

重核裂变过程中阻尼对 neutron 发射的效应*

贾莹¹ 包景东^{1,2;1)}

1 (北京师范大学物理系 北京 100875)

2 (北京师范大学低能核物理研究所 北京 100875)

摘要 用 $\{c, h, \alpha\}$ 核表面方程描写重核的形变, 建立了含中子发射的裂变动力学的耦合 Langevin 方程, 完成了断点前中子蒸发多重性的蒙特卡罗计算. 比较了不同黏滞系数对结果的影响, 尤其是区分了裂变核系统首次通过鞍点和最后通过鞍点期间的中子发射分布.

关键词 核裂变 中子发射 首次通过鞍点 鞍点振荡

1 引言

复合核裂变前轻粒子发射多重性的实验和理论研究是核物理一个比较关注的问题. 一方面, 它是重核寿命和核大振幅集体运动黏滞性的探针; 另一方面, 用统计蒸发模型计算超重核残余截面时, 轻粒子发射也主要考虑中子蒸发的贡献. 早在1939年, Bohr 和 Wheeler^[1] 提出了核裂变及轻粒子发射的统计模型, 20世纪80年代, Hinde 等^[2] 发现实验测得的核裂变前中子发射数远远大于统计模型得到的中子数, 这表明核是具有黏滞性的, 他们引入了一个暂态时间 ($\approx 5 \times 10^{-20}$ s), 在这段时间里, 核的黏滞性使裂变自由度达到平衡, 而裂变不能发生. 上世纪90年代以来, 国内外学者对这一问题做了大量研究^[3-10], 在扩散模型中通常是用过阻尼方程, 但这种简化并不是处处成立的, 例如在复合核的球形附近. 由于加入中子发射的多维 Langevin 方程计算非常耗时, 而且面临着数值模拟随机微分方程的稳定性问题, Frobrich 等^[8] 为了简化计算, 采用唯象的大黏滞常数, 将核裂变处理为一维过阻尼过程, 进而提出了动力加统计近似模型. 即选定一个时间 t_d ($t_d \approx 10^{-19}$ s), 保证在 $t > t_d$ 时裂变过程已经达到稳定, 在受激复合核刚开始形变时用 Langevin 方程; 当 $t = t_d$ 时, 如果一条 Langevin 轨道既没有裂变也没有成为蒸发残核, 就用统计模型接着计算中子发射数. 但是此方法难以计入裂变核在鞍点处

的动力学振荡, 而且对于很短时间内几乎完全裂变的核, 这种处理是不必要的, 当然也不能处理其自发裂变^[11, 12].

作为这方面系统研究的第一步, 不做过阻尼近似和准稳态下的统计处理, 而是采用系数是坐标函数的一维 Langevin 方程, 比较目前扩散模型中几种常见的摩擦机制, 用蒙特卡罗方法计算裂变核系统首次通过鞍点和在鞍点振荡期间蒸发的中子多重性, 以及中子蒸发对形变势能的影响.

2 含中子发射的 Langevin 耦合模型

在宏观扩散模型中, 描述核系统从球形核分裂成两个碎片的连续形变至少需要3个自由度: 核的伸长、颈部厚度和碎片不对称. $\{c, h, \alpha\}$ 核表面方程^[13] 就是能满足这一要求的简单有效的选择, 这里 c 是以球形核半径 R_0 为单位的核长度之半, h 描写核颈部厚度的变化, α 是反映两碎片体积不对称的参量. 核表面方程在柱坐标系中写作

$$P_s^2(z) = \begin{cases} c^{-2}(c^2 - z^2)(Ac^2 + Bz^2 + \alpha cz), & B \geq 0 \\ c^{-2}(c^2 - z^2)[(Ac^2 + \alpha cz)\exp(Bcz^2)], & B < 0 \end{cases}, \quad (1)$$

式中 $B = 2h + (c - 1)/2$ 和 $A = c^{-3} - B/5$. 现考虑一维对称裂变, 用两碎片之间的质心距的一半 q 代替 c 作为

2005 - 12 - 24 收稿

* 教育部高等学校博士学科点专项科研基金(20050027001)和国家自然科学基金(10235020)资助

1) E-mail: jdbao@bnu.edu.cn

一个伸长变量, 其为 $q = \int_0^c z P_s^2(z) dz / \int_0^c P_s^2(z) dz$.

