

裂变路径对断点前粒子发射的影响*

叶巍 沈文庆 冯军 马余刚 王建松 蔡翔舟

(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

吴锡真 冯仁发 陆中道

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

摘要 用扩散模型研究了裂变系统从鞍点到断点的时间演化,以及在此间的粒子发射与鞍点前粒子发射的比随着裂变系统质量的变化.解释了实验上发现的断点前粒子多重性随裂变碎片质量不对称性的变化趋势.结果表明上述两种变化趋势都可以归因于裂变演化路程长短的影响.

关键词 粒子多重性 裂变碎片质量不对称性 裂变路径 裂变扩散模型

1 引言

实验上已经证实在高激发能情况下,裂变过程中断点前粒子发射比统计模型计算的结果有增强的现象^[1-3],这种现象为裂变过程动力学延迟提供了证据.此外,实验上发现用统计模型无法解释断点前粒子发射与裂变碎片质量不对称性之间的关联^[1,4].另外统计模型也不能估计鞍点前与鞍点到断点之间粒子发射的比例.

最早是 Kramers^[5]在 Fokker-Planck 方程的框架内将核的裂变视作裂变系统通过裂变位垒的扩散过程,引进粘滞系数作为参数.由于粘滞性的影响,需要一段暂态时间,裂变系统才能建立起稳定的通过裂变位垒的几率流,这导致了裂变宽度要小于统计模型的预言值,同时系统也需要时间从鞍点演化到断点,这些都增加了断点前粒子发射的几率.本文首先用扩散模型计算了裂变系统从鞍点到断点的时间演化,以及在此间的粒子发射与鞍点前粒子发射的比随着裂变系统质量的变化.同时在相同的框架内,解释了实验上观察到的对同一裂变系统断点前粒子发射随裂变碎片质量不对称性的变化趋势.结果表明,上述两种变化趋势都可以归因于裂变系统演化路径长短的影响.

1997-07-04收稿

* 国家自然科学基金(19675059)和上海市科学与技术发展基金(96XD14011)资助

2 模型计算和实验现象的解释

实验上测量的断点前粒子来自于鞍点前发射和鞍点到断点之间的发射之和, 实验上对这两部分贡献的区分也存在着很大的困难. 由于这种区分对检验统计模型具有重要性^[6-8], 因此虽然有上述的困难, 人们仍想获得与此有关的知识. 例如, J.P. Lestone^[9]报道了 $A \approx 200$ 裂变系统的实验数据分析, 发现裂变系统从鞍点演变到断点的过程占据了大半的裂变时间, 而且在此期间发射了大约 60% 的断点前中子, 40% 的带电粒子. R.J. Charity^[10]通过研究裂变碎片电荷分布形状, 发现了对裂变系统在鞍点前发射中子的限制. 因为统计模型不能估计鞍点前以及鞍点到断点之间的粒子发射, P. Fröbrich 等人^[11]基于 Langevin 方程, 对重系统仅发射中子的情况下进行了研究. 本文先用 Fokker-Planck 方程, 而后用考虑了中子、质子和 α 粒子发射的 Smoluchowski 方程来研究这个问题.

2.1 Fokker-Planck 方程和裂变系统的时间演变

Fokker-Planck 方程

$$\frac{\partial W(x, p, t)}{\partial t} = -\frac{p}{m} \frac{\partial W(x, p, t)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial p} \left[\left(\gamma p + \frac{\partial V(x)}{\partial x} \right) W(x, p, t) \right] + D \frac{\partial^2 W(x, p, t)}{\partial^2 p} \quad (1)$$

描述了几率分布函数 $W(x, p, t)$ 在形变坐标 x 和它的共轭动量 p 的两维裂变形变空间的扩散过程. m 是惯性质量, γ 为粘滞系数, D 为扩散系数, $V(x)$ 是裂变势阱.

