

文章编号: 1007-4627(2018)02-0105-06

形变相关的壳修正对 $N = 126$ 处断前中子发射的同位素效应的影响

刘鑫^{1,2}, 席宇荣¹, 朱巧迪¹, 迟萌¹, 赵泽楠¹, 毛英臣^{1,†}

(1. 辽宁师范大学物理与电子技术学院, 辽宁 大连 116029;

2. 中国医科大学公共基础学院, 沈阳 110122)

摘要: 利用动力学加统计模型就形变相关的壳修正 (DDSC) 对中子 126 壳层附近 $^{209,213,217}\text{Fr}$ 断前中子发射的影响进行了研究。模拟结果表明, DDSC 抬升了复合核的裂变位垒, 且 ^{213}Fr 的升高约为 $^{209,217}\text{Fr}$ 的 2 倍, 但却没有改变鞍点位置。尽管位垒升高延缓了系统的裂变, 但其动力学过程受热力学驱动力 (TDF) 和核阻尼间竞争的主导, 因此准确提取壳修正的作用还需考虑核耗散的形变关系。在裂变第一阶段, 当核耗散取一体耗散 (OBD) 参数时, 壳修正没有改变断前中子发射的同位素效应, 然而当核耗散取标准参数设置 (SPS) 时, 由于 ^{213}Fr 的 TDF 存在着异常增强, 故该规律未能展现。在裂变第二阶段, 位垒升高引起的断前中子发射的增强受到了 TDF 与核阻尼间竞争的反制, 故断前中子发射的同位素效应仍未能显现。综合两阶段情况, DDSC 对 $N = 126$ 处断前中子发射的同位素效应的影响受第一阶段规律的支配。

关键词: 壳修正; 热力学驱动力; 核耗散; 能级密度参数

中图分类号: O571.53 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.35.02.105

1 引言

在核裂变中, 复合核 (热核) 的退激动力学过程应受热力学驱动力 (TDF) 与核阻尼间竞争的支配^[1]。热力学驱动力由热核的自由能来提供^[2], 即除了来自于传统的核位势外, 还有一部分是由利用熵势表征的束缚能来决定。根据费米气体模型, 核束缚能定义为能级密度参数 (LDP) 与核温度平方的乘积, 因此对 TDF 的高效解释需要准确计算裂变位垒 (能量曲面) 和 LDP 这两个关键物理量。

能量曲面是解决所有反应动力学问题的“罗塞塔石碑”^[3]。在描述核裂变的多维空间里, 真实的裂变路径可通过对能量曲面取变分获得。实际上, 在数值模拟中往往用能量最小化来实现, 具体地就是在某一网格点上比较沿各参量维度上的 TDF 与核摩擦 (核耗散张量) 的大小, 而热核演化的真实路径将受两者竞争的作用而遵从“最小作用原理”。由此可知, 能量曲面的任何微小的涨落都将会对结果产生很大的影响, 所以壳修正需要被引入到对裂变位垒和 LDP 的计算中^[4]。此外, 由于核裂变是一个伴随着轻粒子 (中子为主) 蒸发的大振幅集体运动, 所以对应的能量曲面必然是动态的, 相应的壳修正也应该是形变相关的^[5]。

本文拟基于动力学加统计模型 (CDSM) 来研究

DDSC 对中子 126 壳层附近 3 个同位素 $^{209,213,217}\text{Fr}$ 的断前中子发射的影响。第 2 节将介绍 DDSC 方法, 第 3 节里将对计算结果进行具体分析, 最后在第 4 节对本文进行总结。

2 理论模型

本文采用一维过阻尼 Langevin 方程^[1, 6, 7]来进行裂变动力学的轨道模拟:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{T}{M\beta(q)} \frac{\partial S(q)}{\partial q} + \sqrt{\frac{T}{M\beta(q)}} \Gamma(t), \quad (1)$$

其中拉伸参量 q 为对称裂变的两部分的质心距离与复合核直径之比。 M 是惯量参数, T 是核温度。 $\Gamma(t)$ 是 Langevin 力, 满足 $\langle \Gamma(t) \rangle = 0$ 与 $\langle \Gamma(t)\Gamma(t') \rangle = 2\delta(t-t')$ 。 $\beta(q)$ 是形变相关的约化摩擦系数, 与文献^[8]类似, 本工作采用了 OBD^[9] 和 SPS^[1] 两种核耗散。

