

文章编号: 1007-4627(2012)03-0217-07

锕系原子核自发裂变性质的理论研究

胡柏山¹, 张鸿飞¹, 李君清^{1,2}

(1. 兰州大学核科学与技术学院, 甘肃 兰州 730000;

2. 中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000)

摘要: 运用推广的液滴模型(GLDM)来确定锕系原子核的自发裂变势垒, 采用量子力学中的 WKB 近似方法对相应自发裂变的半衰期进行了研究。在 GLDM 中, 首次考虑了微观 Strutinsky 壳修正对裂变势垒的影响。理论计算的锕系区重核自发裂变半衰期与实验值符合得很好, 表明包括微观壳修正的 GLDM 可以成功研究重核的自发裂变性质。

关键词: 自发裂变; 推广的液滴模型; Strutinsky 壳修正; 锕系原子核

中图分类号: O571.32⁺¹ **文献标志码:** A

1 引言

1939 年, Hahn 等发现了原子核的诱发裂变现象^[1]。对原子核裂变的理论研究可以追溯到 1939 年 Bohr 等采用原子核液滴模型解释裂变机制的工作^[2]。经过半个多世纪的努力, 对原子核自发裂变性质的研究取得了很大的进展, 理论模型定量地解释了实验现象。20 世纪 70, 80 年代, 胡济民等采用连续介质模型研究了裂变鞍点的有效转动惯量^[3], 计算了靠近 β 稳定线 $Z > 100$ 核的宏观位能曲面并得到了合理的位垒高度^[4]。戴光曦等则从实验与理论两方面都开展了科研工作, 1985 年他跟合作者在实验上研究了稍高于库仑位垒的 ^{238}U 离子束引起跟随裂变反应中的壳效应^[5]。在理论方面, 以双扭线回转体为几何形状给出了裂变碎片的总动能公式以及与轻重碎片的质量关系, 结果与实验符合^[6]。以卡西尼卵形线(Cassianian)作为统一描述对称裂变过程的方程, 讨论了双中心壳层模型的演化问题, 并提出了对称裂变变形和输运过程的统一描述^[7], 给出卵形体转动惯量的解析表达式^[8]和对称多重裂变的形变位势及其对核温度的依赖性^[9]。

对原子核自发裂变性质的定量研究, 是核物理研究的重要课题。早期 Bohr 等所使用的液滴模型,

也有很多需要改进的地方。当时的研究工作没有考虑到原子核的微观结构, 所采用的形变演化由“卵形线”来构造, 没法包含裂变过程中两子核之间窄而深的脖子的形成过程。因此, 对自发裂变的研究, 是原子核物理最基本和重要的基础课题之一。德国 Reinhard 研究组采用相对论平均场理论以及非相对论的 Skyrme-Hartree-Fock 方法研究了质子数 $Z=108$ 到 120 超重核的裂变位垒^[10], 发现在 $Z=110, N=180$ 附近裂变位垒降到最低, 之后又开始增加。美国 Peter Möller 小组研究了五维的裂变位垒, 很好地再现 ^{70}Se 到 ^{252}Cf 的裂变位垒高度的实验值^[11]。中国原子能科学研究所的吴锡真在统计模型框架下提出了在 ^{252}Cf 的自发裂变过程中产生 $^{144-146}\text{Ba}$ 的可能解释^[12]。南京大学任中洲研究小组拟合得到了计算原子核自发裂变半寿命的经验公式^[13], 并得到了广泛应用。

20 世纪 80 年代, 法国 Royer 等将传统的原子核的液滴模型发展为推广的液滴模型(GLDM)^[14], 引进了准分子形状机制, 从而可以定量研究原子核的自发裂变、集团放射性、 α 衰变以及熔合反应, 通过考虑亲和能的贡献, 合理再现熔合位垒以及裂变位垒的实验值^[15-22]。该论文将进一步发展该模

收稿日期: 2011-11-11; 修改日期: 2011-12-22

基金项目: 兰州大学善政基金资助项目; 国家自然科学基金资助项目(10775061, 10975064, 11175074); 中国科学院知识创新工程重点方向项目(KJJCX3-SYW-N2); 兰州大学中央高校基本科研业务费专项资金资助项目(lzujbky-2012-5)

作者简介: 胡柏山(1989-), 男, 甘肃肃南人, 在读本科生, 从事原子核物理理论研究; E-mail: hubsh08@lzu. cn

通信作者: 张鸿飞, E-mail: zhanghongfei@lzu. edu. cn

型,使其包括原子核微观壳效应对裂变势垒的影响,以更好地定量研究原子核的自发裂变过程。

2 理论模型

相对于最初原子核的液滴模型,对 GLDM 做了两点非常重要的改进。第一个改进是引进了准分子形状机制,使得液滴模型可以描述一个母核分裂为两个子核以及弹核与靶核熔合为复合核的过程。第二个改进是引入了亲和力的贡献,使得该模型可以定量符合原子核的熔合位垒与裂变势垒。下面就以这两个重要的改进以及引入微观壳修正为主线较详细地介绍本研究工作所采用的理论模型。

