在粘滞性为零时与 Hill-Wheeler 或 Bohr-Wheeler 公式的自洽统一关系, 较好地解决了裂变过程动力学和统计的自洽描述问题.

文献[8]中给出的考虑扩散动力学过程的裂变道理论的宽度计算公式表示为

$$\Gamma_f^{\text{WSN}}(E, \beta) = \frac{1}{2\pi\rho_c(E)} \int_0^\infty \rho_f(\varepsilon) \frac{W_{\text{right}}(E, \varepsilon, \beta)}{1 + \exp\left[\frac{2\pi}{\hbar\omega}(\varepsilon - E + V_f)\right]} d\varepsilon, \quad (1)$$

这里 V_f , $\hbar\omega$ 为裂变位垒参数, ρ_c 和 ρ_f 分别为复合核和鞍点态能级密度. (1) 式为 Hill-Wheeler 型公式. 若不考虑量子势垒贯穿效应, 则(1)式也可写为 Bohr-Wheeler 型公式, 即

$$\Gamma_f^{\text{WSN}}(E, \beta) = \frac{1}{2\pi\rho_c(E)} \int_0^{E-V_f} \rho_f(\varepsilon) W_{\text{right}}(E, \varepsilon, \beta) d\varepsilon, \quad (2)$$

其中

$$W_{\text{right}} = \lim_{t \rightarrow \infty} \int_0^\infty dx \int_{-\infty}^\infty W(x, u, t) du, \quad (3)$$

这里 $W(x, u, t)$ 为 t 时刻 Fokker-Planck 方程相空间几率密度分布函数. 并有

$$W_{\text{right}}(E, \varepsilon, \beta) = \frac{1}{2} (1 + \text{erf}(Z)), \quad (4)$$

$$Z = (x_0 \mu_2 - u_0) \left(\frac{\mu_1}{2q} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

$$u_0 = \left(\frac{2(E - V_f - \varepsilon - kT)}{m} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

$$\mu_1 = -\frac{1}{2}\beta + \left(\frac{1}{4}\beta^2 + \omega^2\right)^{1/2}, \quad (7)$$

$$\mu_2 = -\frac{1}{2}\beta - \left(\frac{1}{4}\beta^2 + \omega^2\right)^{1/2}, \quad (8)$$

$$q = \frac{\beta kT}{m}, \quad (9)$$

这里 m , β 分别为系统的质量和粘滞性系数, kT 为热浴温度. 在位垒高度和曲率参数取定的情况下, x_0 的位置也就随之被确定.

P. Fröbrich 等人在文献[9—11]中依据 Strutinsky 方法^[12]给出了另一裂变过程动力学和统计自洽描述的 Kramers-modified Bohr-Wheeler 公式, 表述如下:

$$\Gamma_f^{\text{KMBW}}(E, \beta) = \frac{\hbar\omega_{\text{gs}}}{kT} \Gamma_f^{\text{BW}}(E) \left[\left(1 + \frac{\beta^2}{4\omega^2}\right)^{1/2} - \frac{\beta}{2\omega} \right], \quad (10)$$

其中 $\Gamma_f^{\text{BW}}(E)$ 为传统裂变道理论的 Bohr-Wheeler 公式. $\hbar\omega_{\text{gs}}$ 为基态位阱宽度参数. 在大粘滞性情况下(10)式可简化为:

$$\Gamma_f^{\text{KMBWR}}(E, \beta) = \frac{w\hbar\omega_{\text{gs}}}{\beta kT} \Gamma_f^{\text{BW}}(E). \quad (11)$$

由(1), (2)式可见, 当 $\beta \rightarrow 0$ 时, 有 $Z \rightarrow \infty$, $\text{erf}(Z) \rightarrow 1$, 即有 $W_{\text{right}} \rightarrow 1$, 因此 Γ_f^{WSN} 即为 Hill-Wheeler 或 Bohr-Wheeler 公式 Γ_f^{BW} , 而对(10)式而言当 $\beta \rightarrow 0$ 时情况却并非如此.