熵 $S(q)$ 利用费米关系可表示为

$$S(q) = 2\sqrt{\alpha(q, A) [E - V(q, E)]}. \quad (2)$$

考虑了 DDSC 后, $V(q, E)$ 可表示为

$$V(q, E) = V_{\text{LDM}} + \delta W(q) e^{-E/E_d}, \quad (3)$$

收稿日期: 2018-03-31; 修改日期: 2018-04-26

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (11447019, 11505724, 11375080)

作者简介: 刘鑫 (1988-), 女, 辽宁沈阳人, 助教, 硕士, 从事原子核物理研究; E-mail: xliu13@cmu.edu.cn

† 通信作者: 毛英臣, E-mail: myc@lnnu.edu.cn.

其中 V_{LDM} 是利用液滴模型计算的裂变位垒,

$$V_{\text{LDM}}(A, Z, \ell, q) = a_2 (1 - b_3 I^2) A^{2/3} [B_s(q) - 1] + c_3 Z^2 A^{-1/3} [B_c(q) - 1] + c_r \ell^2 A^{-5/3} B_r(q), \quad (4)$$

上式中同位旋参数 $I = \frac{N-Z}{A}$, $B_s(q)$, $B_c(q)$ 和 $B_r(q)$ 是形变相关的相对表面能、库仑能和转动能, a_2 , b_3 , c_3 和 c_r 是与形变坐标无关的参数^[10]。由于壳修正随激发能升高会逐渐消失, Ignatyuk 等^[11]引入了衰减因子 E_d , 并取 $E_d = 18.5$ MeV。

采用 Myers 和 Swiatecki 的液滴模型^[12], 形变相关的壳修正由 $\delta W(\theta) = \delta W g(\theta)$ 计算, 其中 δW 表示球形核的壳修正能, 无量纲的形变因子 $g(\theta)$ 可表示为

$$g(\theta) = (1 - 2\theta^2)e^{-\theta^2}, \quad (5)$$

形变参量 $\theta = \frac{\delta R}{a}$, δR 表示相对球形核的偏离值, $a = 0.32r_0$, 核半径 $r_0 = 1.16$ fm。下面需要将变量 θ 转化为 CDSM 模型中的形变参量 q 。

在 $\{c, h, \alpha\}$ 参数体系下, 拉伸参量和颈部参量分别表示为

$$c = \frac{C}{R_0}, \quad (6)$$

$$h = \frac{1}{2}B_{\text{sh}} - \frac{1}{4}(c-1),$$

其中的 C 对应 Myers 方法中的 R , R_0 为球形核半径, CDSM 模型中用到的一维拉伸参量 q 可通过如下关系来实现^[13]:

$$q(c, h) = \frac{3}{8}c \left(1 + \frac{2}{15}B_{\text{sh}}c^3 \right), \quad (7)$$

$$B_{\text{sh}}(c, h) = 2h + \frac{1}{2}(c-1).$$

壳修正的形变关系被展示在图 1 中, 结合式 (5), 可知当 $q = 0.375$ 时, 即在复合核基态位置处壳修正最强。

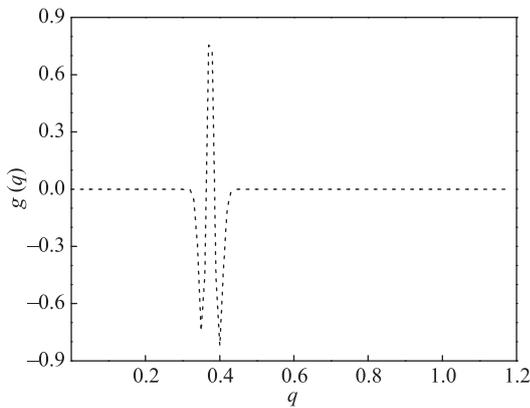


图 1 壳修正的形变关系

考虑了壳修正后, LDP 可表示为

$$a(q, A) = \tilde{a}(q, A) \left[1 + \frac{\delta W(q)}{E} \left(1 - e^{-E/E_d} \right) \right], \quad (8)$$