2.1 准分子形状机制

在 GLDM 中用统一的表达式来描述球形母核连续地变化为两相切的球形子核,在此过程中包括了深而窄的脖子的形成,这就是准分子形状机制^[14]。此统一的表达式在对称裂变时有如下形式:

$$a^2x^2 + a^2y^2 + c^2z^2 = (x^2 + y^2 + z^2)^2. \quad (1)$$

在极坐标下 ($\varphi=0$),对称裂变系统的形状定义为

$$R^2(\theta) = a^2 \sin^2\theta + c^2 \cos^2\theta, \quad (2)$$

其中: a 是脖子的半径; c 是拉长系数。假定母核在自发裂变为两个子核的整个过程中体积守恒,则可以定义一个无量纲的量 $s = a/c$ 来控制形变过程。当 s 由 1 变到 0 时,可以描述一个球形母核连续地变化为两个相切的球形子核的全过程。

对于非对称裂变情况,在极坐标下 ($\varphi=0$),系统形状定义为^[14]

$$R^2(\theta) = \begin{cases} a^2 \sin^2\theta + c_1^2 \cos^2\theta, & 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \\ a^2 \sin^2\theta + c_2^2 \cos^2\theta, & \frac{\pi}{2} < \theta \leq \pi \end{cases}, \quad (3)$$

其中: a 是脖子的半径; c_1 和 c_2 是拉长系数。假定形变过程中体积守恒,则 $s_1 = a/c_1$ 和 $s_2 = a/c_2$ 这两个无量纲的量可以完全控制整个非对称形变过程。其中, c_1 和 c_2 的最简单约束关系为

$$c_2^2 = s_1^2 c_1^2 + (1 - s_1^2) \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 c_1^2, \quad (4)$$

R_2 和 R_1 分别为球形子核的半径。由此可以很容易地得到 s_1 和 s_2 满足如下关系:

$$s_2^2 = \frac{s_1^2}{s_1^2 + (1 - s_1^2) \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2}. \quad (5)$$

当 s_1 由 1 变到 0 时,可以描述一个球形母核连续地变化到两个相切的球形子核的全过程,如图 1 所示。

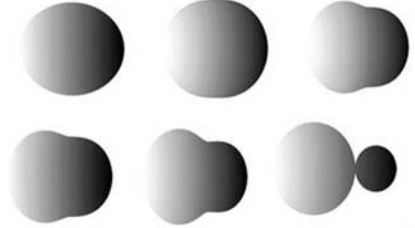


图 1 在非对称裂变时 s_1 由 1 变到 0 时核形状演化过程

2.2 GLDM

GLDM 的总能量可以写成如下形式^[15]:

$$E_{\text{GLDM}} = E_V + E_S + E_C + E_{\text{prox}} + E_{\text{rot}}. \quad (6)$$

单体情况下,上式中体积能 E_V 、表面能 E_S 、库仑能 E_C 分别为

$$E_V = -15.494(1 - 1.8I^2)A \text{ MeV}, \quad (7)$$

$$E_S = 17.9439(1 - 2.6I^2)A^{2/3} \frac{S}{4\pi R_0^2} \text{ MeV}, \quad (8)$$

$$E_C = 0.6e^2 \left(\frac{Z^2}{R_0}\right) B_C \\ = 0.5 \int \left[\frac{V(\theta)}{V_0} \right] \left[\frac{R(\theta)}{R_0} \right]^3 \sin\theta d\theta \text{ MeV}; \quad (9)$$

当两球形原子核被分开时,(6)式各项分别为

$$E_V = -15.494[(1 - 1.8I^2)A_1 + (1 - 1.8I^2)A_2] \text{ MeV}, \quad (10)$$

$$E_S = 17.9439[(1 - 2.6I^2)A_1^{2/3} + (1 - 2.6I^2)A_2^{2/3}] \text{ MeV}, \quad (11)$$

$$E_C = 0.6e^2 \left(\frac{Z_1^2}{R_1}\right) + 0.6e^2 \left(\frac{Z_2^2}{R_2}\right) + \frac{e^2 Z_1 Z_2}{r} \text{ MeV}, \quad (12)$$