为了做较详细的分析与比较, 以 $n+^{238}\text{U}$ 为例, 分别计算(2)、(10)、(11)式至激发能为 80MeV. 计算中取 ρ_e , ρ_f 为 Gilbert-Cameron 型, 其中鞍点态能级密度参数考虑了随激发能的改变效应; 位垒参数取为 $V_f=6.22\text{MeV}$, $\hbar\omega=0.5\text{MeV}$; 热浴温度 kT 在 0.5 ~ 3MeV 之间改变; 粘滞性系数 β 在 0 与 $300 \times 10^{20}\text{s}^{-1}$ 之间改变. 关于如何确定核体系的粘滞性, 人们曾先后有过许多考虑, 如以调节预断点中子多重数和裂变几率^[10, 13] 来确定, 亲近一体耗散研究或两体粘滞性研究以及墙模型公式等^[14]. 但至今仅就调适实验数据而言, 还不可能用一个粘滞性系数值同时符合中子多重性和裂变几率实验数据, 对不同的核系统, 即使只调适中子多重性, 也需要给出差别很大的粘滞性系数值. 因此本文在计算中给出了较大的粘滞性系数的取值变化范围. 关于热浴温度的确定实际上可以根据费米气体模型取为系统激发能的函数形式^[15]. 另外, 计算中取 $\hbar\omega_{\text{gs}}=1\text{MeV}$.

图 1(a) 给出了 $\beta=20 \times 10^{20}\text{s}^{-1}$, $kT=0.5\text{MeV}$ 的计算结果. 由于温度低和粘滞性较小, 在对数坐标中显示不出 Γ_f^{WSN} 与 Γ_f^{BW} 之间的差别. 由图可见, 对较低温度和小粘滞性情况, 各种裂变宽度随激发能变化的走向是一致的, 各种计算公式与 Γ_f^{BW} 计算结果偏离不大. 在粘滞性较小时, Γ_f^{KMBWR} 不适用, 计算结果与 Γ_f^{KMBW} 略有差别. 但无论如何 Γ_f^{WSN} , Γ_f^{KMBW} 的计算结果总是低于 Γ_f^{BW} 计算结果, 这是合理的.

图 1(b) 给出了 $\beta=300 \times 10^{20}\text{s}^{-1}$, $kT=3\text{MeV}$ 的计算结果. 由图可见, 对较大粘滞性和

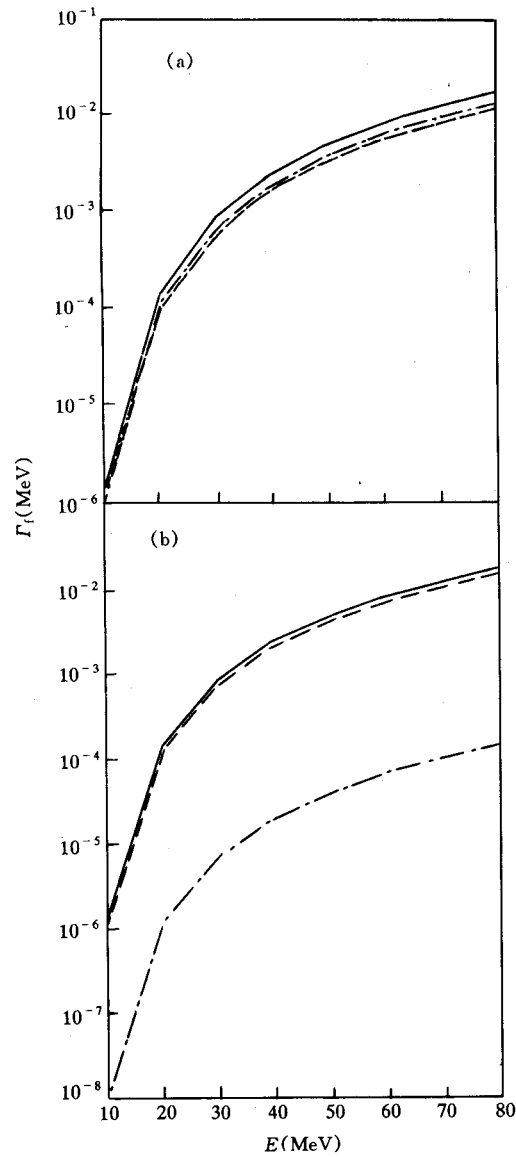


图1 各种裂变宽度随系统激发能的变化曲线

(a) $\beta=20 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$, $kT=0.5 \text{ MeV}$. — 为 Γ_f^{WSN} 或 Γ_f^{BW} 计算结果, - · - · - 为 Γ_f^{KMBW} 计算结果, --- 为 Γ_f^{KMBWR} 计算结果.