描写核裂变动力学过程可用如下的 Langevin 方程来描述

$$\dot{q}(t) = \frac{p(t)}{m(q, N)}, \quad (2)$$

$$\dot{p}(t) = -\frac{\partial V(q, N)}{\partial q} - \frac{\gamma(q)}{m(q, N)} p(t) + \frac{1}{2} \frac{\partial m(q, N)}{\partial q} \frac{p^2(t)}{m^2(q, N)} + g(q, N) \Gamma(t). \quad (3)$$

式中无规力 $\Gamma(t)$ 的系综平均满足

$$\langle \Gamma(t) \rangle = 0, \quad \langle \Gamma(t) \Gamma(t') \rangle = 2\delta(t - t'); \quad (4)$$

形变势能由表面能、库仑能和转动能3部分组成, 即

$$V(q, N) = a_2 \left[1 - \kappa \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right] A^{2/3} [B_s(q) - 1] + c_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} [B_c(q) - 1] + c_r L^2 A^{-5/3} B_r(q), \quad (5)$$

噪声强度 g 与扩散系数 D 之间满足涨落耗散定理: $D = g^2 = T\gamma$, 这里复合核温度 $T = \sqrt{E^*}/a$, 内部激发能 $E^* = E_{\text{tot}} - V - E_{\text{coll}} - E_n$, E_n 是中子发射带走的能量, 由中子能谱

$$\frac{dN_{\text{pre}}}{d\varepsilon_{\text{pre}}} = \frac{\varepsilon_{\text{pre}}^{1/2}}{\Gamma(3/2) T_{\text{pre}}^{3/2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{\text{pre}}}{T_{\text{pre}}}\right) \quad (6)$$

中抽样, 其中 ε_{pre} 是发射中子的能量, $T_{\text{pre}} = 1.7 \pm 0.1 \text{ MeV}$, 能级密度参数 $a = a_1 A + a_2 A^{2/3} B_s(q)$, $a_1 = 0.073 \text{ MeV}^{-1}$, $a_2 = 0.095 \text{ MeV}^{-1}$ [14]. 从方程(5)可以看出, 随着中子发射数目的增多, 即裂变核系统的中子数 N 和总核子数 A 将减少, 则核的表面能将会减低, 库仑能增加, 所以形变势能随着中子的蒸发而改变. 另外核的激发能不断减小, 核被冷却, 噪声强度也减弱.

在本文中, $m(q)$ 采取将核系统看成无旋不可压缩流体的 Werner-Wheeler [15] 方法计算; $\gamma(q)$ 由墙加窗的单体耗散模型 [16] 给出

$$\gamma_{\text{wall}} = \frac{1}{2} k_s \pi \rho_m \bar{v} \int_{z_{\text{min}}}^{z_{\text{max}}} \left(\frac{\partial P_s^2}{\partial c} + \frac{\partial P_s^2}{\partial z} \frac{\partial z_c}{\partial c} \right)^2 \times \left(P_s^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\partial P_s^2}{\partial z} \right)^2 \right)^{-1/2} dz, \quad (7)$$

$$\gamma_{\text{win}} = \frac{1}{2} \rho_m \bar{v} \left(\frac{\partial R}{\partial c} \right)^2 \Delta \sigma, \quad (8)$$

$$\gamma_{\text{ww}} = \gamma_{\text{wall}} + \gamma_{\text{win}}, \quad (9)$$

其中 ρ_m 是核物质密度, \bar{v} 为核子的平均速度, z_c 是核的质心坐标, R 为两个裂变碎片质心间的距离, $\Delta \sigma$ 是

系统两部分之间的窗面积, $k_s = 0.27$. 在球形核附近只用墙公式, 在颈部出现时用墙加窗公式, 对于中间过程, 则用形状因子调节墙公式和墙加窗公式的权重, 使得黏滞系数随坐标光滑变化 [17], 即

$$\gamma_f = f\gamma_w + (1-f)\gamma_{\text{ww}}. \quad (10)$$

为了便于比较, 引入了一个阶梯阻尼变化函数 γ_{gw} ,

$$\gamma_{\text{gw}} = \begin{cases} \gamma_w, & q < q_{\text{sd}} \\ \gamma_{\text{ww}}, & q \geq q_{\text{sd}} \end{cases}. \quad (11)$$

采用不同的黏滞机制给出的黏滞系数随坐标的变化被显示在图1.