其中: S 为原子核表面积; V_0 为球形核的表面库仑势能; $V(\theta)$ 为变形原子核的表面势能^[15]; $I = (N - Z)/A$ 为相对中子过剩。 R_0 为裂变起始时球形核的半径,选择如下形式:

$$R_0 = (1.28A^{1/3} - 0.76 + 0.8A^{-1/3}) \text{ fm}. \quad (13)$$

计算 R_1 和 R_2 时, 先按式(13)得到 R_1 和 R_2 的比例, 再按体积守恒分别计算出 R_1 和 R_2 的值。在计算式(6)中的亲和能和转动能时, 为了保持两子核的体积守恒, 应将裂变核的分裂面看作在较小子核 $Z = Z_V$ 处, 如图 2 所示。对于对称裂变 $Z_V = 0$, 对于非对称裂变 Z_V 的值为以下方程的根^[15]:

$$\frac{1}{3}z^3 - \frac{1}{2}a^2z + \frac{1}{12}(2c_2^3 + 3a^2c_2) + \frac{1}{2}\sqrt{c_2^2 - a^2} \left[D^2 \sinh^{-1} \left(\frac{c_2}{D} \right) - D^2 \sinh^{-1} \left(\frac{z}{D} \right) - z\sqrt{z^2 + D^2} \right] = \frac{4}{3}R_2^3. \quad (14)$$

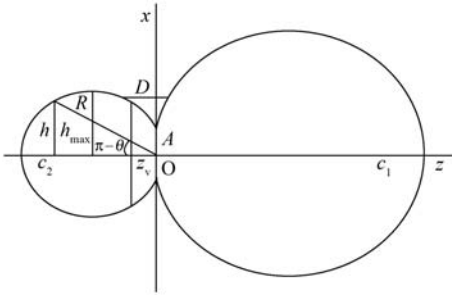


图 2 非对称裂变分裂面及亲和势各参量意义

由于传统原子核液滴模型的表面能 E_s 仅考虑了表面张力效应, 并没有考虑当母核形成脖子区时准子核之间核力的贡献, 为此在 GLDM 中引入如下的亲和势^[15]:

$$E_{\text{prox}}(r) = 2\gamma \int 2\pi h \varphi \frac{D(r, h)}{b} dh \text{ MeV}. \quad (15)$$

其中 h 为分裂面的半径,

$$h = R(\theta) \sin \theta. \quad (16)$$

对于单体形状, 其取值范围从脖子半径开始到最轻部分的横向距离, 其最大值为

$$h_{\text{max}} = \frac{c_2}{2\sqrt{1 - S_2^2}}; \quad (17)$$

D 是脖子区相对的无穷小面间的距离,

$$D(r) = D_1 + D_2 + S_{\text{eff}}(r), \quad (18)$$

其中

$$D_i = \sqrt{\frac{1}{2}c_i^2 - h^2 - \left[\frac{1}{4}c_i^4 - h^2c_i^2(1 - S_i^2) \right]^{\frac{1}{2}}}, \quad i = 1, 2 \quad (19)$$

$$S_{\text{eff}}(r) = R_1 + R_2 - C_1^{\text{eff}} - C_2^{\text{eff}}, \quad (20)$$

$$C_i^{\text{eff}} = R_i - \frac{b^2}{2R_i}, \quad (21)$$

表面参数是两个核的表面参数的几何平均, 它取为如下形式:

$$\gamma = 0.9517 \sqrt{(1 - k_s I_1^2)(1 - k_s I_2^2)} \text{ MeV/fm}^2. \quad (22)$$

其中: $k_s = 2.6$; b 为表面宽度, 一般取 0.99 fm。

原子核的转动能可以写为如下形式:

$$E_{\text{rot}}(r) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2J_{\perp}} \text{ MeV}, \quad (23)$$

其中: J_{\perp} 为过质心且绕 x 轴方向旋转的转动惯量; l 为角动量量子数。

2.3 壳修正

在 GLDM 中还应加入与形状有关的壳修正, 采用如下形式^[23]:

$$E_{\text{shell}} = E_{\text{shell}}^{\text{sphere}} (1 - 2.0\alpha^2) e^{-\alpha^2}, \quad (24)$$

其中

$$\alpha^2 = \frac{(\delta R)^2}{a^2}, \quad (\delta R)^2 = \frac{\iint (R - R_0)^2 d\Omega}{\iint d\Omega}$$

为 Myers-Swiatecki 估算, $a = 0.34$, $R_0 = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1.2249$, $E_{\text{shell}}^{\text{sphere}}$ 为球形核的壳修正势能, 即:

$$E_{\text{shell}}^{\text{sphere}} = 5.8 \left[\frac{F(N) + F(Z)}{(0.5A)^{2/3}} - 0.26A^{1/3} \right] \text{ MeV}, \quad (25)$$

$$F(X) = q_i (X - M_{i-1}) - 0.6 (X^{5/3} - M_{i-1}^{5/3}), \quad M_{i-1} < X < M_i \quad (26)$$

$$q_i = 0.6 \frac{M_i^{5/3} - M_{i-1}^{5/3}}{M_i - M_{i-1}}, \quad (27)$$

其中: N 为质量数; Z 为质子数; M_i 为幻数。

本工作采用 Strutinsky 壳修正方法^[24-25]得到球形壳修正能量, 用 Woods-Saxon 势计算原子核的实际单粒子能级。单粒子哈密顿量写为

$$H = T + V_{\text{ws}} + V_{\text{s.o.}}, \quad (28)$$

其中, 自旋-轨道耦合势 $V_{\text{s.o.}}$ 表达式为

$$V_{\text{s.o.}} = -\lambda \left(\frac{\hbar}{2Mc} \right)^2 \nabla V \cdot (\boldsymbol{\sigma} \times \boldsymbol{p}), \quad (29)$$