其中 $\tilde{a}(q, A)$ 取如下形式

$$\tilde{a}(q, A) = a_v A + a_s A^{2/3} B_s(q), \quad (9)$$

a_v 和 a_s 分别对应单粒子能级的体积和表面参数, 本文取 Ignatyuk 参数^[14]。

TDF 利用下式来计算

$$K(q) = -\frac{dV(q)}{dq} + \frac{da(q)}{dq} T^2, \quad (10)$$

需要指出的是引入 DDSC 后, TDF 应做相应的修改。在利用路径分析方法讨论核裂变过程时^[8,15], 为了突出 TDF 与核阻尼在拉伸维度上的竞争细节, 常对 TDF 取对数形式来进行具体分析, 参见第 3 节的相关讨论。

3 结果与讨论

在本文中, 为了研究壳修正对断前中子发射的同位素效应^[16]的影响, 我们选取中子 $N = 126$ 壳层附近的 3 个同位素 $^{209,213,217}\text{Fr}$ 为研究体系, 这些热核是由 $^{19}\text{F} + ^{190,194,198}\text{Pt}$ 的完全熔合反应形成的^[17]。在具体分析时, 为了研究壳修正形变关系的必要性, 我们进行以下 3 种情况的计算和讨论: (1) 不包含壳修正; (2) 包含壳修正, 但不考虑壳修正的形变关系 (壳修正为 δW); (3) 包含壳修正, 且考虑了形变关系。

$^{209,213,217}\text{Fr}$ 的壳修正值分别为 6.05, 8.19 和 4.58 MeV^[18]。图 2 展示出了在激发能取 60 MeV 时, 3 个系统的位势和熵势。由图 2(a) 可知 $^{209,213,217}\text{Fr}$ 的鞍点 (图中实线) 分别位于 0.725, 0.745 和 0.76 处。结合式 (3), 从图 1 可知, DDSC 没有改变 ^{217}Fr 的鞍点位置, 但由于基态能量降低了 0.08 MeV, 从而使得位垒高度增加到 8.72 MeV; 形变无关壳修正将其鞍点推移至 0.765, 且使得整个位垒构形整体下移, 类比图 2(b) 熵势构形 (其构形与位势相似) 的变化情况, 可知位垒高度从 8.64 MeV 降为 8.58 MeV。对 $^{209,213}\text{Fr}$ 而言, 鞍点位置不受壳修正的影响, 形变无关的壳修正分别使得两系统的位垒从 8 MeV 降为 7.87 MeV, 以及从 7.32 MeV 降为 7.25 MeV, 而 DDSC 则将位垒抬升分别至 8.17 MeV 和 7.42 MeV。综上所述, 由于考虑了壳修正而使得 ^{213}Fr 裂变位垒的改变约为 $^{209,217}\text{Fr}$ 的两倍。由式 (3) 可知, 壳修正对裂变位垒的影响随着激发能的增加而减弱, 当激发能增加至 150 MeV 时, 从图 3 可看出, 此时壳修正既没有改变 $^{209,213,217}\text{Fr}$ 同位素的鞍点位置, 也未改变位垒高度。

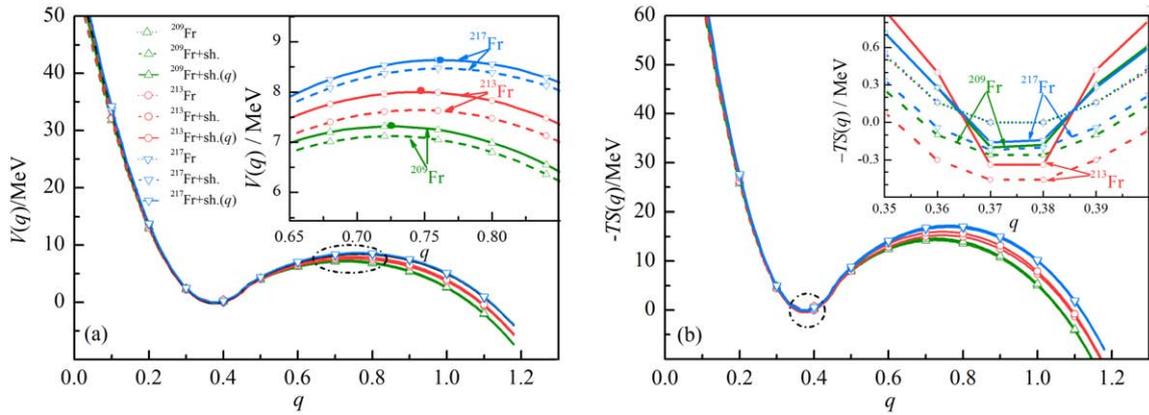


图 2 (在线彩图) $E = 60$ MeV 时, 体系的位势 (a) 和熵势 (b)