鞍点到断点的时间 τ_{ssc} 定义为

$$\tau_{\text{ssc}} = (X_{\text{sc}} - X_{\text{b}}) / \bar{V}, \quad (2)$$

其中 X_{b} 和 X_{sc} 分别是鞍点和断点的形变坐标, 而 \bar{V} 为鞍点和断点间的平均速度:

$$\bar{V} = \frac{\int_{X_{\text{b}}}^{X_{\text{sc}}} dx \int_{-\infty}^{\infty} dp \frac{p}{m} W(x, p, \tau_{\text{sd}})}{\int_{X_{\text{b}}}^{X_{\text{sc}}} dx \int_{-\infty}^{\infty} dp W(x, p, \tau_{\text{sd}})}, \quad (3)$$

这里, τ_{sd} 是系统达到准稳态时所需的时间. 该模型的详细情况见文献^[12,13].

表 1 裂变系统的基本性质

裂变系统	X_{fiss}	X_{sd}/fm	X_{sc}/fm	$X_{\text{ssc}}/X_{\text{sd}}$
¹¹¹ In	0.44	5.55	0.83	0.15
¹³⁰ Cs	0.48	6.00	1.05	0.18
¹⁵⁸ Er	0.60	6.71	1.82	0.27
²⁰⁰ At	0.74	4.68	4.24	0.91
²⁴⁰ Pu	0.79	3.53	5.27	1.50

表 1 列出了裂变系统的基本性质. 第一列是裂变系统, 其质量变化范围在 100—250 之间. 第二列是系统的裂变率, 定义为 $X_{\text{fiss}} = (Z^2 / 50.883A) \{1 - 1.7826[(N - Z) / A]^2\}^{-1}$. 下面

两列是基态到鞍点的距离 X_{sd} 和鞍点到断点的距离 X_{ssc} , 它们用文献 [14] 中的方法求出. 最后一列是上述两段距离的比 X_{ssc} / X_{sd} . 由表 1 可以看出, 系统越重 X_{ssc} 和 X_{ssc} / X_{sd} 也就越大.

在计算中粘滞系数固定为 $\gamma = 7.5 \times 10^{21} \text{ S}^{-1}$, 裂变位垒 $V_f = 8 \text{ MeV}$, 断点势高度取为 $V_{sc} = -20 \text{ MeV}$, 这些值的选取对比较重的核是真实的^[15,16]. 核温度 $T = 1.5 \text{ MeV}$.

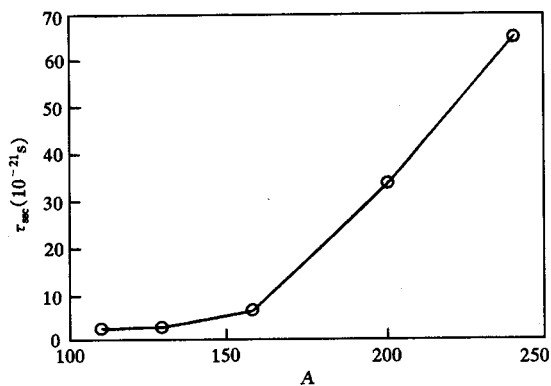


图1 从鞍点演变到断点的时间作为裂变系统质量的函数

图 1 给出了 τ_{ssc} 作为裂变系统质量的函数. 随着系统质量的增加 τ_{ssc} 也随着增加, 这是因为同轻系统相比, 重核有着更长的 X_{ssc} 的缘故, 因此对重一些的裂变系统而言, 它需要花