上式中: M 为核的质量; \mathbf{p} 为线性角动量; $\boldsymbol{\sigma}$ 为泡利 (Pauli) 矩阵; λ 是自旋-轨道耦合势强度。本工作中, 假定 $\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{N_i}{A}\right)$, 对于质子 $N_i = Z$, 对于中子 $N_i = N$, 而 λ_0 取 26.316 3。其中, 轴对称的 Woods-Saxon 势为

$$V_{\text{ws}}(\mathbf{r}) = \frac{V_q}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (30)$$

中心势深度 $V_q = V_0 \pm IV_s$, 对中子取加号, 对质子取减号。 V_s 是势深度的同位旋不对称部分, I 为相对中子过剩, 取

$$V_s = c_{\text{sym}} \left(1 - \frac{\kappa}{A^{1/3}} + \frac{2 - |I|}{2 + |I|A}\right),$$

其中:

$$c_{\text{sym}} = 29.287 6; \kappa = 1.449 2; \\ V_0 = -47.478 4; a = 0.784 2。$$

计算中光滑的能级参数 γ 取 $1.15\hbar\omega_0$, $\hbar\omega_0 = 41A^{1/3}$ MeV; 厄米多项式展开的最大阶数 $P = 6$ 。

2.4 椭球形变

在母核分裂为两子核后, 大多情况下裂变子核会发生同轴椭球形变^[26] (如图 3)。用各种椭球形变下的势能最小值得到的势垒曲线与准分子形状裂变势垒曲线的交点作为一体变两体的连接点由此得到势能曲线。为了确定系统的具体形状需引入横向半轴 a_i 和径向半轴 c_i 两个参量。

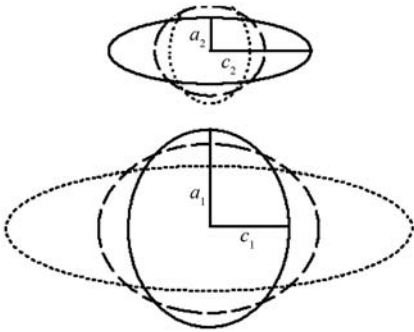


图 3 两子核椭球形变

$$a_i = R_i s_i^{1/3}, c_i = R_i s_i^{-2/3}, s_i = \frac{a_i}{c_i} \quad (31)$$

扁椭球形变的特点是 $s \leq 1$, 与之相对应的离心率 $e^2 = 1 - s^2$; 长椭球形变 $s \geq 1, e^2 = 1 - s^{-2}$ 。考虑椭球形变后系统的体积能和表面能为 $E_v = E_{v_1} +$

E_{v_2} 和 $E_s = E_{s_1} + E_{s_2}$ 。扁椭球时相对表面能:

$$B_{s_i} = \frac{(1 - e_i^2)^{1/3}}{2} \left[1 + \frac{\arcsin e_i}{e_i(1 - e_i^2)^{1/2}}\right] \quad (32)$$

对于长椭球:

$$B_{s_i} = \frac{(1 + \epsilon_i^2)^{1/3}}{2} \left\{1 + \frac{\ln[\epsilon_i + (1 + \epsilon_i^2)^{1/2}]}{\epsilon_i(1 + \epsilon_i^2)^{1/2}}\right\}, \\ \epsilon_i^2 = s_i^2 - 1 \quad (33)$$

下面给出变形核 i 各自的库仑自能:

$$E_{C, \text{self}} = \frac{3e^2 Z_i^2 B_{C_i}}{5R_i} \quad (34)$$

扁椭球时相对库仑能 B_{C_i} 为

$$B_{C_i} = \frac{(1 - e_i^2)^{1/3}}{2e_i} \ln\left(\frac{1 + e_i}{1 - e_i}\right) \quad (35)$$

长椭球时:

$$B_{C_i} = \frac{(1 + \epsilon_i^2)^{1/3}}{\epsilon_i} \arctan \epsilon_i \quad (36)$$

同时, 变形核之间还存在相互作用库仑能 $E_{C, \text{int}}$:

$$E_{C, \text{int}} = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{r} [s(\lambda_1) + s(\lambda_2) - 1 + S(\lambda_1, \lambda_2)], \\ \lambda_i = \frac{c_i^2 - a_i^2}{r^2} \quad (37)$$