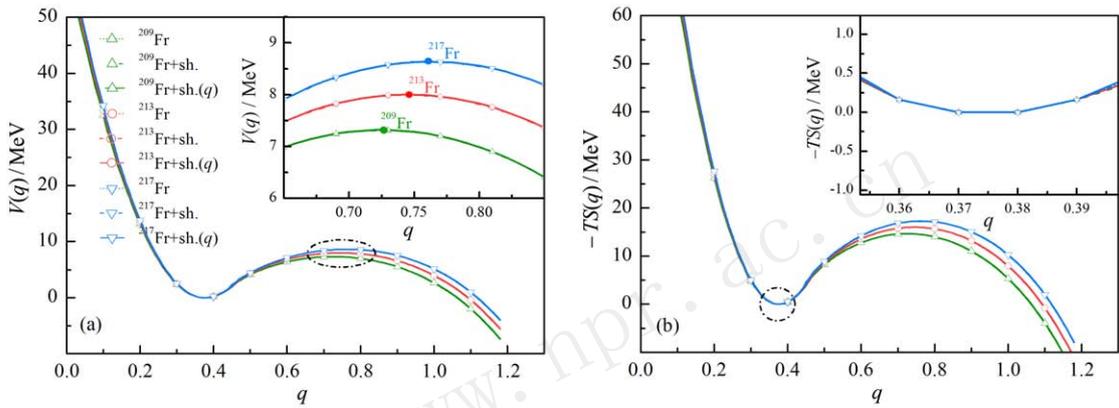


图 3 (在线彩图) 与图 2 类似, $E = 150$ MeV 时, 体系的位势 (a) 和熵势 (b)

图 4 给出了当 LDP 取 Ignatyuk 参数时, 利用 CDSM 模型计算的断前中子多重性 (M_n)。从图 4(a) 可以看出, 当核耗散取 OBD 参数时, 在裂变的第一阶段 (基态到鞍点) 内, 壳修正并没有改变断前中子发射的同位素效应, 即断前中子发射随着 (同位素的) 质量数增加而增强的规律。在中低能区 ($E_{exc} < 100$ MeV), 考虑 DDSC 计算的 $^{209,213}\text{Fr}$ 的 M_n 要少于无壳修正情况平均约为 0.2; 而对 ^{217}Fr , 在两种情况下计算的 M_n 几乎相同。在 高能区 ($E_{exc} \geq 100$ MeV), 考虑 DDSC 计算的 M_n 要比无壳修正平均多 0.3, 而对 ^{217}Fr , 前者比后者少 0.4。在第一阶段内, 由形变无关的壳修正计算的 M_n 整体要多于无壳修正。此外在中低能区, 考虑 DDSC 的计算值要少于形变无关的壳修正, 在 高能区上述规律正好相反; 而对 ^{217}Fr , 由前者的计算要少于后者。

从图 4(b) 可以看出, 在裂变的第二阶段 (鞍点到断点间), 无壳修正时, 利用 CDSM 计算的断前中子发射并未展现出同位素效应。与第一阶段不同的是, 在中低能区, 壳修正的作用也并不明显; 而在 高能区, 考虑 DDSC 计算的 $^{209,213}\text{Fr}$ 的 M_n 要少于形变无关的壳修正, 而对 ^{217}Fr 则恰好相反。这些规律与第

一阶段的结果正好相反, 不同方案间的计算差值相对要小于第一阶段。此外, 还可以看出的是, 在较高能区 ($E_{exc} \geq 120$ MeV), 利用两种方案对 ^{213}Fr 的计算差值超出了实验观测的误差范围 (约 0.5)。这在一定程度上暗示了在模拟热核的断前中子发射时, 考虑壳修正形变关系的重要性。综合两阶段断前中子的发射, 当核耗散取 OBD 参数时, 从图 4(c) 可以看出, 壳修正并未改变断前中子发射的同位素效应, 在中低能区考虑 DDSC 计算的 M_n 要少于形变无关的壳修正, 但两种方案间的计算差值在实验误差范围内, 这说明断前中子发射的规律受控于第一阶段, 并进一步指出了鞍点位置的重要性^[19]。