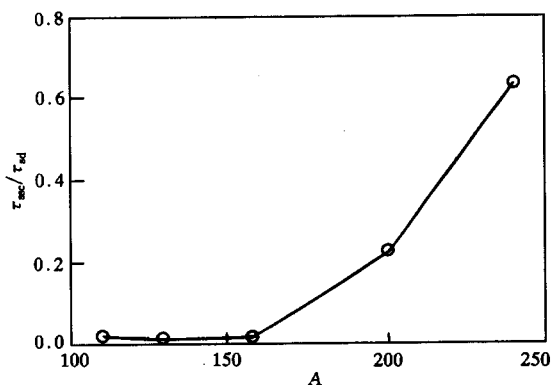


图2 从鞍点演化到断点的时间与在鞍点前的时间比作为裂变系统质量的函数

费更长的时间才能从鞍点演化到断点. 在图 2 中本工作展示了 τ_{ssc} / τ_{sd} 比值随着裂变系统质量的变化. 从图中可以看出, 这个比值随着系统质量的增加而增加. 这意味着 τ_{ssc} 在裂变时间中所占的比重会随着系统的变重而增加. 因为粒子多重性同时间标度有密切关系, 因此 τ_{ssc} 同裂变系统质量的关系暗示了鞍点到断点之间的粒子发射同裂变系统质量之间也会具有类似的关系.

在上述的计算中, 选取的 V_f 和 V_{sc} 主要是对比较重的核而言的, 对于轻核, 它的位垒和断点势都高于重核, 取最轻的核 ^{111}In 核作为一个例子, 计算表明它的 τ_{ssc} 不敏感于断点势高度 V_{sc} . 因为裂变位垒越高, 裂变过程就越慢, 系统也就需要花费更长的时间才能建立起通过裂变位垒的准稳态几率流. 通常轻核的裂变位垒要高于重核, 因此它的 τ_{ssc} / τ_{sd} 就更小.

2.2 Smoluchowski 方程和裂变系统的粒子发射

在一般的情况下, Fokker-Planck 方程不能解析求解. 在大粘滞性条件下, Fokker-Planck 方程能够约化成 Smoluchowski 方程. 同时考虑了中子、质子和 α 粒子发射的 Smoluchowski 方程^[17-19]如下:

$$\frac{\partial P(x,t)}{\partial t} = \theta \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial U}{\partial x} P(x,t) + \frac{\partial P(x,t)}{\partial x} \right) - \sum_{i=n,p,\alpha} \lambda_i P(x,t), \quad (4)$$

这里 $P(x,t)$ 代表系统在形变坐标 x 和时刻 t 时的几率. $U = V/T$, 其中 T 是系统的核温度, V 是系统的势函数, $\theta = T/(\mu\beta)$, μ 是系统的约化质量. (4) 式右边第二项是轻粒子的发射. $\lambda_i = \Gamma_i/\hbar$, 其中 $\Gamma_i (i = n, p, \alpha)$ 是轻粒子的发射宽度, 用细致平衡原理的方法来计算^[20].

时间相关的裂变宽度定义为

$$\Gamma_f(t) = \hbar \lambda_f(t) = \hbar J(t) / \pi_f(t), \quad (5)$$

其中, $J(t)$ 是通过鞍点的几率流, $\pi_f(t)$ 是系统在鞍点左边的几率.

在 10 MeV 左右的重离子反应中, 复合系统有较高的激发能, 裂变和轻粒子发射相竞争, 在它放出了轻粒子以后生成的子核仍有足够的能量通过发射轻粒子退激, 最后以裂变结束. 通过这种方式, 形成一个衰变链, 这个衰变链可以用一套耦合方程来描述.

$$\frac{d}{dt} P_s(t) = \sum_{i=n,p,\alpha} \lambda_{i,s-1} P_{s-1} - \left[\sum_{i=n,p,\alpha} \lambda_{i,s} + \lambda_{f,s}(t) \right] P_s(t). \quad (6)$$

这里, P_s 是第 s 代某个子核的存在几率. 方程右边第一项是源项, 表示它通过第 $(s-1)$ 代某个子核发射粒子而产生. 第二项是第 s 代某个子核通过裂变及发射粒子的衰变率. $t=0$ 时, 只有母核存在, 其存在几率为 1, 其它子核的存在几率为 0.