(b) $\beta=300 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$, $kT=3 \text{ MeV}$. — 为 Γ_f^{BW} 计算结果, --- 为 Γ_f^{WSN} 计算结果, - · - · - 为 Γ_f^{KMBW} 或 Γ_f^{KMBWR} 计算结果.

较高温度时, Γ_f^{WSN} 与 Γ_f^{BW} 公式计算结果有明显差别, 其差别在 10% ~ 20% 之内; Γ_f^{KMBW} 和 Γ_f^{KMBWR} 计算结果趋于一致; 但 Γ_f^{WSN} 或 Γ_f^{BW} 与 Γ_f^{KMBW} 或 Γ_f^{KMBWR} 计算结果的差别竟有两个数量级之大. 可见不同的理论方法给出的裂变过程动力学和统计自治描述的裂变宽度计算值之间的差别是不小的, 尽管由于考虑了系统的粘滞性, 但它们的结果都一

致低于 Γ_f^{BW} 的计算值.

本文所给出的几种裂变传输系数或宽度计算的动力学和统计自治描述具有实际的应用意义, 特别适合于较高能区裂变截面的理论计算, 有可能会改善几十 MeV 到几百 MeV 能区裂变截面理论计算值与实验值的相符程度, 从而解决这一能区传统理论计算值比新近实验值系统偏高的问题, 并可进一步检验本文所给出各种描述方法的可靠性.

参 考 文 献

- [1] P. W. Lisowski *et al.*, *Nucl. Sci and Eng.*, **106**(1990)208.
- [2] AD. Carlson *et al.*, NEANDC-305'U', Proc. of Specialists's Meeting on Nuclear Cross Section Standards for the Energy Region above 20 MeV, Uppsala, Sweden, 21 — 23 may 1991.
- [3] J. P. Lestone A. Gavron, *Phys. Rev. C*, **49**(1994)372.
- [4] P. W. Lisowski *et al.*, Proc. of the Conf. Fifty Years with Nuclear Fission, Gaithersburg, MD, (1989)443; Proc. of International Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Mito, Japan, May 1988, (1988)145.
- [5] E. D. Arthur, P. G. Young, Proc. of International Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Mito, Japan May 1988, (1988)931.
- [6] R. E. Prael, Private Communication (1991).
- [7] J. D. Newton, D. J. Hinde, R. J. Charity *et al.*, *Nucl. Phys. A*, **483**(1988)126.
- [8] Wang Shu Nuan, *IL NUOVO CIM.*, **107**(1994)299.
- [9] N. D. Mavlitov, P. Frobrich, I.I.Gontchar, *Z. Phys.*, **A342**(1992)195.
- [10] P. Frobrich, I.I.Gontchar, N.D.Mavlitov, *Nucl. Phys.*, **A556**(1993)281.
- [11] I.I.Gontchar, P. Frobrich, N.I.Pischasov, *Phys. Rev.*, **C47**(1993)2228.
- [12] V.M.Strutinsky, *Phys. Lett.*, **B47**(1973)121.
- [13] P.Frobrich, I.I. Gontchar, *Nucl. Phys.*, **A563**(1993)326.
- [14] G.D.Adeev, I.I.Gontchar, V.V. Pashkevch *et al.*, *Sov. J. Part. Nucl.*, **19**(1988)529.
- [15] D. Brink, *Nucl. Phys.*, **A519**(1990)3c-16c.

Consistent Dynamical and Statistical Discription of Fission

Wang Shunuan

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Received 23 January 1996

Abstract

The research survey of consistent dynamical and statistical description of fission is briefly introduced. The Channel theory of fission with diffusive dynamics based on Bohr channel theory and Fokker-Planck equation, and Kramers-Modified Bohr-Wheeler expression according to Strutinsky method given by P. Frobrich *et al.* are compared and analyzed.

Key words dynamics, statistical model, channel theory of fission, Fokker-Planck equation.