当核耗散采用 SPS 参数时, 从图 4(d) 可以看出在第一阶段, 利用无壳修正和形变无关的壳修正的 CDSM 模拟的断前中子的发射仍展现出同位素效应, 而利用包含了 DDSC 的 CDSM 的模拟不能得到该规律, 因为此时 $^{209,213}\text{Fr}$ 两同位素间的 M_n 差值远小于实验误差范围。与采用 OBD 参数相同的是, 考虑了 DDSC 计算的 M_n 在整个能区范围内都低于形变无关的壳修正, 不同之处在于两种方案间的计算差值明显超过了实验误差范围, 特别地对 ^{213}Fr , 该差值约为其他两同位素的 1.5

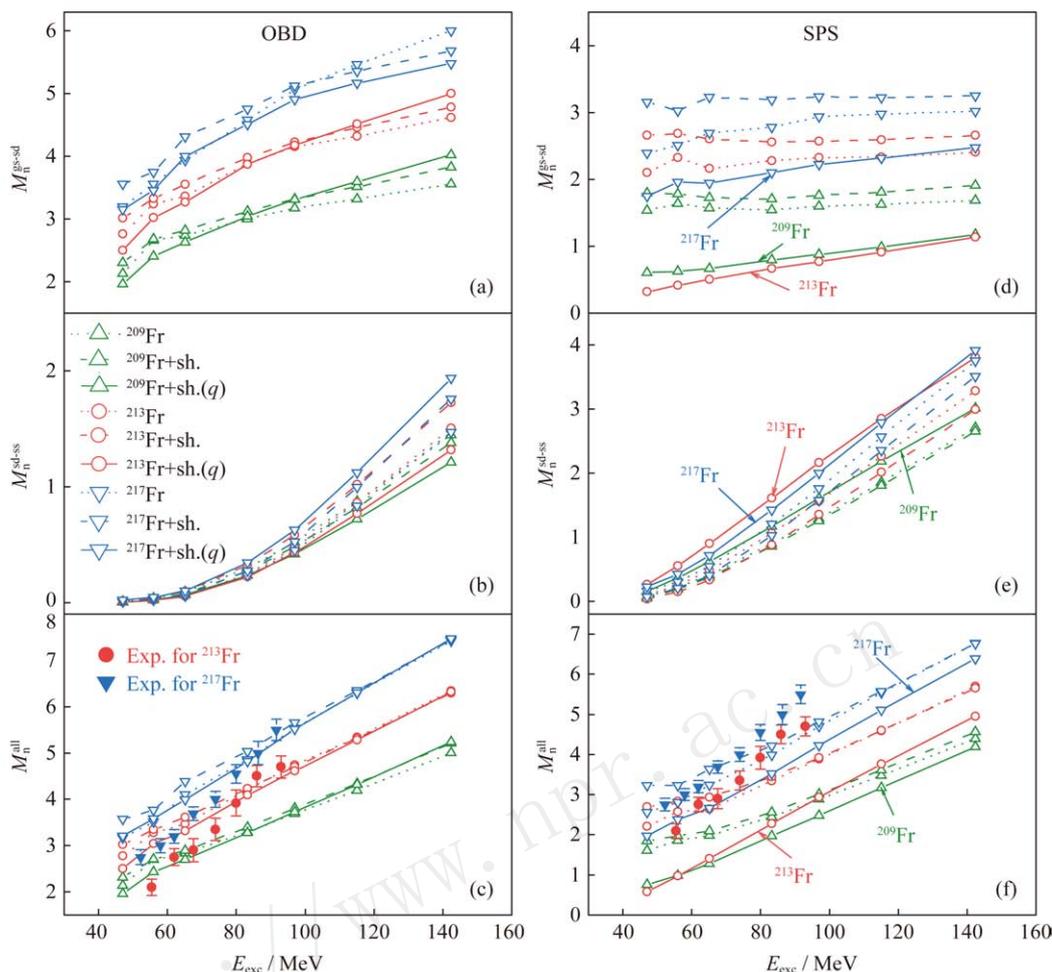


图 4 (在线彩图) 分别采用 OBD 耗散 (a) 和 SPS 耗散 (b) 计算的 $^{209,213,217}\text{Fr}$ 的断前中子多重性

倍。从图 4(e) 可以看出在第二阶段，与采用 OBD 参数所不同，考虑 DDSC 计算的 M_n 在中高能区普遍大于形变无关的壳修正，且两种方案间的差值已经接近甚至超出实验误差范围。对 ^{213}Fr ，该差值约为其他两同位素的 2 倍，已经超过了实验误差范围，但总的看来两种方案间的差值要小于第一阶段。与采用 OBD 参数相同之处在于，第二阶段的规律与第一阶段相反。综合两阶段，从图 4(f) 可以看出，当核耗散采用 SPS 参数时，在中低能区考虑了 DDSC 的模拟未能展示断前中子发射的同位素效应。上述现象说明在研究壳修正对断前中子发射的影响时，除了要考虑壳修正的形变关系，还必须考虑核耗散形变关系的影响。对此，我们可从 TDF 与核阻尼间的竞争来理解。