扁椭球时:

$$s(\lambda_i) = \frac{3}{4} \left(\frac{1}{\lambda_i} - \frac{1}{\lambda_i^3}\right) \ln\left(\frac{1 + \lambda_i}{1 - \lambda_i}\right) + \frac{3}{2\lambda_i^2} \quad (38)$$

长椭球时:

$$s(\lambda_i) = \frac{3}{2} \left(\frac{1}{\omega_i} + \frac{1}{\omega_i^3}\right) \arctan \omega_i - \frac{3}{2\omega_i^2}, \omega_i^2 = -\lambda_i^2 \quad (39)$$

$S(\lambda_1, \lambda_2)$ 可以用双重求和表示为

$$S(\lambda_1, \lambda_2) = \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{3}{(2j+1)(2j+3)} \times \\ \frac{3}{(2k+1)(2k+3)} \frac{(2j+2k)!}{(2j)!(2k)!} \lambda_1^{2j} \lambda_2^{2k} \quad (40)$$

2 自发裂变势垒

将分裂面 $Z = Z_v$ 两边看作准子核, 则可以计算出它们各自质心与原点的距离。据此可以做出势能随它们质心之和的变化, 也即势垒。当一体变两体时, 由于 Z_1/A_1 和 Z_2/A_2 的不同, 会导致表面能、体积能、库仑能以及壳修正不连续, 我们让这种不

连续的能量在整个过程中按线性变化，这可看作是核物质的重新排列所造成的影响。图 4 给出了 $^{235}_{92}\text{U}$ 的裂变势垒。从图中可以明显看出，考虑椭球形变可以降低裂变势垒，从而使位垒更加接近实验值。从图 5 中可以看到势垒出现 3 个谷和 3 个峰，这是由于壳修正和亲和能所造成的^[27]。

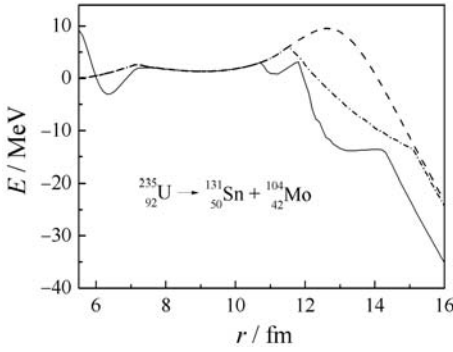


图 4 势能随质心之间距离的变化

实线为考虑椭球形变和壳修正后的势垒，点划线为考虑椭球形变而不考虑壳修正时的势垒，虚线为不考虑椭球形变时的势垒， r 为质心之间的距离。

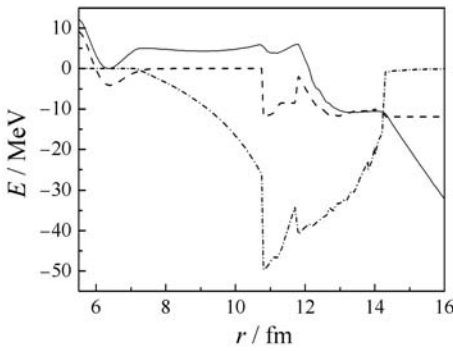


图 5 影响峰谷出现的势能项

实线为总的势能，虚线为壳修正能量，点划线为亲和能。

4 自发裂变半衰期

在自发裂变过程中半衰期 $T_{1/2} = (\ln 2) / \lambda$ ，其中衰变常数定义为 $\lambda = \nu_0 P$ ，碰撞频率 $\nu_0 = 10^{20} \text{ s}^{-1}$ ，采用 WKB 近似，势垒穿透几率 P 为

$$P = \exp \left[- \frac{2}{\hbar} \int_{r_{in}}^{r_{out}} \sqrt{2B(r)(E(r) - E_0)} dr \right], \quad (41)$$

其中，质量惯量

$$B(r) = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \times$$

$$\left[1 + k \exp \left(- \frac{128}{51} (r - R_{sph}) / R_0 \right) \right]^{[28]},$$