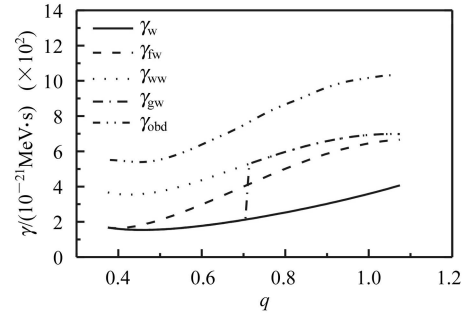


图1 不同的机制下, 黏滞系数随坐标的变化

Langevin 轨道从球形复合核开始模拟, 其初始条件由以下的分布所产生

$$P(q_0, p_0, l, t=0) \propto \exp\left(-\frac{V(q) + E_{\text{coll}}(q_0, p_0)}{T}\right) \times \delta(q - q_0) F(L), \quad (12)$$

q_0 对应于 $c = 1.0$, p_0 为热平衡状态下的动量分布, $F(L)$ 为重离子全融合后的自旋分布 [8]. 用随机 Runge-Kutta 方法数值求解方程组(2)和(3),

$$q(t + \Delta t) = q(t) + \frac{\Delta t}{2} \left[\frac{p(t)}{m(q)} + \frac{p^*(t)}{m(q^*)} \right], \quad (13)$$

$$p(t + \Delta t) = p(t) + \frac{\Delta t}{2} \left[h(q(t), p(t)) + h(q^*(t), p^*(t)) \right] + \frac{1}{2} \left[g(q(t)) + g(q^*(t)) \right] \sqrt{2\Delta t} \psi. \quad (14)$$

式中

$$h(q(t), p(t)) = -\frac{\partial V(q)}{\partial q} - \frac{\gamma(q)}{m(q)} p(t) + \frac{1}{2} \frac{\partial m(q)}{\partial q} \frac{p^2(t)}{m^2(q)}, \quad (15)$$

$$g(q) = \sqrt{T\gamma(q)}. \quad (16)$$

$q^*(t)$ 和 $p^*(t)$ 为坐标和动量在单步迭代中的预估值, ψ 是均值为 0, 方差是 1 的标准高斯随机数.

蒙特卡罗方法计算中子从裂变核系统中蒸发的基本思想是: 在某一时刻, 中子是否发射取决于中子的半衰期 $\tau_n (= \hbar/\Gamma_n)$ 和时间步长 τ 的比值是否大于一个 $[0, 1]$ 区间均匀分布随机数 R_n , 即当 $\tau/\tau_n > R_n$ 时, 将会发射中子; 否则, 无中子从裂变核系统中蒸发. 这里时间步长 τ 的选择要满足 $\tau/\tau_n \ll 1$. 中子发射所携带的动能从 Watt 谱中 [方程(6)] 直接抽样, 每发射一个中子, 核的激发能和形变势能都需要重新计算.

3 结果与讨论

首先研究比较在固定激发能下, 采用不同的黏滞机制计算得到的一个裂变核系统在各个形变区间的中子发射多重性, 结果见表1. 从中可见, 首次到达鞍点前的中子多重性 $N_{\text{presaddle}}$ 随鞍点前的黏滞系数的增大而增大, 这是因为核的黏滞性越大, 粒子到达鞍点所需的时间越长, 因此中子发射多重性就越大. 比较采用 γ_w 和 γ_{gw} 下的 N_{sd} , 由于两者鞍点前黏滞系数相同, 因此首次到达鞍点时中子多重性基本相同, 到达鞍点时核的温度也大致一样; 而鞍点后的黏滞系数 γ_{gw} 较大, 因此噪声强度较大, 重核返回鞍点内侧的回流几率大, 核在鞍点处的振荡时间较长, 因此它在鞍点振荡期间中子发射多重性 (N_{sd}), 用 γ_{gw} 计算得到的比用 γ_w 的要多. 然而比较 γ_{fw} 与 γ_{OBD} 下的 N_{sd} 可以看出, 虽然鞍点后的 γ_{OBD} 远大于 γ_{fw} , 但采用 γ_{OBD} 计算的 N_{sd} 却比 γ_{fw} 的小, 这是因为裂变核系统首次到达鞍点前发射的中子多重性用 γ_{fw} 计算比用 γ_{OBD} 的少; 故核到达鞍点时的剩余激发能较大, 温度较高, 裂变核系统在鞍点振荡时间长, 而且高激发能时中子发射宽度也较大, 所以 γ_{fw} 机制下的 N_{sd} 较大. 对 γ_{ww} 和 γ_{OBD} , γ_{ww} 和 γ_{gw} 摩擦机制也进行了比较, 得到类似的结论. 这说明核在鞍点振荡期间发射的中子多重性不仅与鞍点前的黏滞系数有关, 也与鞍点后的黏滞系数有关.