结合图 1，从图 5 可以看出 DDSC 在拉伸空间 $q \in [0.31, 0.35]$ 和 $q \in [0.375, 0.39]$ 内极大地增强了 TDF。在前一区间内，这将使得反应体系加速形成复合核；而在后一区间，这将导致核裂变加速，进而将减弱在第一阶段内的中子发射。对此，可通过比较图 4(a), (d) 的

结果得到证实。对比图 4(a), (d) 两图可知，在第一阶段内，SPS 核耗散平均强度远低于 OBD 核耗散^[8]，这相当于在较小“本底”（核阻尼）情况下，因 DDSC 引起的 TDF 增强对中子发射的作用会更加明显；壳修正作用越强，对中子发射的减弱就越明显，如图 4(d) 所示， ^{213}Fr 的 M_n 的减少约为 $^{209,217}\text{Fr}$ 的 1/2。前面已经指出，DDSC 升高了 3 个系统的裂变位垒，这在一定程度上会稍微延缓第一阶段的核裂变进程，进而增强中子发射，该作用将适当抵消因 TDF 增强而引起的中子发射的减弱，但在第一阶段内，TDF 与核阻尼的竞争仍将主导断前中子的发射。

从图 5 还可以看出，在第二阶段内，DDSC 对 TDF 几乎没有影响。相比于第一阶段，裂变位垒的改变对断前中子发射的影响将更为显著。裂变位垒的升高将阻碍热核的集体运动，位垒升高得越明显，阻碍作用就越强，这将造成热核在达到鞍点后具有相对较弱的集体运动趋势，从而延缓了第二阶段的裂变进程，对此可从图 4(e) 得到证实。从图 4(e) 可以看出，在中高能区，