文献 [19] 曾讨论了角动量对轻系统裂变过程中断点前粒子多重性的影响. 在本工作

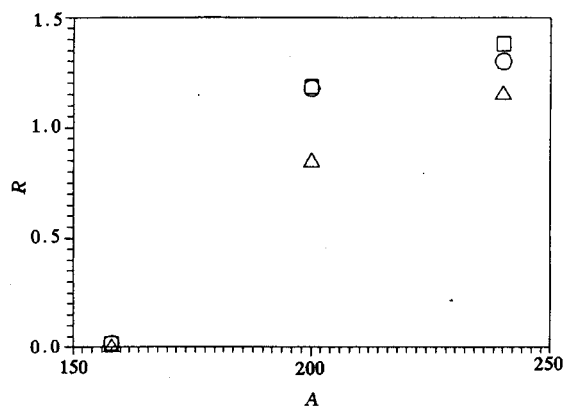


图 3 鞍点到断点间发射的粒子多重性与鞍点前发射的比作为裂变系统质量的函数

□、○和△分别对应中子、质子和 α 粒子发射.

中, 固定角动量为 $75\hbar$, 粘滞系数为 $7.5 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$, 激发能为 160MeV , 对 ^{158}Er 、 ^{200}At 和 ^{240}Pu 3 个核进行了计算. 由于考虑了角动量, 转动能占据了一部分激发能, 这部分能量没有用于“热浴”以升高核温度, 可用刚体模型来计算^[21]. 因此对于上面三个系统核温度分别是 2.35, 2.45 和 2.25MeV.

图 3 给出了鞍点到断点之间粒子发射同鞍点前粒子发射的比值作为裂变系统质量的函数. 由图可以看出, 这两个量之间存在着很强的关联. 这个比值随着裂变系统质量的增加而增加. 该结果表明当裂变系统从轻系统演变到重系统时, 断点前粒子多重性中来自鞍点到断点之间发射的贡献会逐渐变得重要起来, 并成为重系统中断点前粒子多重性的主要来源.

2.3 断点前粒子多重性与裂变碎片质量不对称性关系的可能解释

文献 [1] 报道了实验上断点前中子多重性随裂变碎片质量不对称性的增加而降低的现象, 同时文献 [4] 则发现了断点前质子和 α 粒子发射也随着裂变碎片质量不对称性 (以下简称质量不对称性) 的增加而降低, 这种现象用统计模型无法解释. 由于扩散模型在解释断点前粒子发射增强现象方面很成功, 这就促使本文也用该模型来理解实验上发现的断点前粒子发射与质量不对称性之间的关联. 扩散模型与统计模型的一个最重要的差别是引入了摩擦的概念. 由于粘滞性的影响, 核的裂变不象统计模型处理的那样是一个瞬态过程, 而是一个动力学过程. 因此粒子是在核演变到断点的途中被发射的, 直到最后核以裂变成两碎片的方式结束. 这就为在核的裂变过程中, 因裂变路径不同而使裂变过程受到影响提供了可能. 图 4 中展示了同一裂变系统裂变成不同碎片质量不对称性时的示意图. 我们发现当一个核裂变成两碎片时, 如果裂变的两碎片的质量不对称性不同, 它们演化到断点的路程的长短也不一样. 随着质量不对称性的增加, 同一裂变系统演化到断点的路程变短. 因此核将更早的到达断点, 相应的裂变时间也随之减少, 从而使发射的粒子多重性减少. 这种解释与文献 [4] 中观察到的断点前的时间随着质量不对称性的增加而降低的现象是一致的. 实验上观察到的同一裂变系统断点前粒子多重性, 随着质量不对称性的增加而降低的现象, 是除断点前粒子发射增强现象以外, 还提供了裂变过程中动力学延迟的另一个证据. 要定量地理解这种关系, 需要用到考虑了质量不对称性自由度的 Langevin 方程并且耦合粒子发射.