表1 选用不同的黏滞系数计算 ^{224}Th 核中子多重性的比较 ($E_{\text{lab}}=128.2\text{MeV}$)

中子多重性	黏滞系数				
	γ_w	γ_{ww}	γ_{fw}	γ_{OBD}	γ_{gw}
$N_{\text{presaddle}}$	2.97	3.14	3.12	3.31	2.96
N_{sd}	1.0	1.26	1.29	1.26	1.48

图2计算了 ^{224}Th 核断点前、首次通过鞍点和鞍点振荡期间中子多重性随激发能的变化, 其中 N_f 是首次到达鞍点前中子发射多重性, N_l 是最后通过鞍点时中子多重性, 两者的差就是鞍点振荡期间中子多重性. 可以看出, 最后离开鞍点比首次通过鞍点的中子多重

性大, 这可以用鞍点处的回流现象来解释^[18–20]. 回流现象是指当粒子第一次越过鞍点后, 一部分粒子在随机力的作用下会重新返回势阱产生回流, 这在某种程度上延迟了核的裂变, 增长了核的寿命, 因此作为核裂变时钟的中子多重性增多. 由于目前考虑的是一维模型, 所以最后通过鞍点法计算得到的中子数比实验值大10%—30%, 将来如果考虑颈部自由度, 则二维裂变速率被提高^[8], 裂变弛豫时间变短, 那么计算的裂变核在鞍点前发射中子将会降低, 预期总的断点前中子发射多重性符合实验结果.

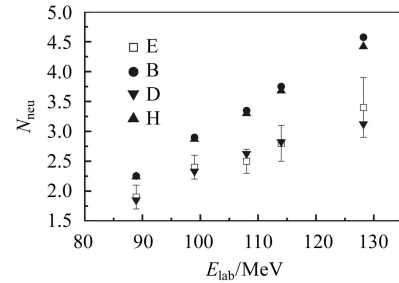


图2 计算 ^{224}Th 核断点前中子多重性(B)、首次通过鞍点(D)和最后鞍点(H)中子多重性随激发能的变化. 黏滞系数选用 γ_{fw} , 实验数据(E)取自文献^[21]

图3显示了中子从复合核蒸发后, 裂变核系统的形变势能的变化. 随着中子多重性的增多, 势能鞍点将会内缩, 势垒下降. 由于本文考虑了裂变核系统在鞍点处的随机振荡, 则能在物理上计算鞍点前的所有中子发射多重性, 也就合理地确定了核在鞍点的温度和构型的随机性, 这对将来用 Langevin 模型研究裂变碎片角分布的各向异性打下了一个良好的基础.

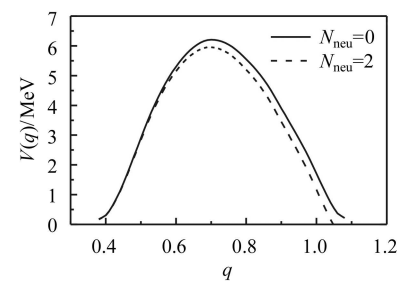


图3 中子从复合核蒸发后, 形变势能的变化

4 小结

本文采用中子发射的 Langevin 耦合模型, 研究了不同黏滞系数对重核裂变前不同区间中子发射多重性的影响. 结果表明, 裂变核首次到达鞍点前的中子多重性随鞍点前的黏滞系数的增大而增大, 鞍点振荡期间的中子发射多重性与鞍点后及鞍点前的黏滞系数都

有关; 对裂变核系统首次通过鞍点和最后通过鞍点的比较, 发现鞍点振荡期间的中子多重性不可忽略; 并且发射中子还使裂变核的形变势能鞍点内缩. 虽然目前一维模型得到的裂变前中子多重性比实验结果偏大, 但考虑颈部自由度后的二维模型的结果将有所改

进. 值得提出的是, 本文引入了裂变核在鞍点附近的振荡过程, 认为不能忽略其间的中子发射, 能合理地确定了核的鞍点温度和构型, 为今后理论计算鞍点碎片角分布的各向异性和断点前中子发射多重性, 同时与实验符合提供了一条途径.