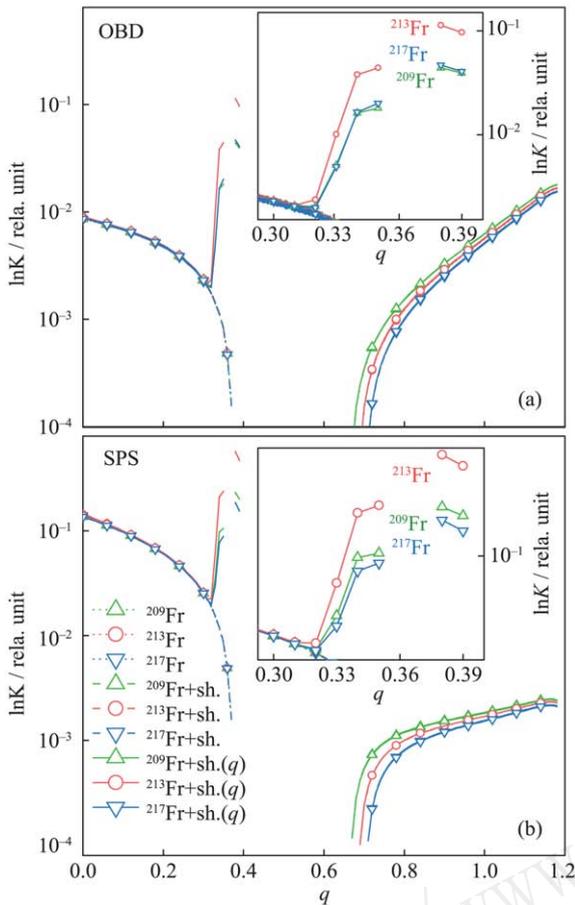


图 5 (在线彩图) OBD 耗散 (a) 和 SPS 耗散 (b) 对应的 3 个体系的 TDF

DDSC 引起了中子发射的增强, 但该现象对 ^{213}Fr 要比 $^{209,217}\text{Fr}$ 更明显, 考虑 DDSC 的计算值与无壳修正计算值间的差值甚至超出了实验误差范围。此外, 通过对比图 4(b), (e) 可知, 在第二阶段内断前中子的发射仍然受到 TDF 和核阻尼竞争的制约。从图 5 可看出, 在第二阶段 OBD 核耗散对应的 TDF 要强于 SPS 核耗散, 而由于 OBD 核耗散的平均强度要远低于 SPS 核耗散^[8], 这将导致前者对应的 TDF 与核阻尼的竞争要强于后者, 从而使得由前者计算的 M_n 少于后者。从图 4(b) 可以看出, 在选取 OBD 核耗散参数时, TDF 和核阻尼的竞争逆转了因裂变位垒升高而引起的断前中子发射的增强。结合第一阶段, 从图 4(c), (f) 可以看出, TDF 与核阻尼的竞争支配着整个裂变过程中的断前中子发射。

从图 5 还可以看出, 形变无关壳修正对 TDF 没有影响, 且该结论并不依赖于核耗散形式。考虑到形变无关的壳修正降低了 3 个同位素的裂变位垒, 依据影响断前中子发射的两规律我们可以推测在裂变的第一阶段, 断前中子发射应当减弱, 然而该推测明显与图 4(a), (b)

的计算结果相反, 这一矛盾说明了在研究壳修正对热核退激的影响时, 不考虑形变关系是一种非常形式化的处理方式, 因此在考查壳修正的作用时, 必须考虑其形变关系。此外, 从图 4(c), (f) 可以看出, 采用 OBD 核耗散的模拟较好地重现了中能区的实验结果, 但在低能区低估了 M_n , 而当采用 SPS 核耗散时正好与之相反, 需要指出对实验结果的更好重现可通过合理选择参数组来实现^[20], 这将是我们后续的工作内容。

4 总结

为了研究壳修正对中子 126 壳层附近热核的断前中子发射的同位素效应, 我们在 CDSM 框架内引入了一种 DDSC 方法, 并将之应用于模拟热核 $^{209,213,217}\text{Fr}$ 的退激过程。为了系统研究, 形变无关的壳修正也被采用。计算结果表明, 相比于无壳修正, 在低能区, DDSC 升高了热核的裂变位垒, 且 ^{213}Fr 裂变位垒的改变是其他两同位素的 2 倍, 而形变无关的壳修正则得到了相反的结果。在中高能区, 壳修正对位垒构形没有影响。当核耗散取 OBD 参数时, 在裂变的第一阶段, DDSC 并没有改变断前中子发射的同位素效应, 而当核耗散取 SPS 参数时不能反映该规律。为了更深入地研究壳修正对断前中子发射的影响, 我们结合裂变位垒的改变以及 TDF 与核阻尼的竞争进行了细致分析。计算结果表明, 在裂变的第一阶段, TDF 与核阻尼的竞争将减弱中子的发射, 尽管裂变位垒的升高能适当抵消上述作用, 但整体规律受前者支配; 在裂变的第二阶段, 当核耗散取 SPS 参数时, 由于裂变位垒的升高阻碍了热核的集体运动, 从而增强了中子的发射; 而对 OBD 核耗散, 由于其平均强度在该阶段远小于 SPS, 所以该规律受到了 TDF 与核阻尼竞争的反制。形变无关的壳修正降低了热核的裂变位垒, 模拟结果违背了两种规律的推测, 该矛盾强调了在研究壳修正作用时考虑其形变关系的重要性。

参考文献:

- [1] FRÖBRICH P, GONTCHAR I I, MAVLITOV N D. Nucl Phys A, 1993, **556**: 281; FRÖBRICH P, GONTCHAR I I. Phys Rep, 1998, **292**: 131.
- [2] FRÖBRICH P. Nucl Phys A, 2007, **787**: 170c.
- [3] STILLINGER F H. Energy Landscapes, Inherent Structures, and Condensed-Matter Phenomena[M]. Princeton: Princeton University Press, 2016.
- [4] STRUTINSKY V M. Nucl Phys A, 1967, **95**: 420; *ibid*, 1968, **122**: 1.