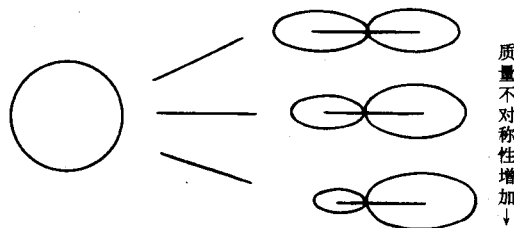


图4 同一裂变系统裂变成不同碎片质量不对称性时的示演图

3 总结

用扩散模型研究了鞍点到断点的演化时间, 以及此间的轻粒子发射在断点前粒子发射中所占的比重作为裂变系统质量的函数. 发现它们随着裂变系统的变重而增加. 随着

裂变系统质量的增加,鞍点到断点之间的粒子发射逐渐成为断点前粒子发射的主要来源.这种对裂变系统质量的依赖性可以用裂变系统从鞍点演化到断点所经历的路程的长短来解释.同一裂变系统在裂变成不同碎片质量不对称性时,裂变路程长短的不同可能是实验上发现的,对同一裂变系统断点前粒子发射随着裂变碎片质量不对称性变化的原因.

参 考 文 献

- [1] Hinde D J et al. Phys. Rev., 1992, C45:1229—1259
- [2] Lestone J P et al. Phys. Rev. Lett., 1991, 67:1078—1081
- [3] Paul P, Thoennesson M. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 1994, 44:65—108 and reference therein
- [4] Gui M et al. Phys. Rev., 1992, C48:1791—1814
- [5] Kramers. H A Physica, 1940,7:284
- [6] Moretto L G et al. Phys. Rev. Lett., 1995, 74:3557—3560
- [7] Moretto L G et al. Phys. Rev. Lett., 1995,75:4186—4189
- [8] Rubehn Th et al. Phys. Rev., 1996, C54:3062—3067
- [9] Lestone J P, Phys. Rev. Lett. 1993, 70:2245—2248
- [10] Charity R J Phys. Rev., 1995, C51:217—226
- [11] Fröbrich P et al. Nucl. Phys., 1993, A556:281—306
- [12] Feng R F et al. Chin. Journ. Nucl. Phys (in Chinese), 1988, A10(1):16—23
- [13] Wu X Z et al. Commun. Theor. Phys., 1982, 1:769—778
- [14] Cohen S, Swiatecki W J, Ann. Phys. (NY), 1963,22:406—437
- [15] Scheuter F et al. Nucl. Phys., 1983, A394:477—500
- [16] Rayford J et al. Nucl. Phys., 1984, A424:239—261
- [17] Lu Z D et al. Z. Phys., 1986, A323:477—449
- [18] Lu Z D et al. Phys. Rev., 1990, C42:707—710
- [19] Ye Wei et al. High Energ. Phys. and Nucl. Phys.(in Chinese), 1998, 22(3):265—270
(叶巍等,高能物理与核物理,1998,22(3):265—270)
- [20] Delagrange H et al. Z., Phys., 1990,A323:437—449
- [21] Sierk A J. Phys. Rev., 1986,C33:2039—2051

Effect of Fission Path on Precission Particle Emission*

Ye Wei Shen Wenqing Feng Jun Ma Yugang
Wang Jiansong Cai Xiangzhou

(Shanghai Institute of Nuclear Research, The Chinese Academy of Science, Shanghai 201800)

Wu Xizhen Feng Renfa Lu Zhongdao

(Chinese Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Abstract The elapsed time of system from saddle to scission and the ratio of particle emission from saddle to scission to presaddle emission as a function of mass of fissioning system were studied based on the diffusion model. A possible interpretation for the dependence of precission particle emission on fission fragment mass asymmetry is given. The analysis shows that the above two relations can be ascribed to the fissioning path effect.

Key words particle multiplicity, fission fragment mass asymmetry, fission path, fission diffusion model

Received 4 July 1997

* Supported by the National Natural Science Foundation of China (19675059) and Project Supported by Development Foundation on Science and Technology of Shanghai 96 XD 14011