而 R_{sph} 为由球形核裂变成两个碎片的质心距离， k 取经验值 14.8。

运用以上理论模型计算的铀系元素自发裂变半衰期与实验值的比较列在表 1 中。

表 1 铀系元素自发裂变半衰期理论计算与实验值^[29]的对比

自发裂变	$T_{1/2}^{Exp.} / \text{s}$	$T_{1/2}^{Cal.} / \text{s}$
$^{232}_{92}\text{U} \rightarrow ^{134}_{52}\text{Te} + ^{98}_{40}\text{Zr}$	2.5×10^{21}	3.1×10^{21}
$^{234}_{92}\text{U} \rightarrow ^{131}_{50}\text{Sn} + ^{103}_{42}\text{Mo}$	4.7×10^{23}	2.2×10^{24}
$^{235}_{92}\text{U} \rightarrow ^{131}_{50}\text{Sn} + ^{104}_{42}\text{Mo}$	3.1×10^{26}	2.1×10^{24}
$^{236}_{92}\text{U} \rightarrow ^{132}_{50}\text{Sn} + ^{104}_{42}\text{Mo}$	7.8×10^{23}	6.6×10^{22}
$^{238}_{92}\text{U} \rightarrow ^{132}_{50}\text{Sn} + ^{106}_{42}\text{Mo}$	2.6×10^{23}	3.1×10^{20}
$^{238}_{94}\text{Pu} \rightarrow ^{130}_{50}\text{Sn} + ^{108}_{44}\text{Ru}$	1.5×10^{18}	1.4×10^{23}
$^{239}_{94}\text{Pu} \rightarrow ^{130}_{50}\text{Sn} + ^{109}_{44}\text{Ru}$	2.5×10^{23}	2.8×10^{22}
$^{240}_{94}\text{Pu} \rightarrow ^{130}_{50}\text{Sn} + ^{110}_{44}\text{Ru}$	3.7×10^{18}	1.4×10^{22}
$^{243}_{95}\text{Am} \rightarrow ^{133}_{51}\text{Sb} + ^{110}_{44}\text{Ru}$	6.3×10^{21}	3.8×10^{19}
$^{243}_{96}\text{Cm} \rightarrow ^{130}_{50}\text{Sn} + ^{113}_{46}\text{Ru}$	1.7×10^{19}	7.4×10^{21}
$^{243}_{96}\text{Cm} \rightarrow ^{122}_{48}\text{Cd} + ^{121}_{48}\text{Cd}$	1.7×10^{19}	1.1×10^{18}
$^{245}_{96}\text{Cm} \rightarrow ^{130}_{50}\text{Sn} + ^{115}_{46}\text{Pd}$	4.4×10^{19}	5.4×10^{19}
$^{248}_{96}\text{Cm} \rightarrow ^{130}_{50}\text{Sn} + ^{118}_{46}\text{Pd}$	1.3×10^{14}	2.6×10^{18}
$^{250}_{98}\text{Cf} \rightarrow ^{125}_{49}\text{In} + ^{125}_{49}\text{In}$	5.2×10^{11}	3.7×10^{11}
$^{250}_{98}\text{Cf} \rightarrow ^{132}_{52}\text{Te} + ^{118}_{46}\text{Pd}$	5.2×10^{11}	1.0×10^{13}
$^{250}_{98}\text{Cf} \rightarrow ^{140}_{55}\text{Cs} + ^{110}_{43}\text{Te}$	5.2×10^{11}	3.7×10^{13}
$^{255}_{99}\text{Es} \rightarrow ^{128}_{50}\text{Sn} + ^{127}_{49}\text{In}$	8.4×10^{10}	3.5×10^5
$^{256}_{100}\text{Fm} \rightarrow ^{128}_{50}\text{Sn} + ^{128}_{50}\text{Sn}$	1.0×10^4	5.7×10^3
$^{256}_{100}\text{Fm} \rightarrow ^{135}_{53}\text{I} + ^{121}_{47}\text{Ag}$	1.0×10^4	1.6×10^4
$^{256}_{102}\text{No} \rightarrow ^{128}_{51}\text{Sb} + ^{128}_{51}\text{Sb}$	1.1×10^2	2.3×10^2
$^{256}_{102}\text{No} \rightarrow ^{140}_{56}\text{Ba} + ^{116}_{46}\text{Pd}$	1.1×10^2	7.5×10^2

首先，注意到总体上理论值与实验值符合得比较好。在运用 WKB 近似方法计算半衰期时，裂变势垒的形状决定了自发裂变的半衰期。由于 GLDM 考虑了精确的核半径、质量和电荷的不对称性、亲和力和、椭球形变以及微观壳修正贡献，可以较好地用于研究重核的自发裂变性质。从表 1 可以看出，对 U 元素的 5 个同位素 ($^{232}_{92}\text{U}$, $^{234-236}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$) 中， $^{232}_{92}\text{U}$ 理论计算与实验值符合非常好。对 $^{235}_{92}\text{U}$ 和 $^{236}_{92}\text{U}$ 3 个核素，理论计算的自发裂变半衰期比实验值小 1 到 3 个数量级。对 $^{239}_{94}\text{Pu}$ ，理论计算与实验符