- [5] BRACK M, DAMGAARD J, JENSEN A S, *et al.* Rev Mod Phys, 1972, **44**: 320.
- [6] KUMAR N, MOHSINA S, SADHUKHAN J, *et al.* Phys Rev C, 2017, **96**: 034614.
- [7] WANG N, YE W. Phys Rev C, 2018, **97**: 014603.
- [8] MAO Y C, WAN S Y, LIU R, *et al.* Nuclear Physics Review, 2013, **30(3)**: 364. (in Chinese)
(毛英臣, 宛素钰, 刘锐, 等. 原子核物理评论, 2013, **30(3)**: 364.)
- [9] BLOCKI J, BONEH Y, NIX J R, *et al.* Ann Phys, 1978, **113**: 330; Feldmeier H. Rep Prog Phys, 1987, **50**: 915.
- [10] GONTCHAR I I, MAVLITOV N D, FRÖBRICH P. Comput Phys Commun, 1997, **107**: 223.
- [11] IGNATYUK A V, STAVINSKIĬ S. Sov J Nucl Phys, 1969, **8**: 660.
- [12] MYERS W D, SWIATECKI W J. Nucl Phys A, 1966, **81**: 1; MYERS W D. Droplet Model of Atomic Nuclei[M]. New York: Plenum, 1977.
- [13] HASSE R W, MYERS W D. Geometrical Relationships of Macroscopic Nuclear Physics[M]. Berlin: Springer, 1988.
- [14] IGNATYUK A V, SHUBIN YU N, TISHIN A S. Sov J Nucl Phys, 1975, **21**: 255.
- [15] MAO Y C, WANG S J, SUN M, *et al.* J Liaoning Norm Univ (Sci), 2016, **39(4)**: 462.
(毛英臣, 王诗佳, 孙薏, 等. 辽宁师范大学学报(自然科学版), 2016, **39(4)**: 462.)
- [16] SANDAL R, BEHERA B R, SINGH V J, *et al.* Phys Rev C, 2013, **87**: 014604; YE W. Chin Phys C, 2003, **27(3)**: 233. (in Chinese)
(叶巍. 高能物理与核物理, 2003, **27(3)**: 233.)
- [17] SANDAL R, BEHERA B R, KAUR M, *et al.* Phys Rev C, 2012, **86**: 014609.
- [18] MÖLLER P, MYERS W D, SWIATECKI W J, *et al.* At Data & Nucl Data Tables, 1988, **39**: 225.
- [19] BAO J D, JIA Y. Phys Rev C, 2004, **69**: 027602; JIA Y, BAO J D. Nuclear Physics Review, 2004, **21(4)**: 385. (in Chinese)
(贾莹, 包景东. 原子核物理评论, 2004, **21(4)**: 385.)
- [20] MAO Y C, GU B P. J Phys G: Nucl Part Phys, 2006, **32**: 2109.

Effects of Deformation-dependent Shell Correction on Isotope Effect of Emission of Precission Neutron near Neutron 126 Closure-shell

LIU Xin^{1,2}, XI Yurong¹, ZHU Qiaodi¹, CHI Meng¹, ZHAO Zenan¹, MAO Yingchen^{1,†}

(1. School of Physics and Electronic Technology, Liaoning Normal University, Dalian 116029, Liaoning, China;
2. School of Foundational Sciences, China Medical University, Shenyang 110122, China)

Abstract: The effect of deformation-dependent shell correction (DDSC) on the emission of precission neutron (EPN) is studied within a dynamical and statistical model for three isotopes of $^{209,213,217}\text{Fr}$ near the neutron 126 closure-shell. The results show that the fission barriers are enhanced with DDSC, and the increment of ^{213}Fr is almost 2 times those of $^{209,217}\text{Fr}$, but those saddle points are not changed. Although the enhancement of fission barrier delays nuclear fission, the fission dynamics process is controlled by the competition between thermodynamic driving force (TDF) and nuclear damping, so the deformation-dependence of nuclear dissipation must be considered in order to extract the role of shell correction. The shell correction doesn't alter isotope effect of EPN with OBD nuclear dissipation in the first phase of nuclear fission, but the rule does not been exhibited because that there is abnormal enhancement of TDF using SPS nuclear dissipation. The increment of EPN caused by the rise of fission barrier is countered by the competition between TDF and nuclear damping in the second phase of nuclear fission, hence the effect of EPN cannot exhibit. The effect of DDSC on EPN near the neutron 126 closure-shell is dominated by the rules in the first phase of nuclear fission.

Key words: shell correction; thermodynamic driving force; nuclear dissipation; level density parameter

Received date: 31 Mar. 2018; Revised date: 26 Apr. 2018

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (11447019, 11505724, 11375080)

† Corresponding author: MAO Yingchen, E-mail: myc@lnnu.edu.cn.