参考文献(References)

- 1 Bohr N, Wheeler J A. Phys. Rev., 1939, **56**: 426
- 2 Hinde D J. Nucl. Phys., 1989, **A553**: 255
- 3 Wada T, Abe Y, Carjan N. Phys. Rev. Lett., 1993, **70**: 3538
- 4 Tillack G R, Reif R, Schülke A et al. Phys. Lett., 1992, **B296**: 296
- 5 FENG Ren-Fa, WU Xi-Zhen, ZHUO Yi-Zhong. HEP & NP, 1994, **18**(4): 361(in Chinese)
(冯仁发, 吴锡真, 卓益忠. 高能物理与核物理, 1994, **18**(4): 361)
- 6 LI Jun-Qing, LIU Jian-Ye, ZHAO En-Guang et al. HEP & NP, 1994, **18**(4): 379(in Chinese)
(李君清, 刘建业, 赵恩广等. 高能物理与核物理, 1994, **18**(4): 379)
- 7 DING Da-Zhao, CHEN Yong-Shou, ZHANG Huan-Qiao. Progress of Nuclear Physics. Shanghai: Shanghai Scientific and Technical Publishers, 1997. 250(in Chinese)
(丁大钊, 陈永寿, 张焕乔. 原子核物理进展. 上海: 上海科学技术出版社, 1997. 250)
- 8 Frobrich P, Gonchar I I. Phys. Rep., 1998, **292**: 131
- 9 Tillack G R. Phys. Lett., 1992, **B278**: 403
- 10 BAO Jing-Dong. HEP & NP, 1998, **22**(11): 1013(in Chinese)
(包景东. 高能物理与核物理, 1998, **22**(11): 1013)
- 11 XU C, REN Z Z. Phys. Rev., 2005, **C71**: 014309
- 12 REN Z Z, XU C. Nucl. Phys., 2005, **A759**: 64
- 13 Brack M et al. Rev. Mod. Phys., 1972, **44**: 320
- 14 Ignatyuk A V, Itkis M G, Okolovich V N et al. Yad. Fiz., 1975, **21**: 1185
- 15 Davies K T R, Sierk A J, Nix J R. Phys. Rev., 1976, **C13**: 2385
- 16 Sierk A J, Nix J R. Phys. Rev., 1980, **C21**: 982
- 17 Blocki J P, Feldmeier H, Swiatecki W J. Nucl. Phys., 1986, **A459**: 145
- 18 JIA Ying, LIU Ling, BAO Jing-Dong. HEP & NP, 2003, **27**(7): 610(in Chinese)
(贾莹, 刘玲, 包景东. 高能物理与核物理, 2003, **27**(7): 610)
- 19 LIU Ling, LU Kun, BAO Jing-Dong. HEP & NP, 2004, **28**(8): 854(in Chinese)
(刘玲, 吕坤, 包景东. 高能物理与核物理, 2004, **28**(8): 854)
- 20 BAO J D, JIA Y. Phys. Rev., 2004, **C69**: 027602
- 21 Rossner H. Phys. Rev., 1992, **C45**: 719

Effect of Friction on Neutron Emission in Fission of Heavy Nuclei*

JIA Ying¹ BAO Jing-Dong^{1,2;1)}

¹ (Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

² (Institute of Low Energy Nuclear Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

Abstract By using the $\{c, h, \alpha\}$ parameterization to describe the deformation process of heavy nuclei, a Langevin equation for fission dynamics with neutron emission is presented and the Monte-Carlo calculations of pre-scission neutron multiplicities are performed. The effect of different damping coefficients on the result is compared, especially the distributions of neutron emission when the system first and last passes the saddle point are distinguished.

Key words nuclear fission, neutron emission, passing over the saddle point first time, oscillating around the saddle point

Received 24 December 2005

* Supported by Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (20050027001) and NSFC (10235020)

1) E-mail: jdbao@bnu.edu.cn