合很好,但对其它 2 个同位素($^{238-240}_{94}\text{Pu}$),计算结果比实验值大 4 到 5 个数量级,这与 U 的情况很不相同,值得进一步深入研究。 $^{243}_{95}\text{Am}$ 是一种非常重要的放射性核素,理论计算的自发裂变半衰期与实验值符合较好,有助于进一步研究自发裂变与其它衰变道(如 α 衰变)的竞争。 $^{243}_{96}\text{Cm}$ 有 2 种自发裂变道,裂变产物分别为 $^{130}_{50}\text{Sb}$ 和 $^{113}_{46}\text{Ru}$ 以及 $^{122}_{48}\text{Cd}$ 和 $^{121}_{48}\text{Cd}$,前者为非对称自发裂变,理论计算结果比实验值大 2 个数量级;后者为对称自发裂变,理论计算比实验值小 1 个数量级。说明裂变道不同时,当前理论方法的计算结果与实验值的偏差趋势并不一致,这对将来预测未知裂变道原子核的自发裂变半衰期是一个不小的挑战!对 $^{245}_{96}\text{Cm}$,理论值与实验值几乎完全符合,而比其多 3 个中子的 $^{248}_{96}\text{Cm}$,理论计算结果比实验值大 4 个数量级,说明随同位旋非对称度增加,理论计算偏离实验值增大,在进一步更为精确的原子核自发裂变性质的研究中,应该考虑对称能的贡献。对 $^{250}_{98}\text{Cf}$ 的 3 个裂变道,对称裂变情况理论计算与实验值完全符合,非对称裂变理论计算比实验值大近 2 个数量级,表明当前使用的理论模型对对称自发裂变的半衰期能给出准确的计算结果。理论计算的 $^{255}_{99}\text{Es}$ 的自发裂变半衰期与实验值的偏差达到了 5 个数量级,是表 1 中理论计算结果与实验偏差最大的情况,充分表明当前理论模型还需要进一步改进,需要考虑对能的贡献以及微观质量张量、核子间的摩擦等物理因素的影响。对于表 1 中最重的核素 $^{256}_{100}\text{Fm}$ 和 $^{256}_{100}\text{No}$,无论是对称还是非对称自发裂变,理论计算与实验结果都非常一致,这表明考虑微观壳修正效应后的 GLDM 结合 WKB 近似可以对重核甚至超重核的自发裂变性性质给出准确的预言,进一步考虑其它衰变道,主要是 α 衰变^[30]与最近开始探索的超重核的重离子放射性^[31],因为当前实验合成的超重核大多在同位素链的丰质子区域^[32-33],所以可能还会有质子放射性。仔细考虑重核与超重核的这些衰变道后,可对超重核的半衰期给出准确计算,从而有利于超重核稳定岛的探索。

5 结论与展望

GLDM 通过准分子形状机制可以较好地描述自发裂变过程中所形成的很窄、很深的脖子,而脖子的描述和形状演化过程对于正确描述自发裂变是非常重要的。椭球形变的引入更加符合超重核的形

变,并且直接导致裂变位垒降低几 MeV,得到的自发裂变半衰期更加符合实验值。微观壳修正的引入,使得 GLDM 再现了铀系区原子核的多峰势垒。理论计算的铀系区原子核自发裂变半衰期与实验值符合得很好。所以,在 GLDM 基础上考虑椭圆形变并引入微观壳修正的贡献,对于研究原子核裂变、熔合反应、团簇发射和 α 衰变等物理过程都是非常重要的,这为预言重核以及超重核衰变性质提供了良好的理论依据。

致谢 作者之一张鸿飞非常感谢中国科学院理论物理研究所赵恩广、中国原子能科学研究院马中玉和陈宝秋 3 位研究员有益的讨论;感谢法国南特大学 G. Royer 教授多年的友好合作与热情帮助。

参考文献 (References):

- [1] HAHN O, STRASSMANN F. *Naturwissenschaften*, 1939, **27**: 11.
- [2] BOHR N, WHEELER J A. *Phys Rev*, 1939, **56**: 426.
- [3] CHEN Xinyi, HU Jimin. *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 1989, **13**: 380(in Chinese).
(陈信义, 胡济民. *高能物理与核物理*, 1989, **13**: 380.)
- [4] CHEN Xinyi, HU Jimin. *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 1991, **15**: 279(in Chinese).
(陈信义, 胡济民. *高能物理与核物理*, 1991, **15**: 279.)
- [5] DAI Guangxi, BOCK R, GOBBI A, *et al.* *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 1985, **9**: 4(in Chinese)
(戴光曦, R. 玻克, A. 郭比, 等. *高能物理与核物理*, 1985, **9**: 4.)
- [6] DAI Guangxi, WANG Zhengda. *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 1985, **9**: 622(in Chinese).
(戴光曦, 王正大. *高能物理与核物理*, 1985, **9**: 622.)
- [7] WANG Zhengda, LI Junqing, DAI Guangxi. *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 1986, **10**: 108(in Chinese).
(王正大, 李君清, 戴光曦. *高能物理与核物理*, 1986, **10**: 108.)
- [8] DAI Guangxi, LIU Ximing, LIU guoxing. *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 1987, **11**: 515(in Chinese).
(戴光曦, 刘希明, 刘国兴. *高能物理与核物理*, 1987, **11**: 515.)
- [9] DAI Guangxi. *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 1995, **19**: 447 (in Chinese).
(戴光曦. *高能物理与核物理*, 1995, **19**: 447.)
- [10] BURVENICH T, BENDER M, MARUHN J A, *et al.* *Phys Rev C*, 2004, **69**: 014307.
- [11] MÖLLER P, SIERK A J, IWAMOTO A. *Phys Rev Lett*, 2004, **92**: 072501.

- [12] WU X Z, GU J Z, ZHUO Y Z, *et al.* Phys Rev Lett, 1997, **79**: 4542.
- [13] XU C, REN Z Z, GUO Y Q. Phys Rev C, 2008, **78**: 044329.
- [14] ROYER G, REMAUD B. J Phys G, 1982, **8**: L159.
- [15] ROYER G, REMAUD B. Nucl Phys A, 1985, **444**: 477.
- [16] ROYER G. J Phys G, 2000, **26**: 1149.
- [17] ROYER G, MOUSTABCHIR R. Nucl Phys A, 2001, **683**: 182.
- [18] CHEN B Q, MA Z Y, ZHU Z Y, *et al.* C P L, 2005, **22**: 302.
- [19] ZHANG H F, WANG Y J, DONG J M, *et al.* J Phys G, 2010, **37**: 085107; ZHANG H F, WANG Y J, DONG J M, *et al.* Science in China Series G, 2009, **52**: 1536.
- [20] WANG Y Z, ZHANG H F, DONG J M, *et al.* Phys Rev C, 2009, **79**: 014316.
- [21] ZHANG H F, DONG J M, ROYER G, *et al.* Phys Rev C, 2009, **80**: 037307; ZHANG H F, ROYER G. Phys Rev C, 2008, **77**: 054318.
- [22] ZHANG H F, ROYER G, LI J Q. Phys Rev C, 2011, **84**: 027303.
- [23] WILLIAM D M, WLADYSLAW J S. Nuclear Physics, 1966, **81**: 1.
- [24] WANG N, LIU M, WU X Z. Phys Rev C, 2010, **81**: 044322; WANG N, LIANG Z Y, LIU M, *et al.* Phys Rev C, 2010, **82**: 044304.
- [25] LIANG Zuoying, LIU Junhua, LIU Min, *et al.* Nuclear Physics Review, 2011, **28**(3): 257 (in Chinese). (梁祚楹, 刘俊华, 刘敏, 等. 原子核物理评论. 2011, **28**(3): 257.)
- [26] ROYER G, PILLER C. J Phys G, 1992, **18**: 1805.
- [27] BONILLA C, ROYER G. Acta Physica Hungarica A, 2006, **25**: 11.
- [28] MÖLLER P, NIX J R. Physical Review Letters, 1976, **37**: 22.
- [29] WAGEMANS C. The nuclear fission process. Boca Raton: CRC, 1991.
- [30] PEI J C, XU F R, LIN Z J, *et al.* Phys Rev, 2007, **76**: 044326.
- [31] POENARU D N, GHERGHESCU R A, GREINER W. Phys Rev Lett, 2011, **107**: 062503.
- [32] HOFMANN S, MUNZENBERG G. Rev Mod Phys, 2000, **72**: 733.
- [33] OGANESSIAN Yu Ts, ABDULLIN F Sh, BAILEY P D, *et al.* Phys Rev Lett, 2010, **104**: 142502.

Theoretical Study on Spontaneous Fission of Actinides

HU Bai-shan¹, ZHANG Hong-fei¹, LI Jun-qing^{1,2}

(1. School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China;

2. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

Abstract: The spontaneous fission half-lives of the actinides are calculated by the WKB approximation and the potential barriers are constructed by a General Liquid Drop Model (GLDM) including the proximity energy, the mass and charge asymmetry, and an accurate nucleus radius. The microscopic shell correction which plays a key role for the spontaneous fission barrier is considered for the first time. The two-parameter quasi-molecular shape and the proximity are described in details within the GLDM. The effects of the microscopic shell correction and proximity energy for fission barrier are discussed separately. The calculated spontaneous fission half-lives for the actinides reasonably accord with the experimental data, implying the present GLDM combined with the microscopic shell correction can be used to study the spontaneous fission properties of heavy nuclei successfully.

Key words: spontaneous fission; general liquid drop model; Strutinsky shell correction; actinide nucleus

Received date: 11 Nov. 2011; **Revised date:** 22 Dec. 2011

Foundation item: Chun-Tsung Endowment; National Natural Science Foundation of China(10775061, 10975064, 11175074); Knowledge Innovative Project of Chinese Academy of Science(KJCX3-SYW-N2); Fundamental Research Funds for central University(lzujbky-2012-5)

Corresponding author: ZHANG Hong-fei, E-mail: zhanghongfei@lzu.edu.cn