

$Z = 118$ — 120 超重核 α 衰变性质的研究*

邢凤竹¹⁾²⁾³⁾ 乐先凯¹⁾ 王楠^{1)†} 王艳召^{2)3)‡}

1) (深圳大学物理与光电工程学院, 深圳 518060)

2) (石家庄铁道大学数理系, 石家庄 050043)

3) (石家庄铁道大学应用物理研究所, 石家庄 050043)

(2024年6月30日收到; 2025年3月27日收到修改稿)

本文通过考虑原子核的形变效应和引入 α 粒子预形成因子的解析表达式对统一裂变模型 (unified fission model, UFM) 进行改进. 通过考虑原子核形变效应得到了改进的 UFM (improved UFM-1, IMUFM1), 在 IMUFM1 基础上引入 α 粒子预形成因子的解析表达式得到了进一步改进的 UFM (improved UFM-2, IMUFM2). 利用 UFM, IMUFM1 和 IMUFM2 三个版本分别对 $Z \geq 92$ 重核和超重核的 α 衰变半衰期进行了系统地计算. 通过计算理论值和实验值之间的平均偏差和标准偏差, 发现 IMUFM1 的精度比 UFM 的精度仅提高了 2.45%, 而 IMUFM2 的精度却提高了 32.09%. 接着, 通过有限力程小液滴模型 (finite-range Droplet model-2012, FRDM2012), Weizsäcker-Skyrme-4 (WS4) 和 Koura-Tachibana-Uno-Yamada (KTUY) 3 种质量模型分别提取了 $Z = 118$ — 120 同位素链的 α 衰变能, 并利用 IMUFM1 和 IMUFM2 计算了相应的 α 衰变半衰期. 通过观察半衰期随同位素链的演化, 发现不同质量模型预言的演化趋势是一致的, 而且在 $N = 178$ 和 $N = 184$ 处会出现转折点, 但不同的质量模型预言的 α 衰变半衰期会出现数量级的差异. 另外, 通过讨论 α 衰变和自发裂变之间的竞争, 发现 $N < 186$ 质量核区的超重核以 α 衰变为主. 最后, 结合上述 3 种核质量模型, 利用 IMUFM1 和 IMUFM2 讨论了 ^{296}Og , $^{297}\text{119}$ 和 $^{298}\text{120}$ α 衰变链的衰变模式, 发现 WS4 和 KTUY 两种质量模型的预言结果与实验结果一致. 尽管 FRDM2012 质量模型预言的 ^{288}Fl , ^{285}Nh 和 ^{286}Fl 的衰变模式与实验结果有所差别, 但对于 ^{288}Fl , IMUFM2 的预言结果比 IMUFM1 更符合实验测量结果, 再次验证了 IMUFM2 的合理性和可靠性. 上述研究结果可为将来实验鉴别新核素提供理论依据.

关键词: 超重核, 统一裂变模型, α 衰变, 自发裂变**PACS:** 23.60.+e, 21.10.Tg, 25.85.Ca**DOI:** 10.7498/aps.74.20240907**CSTR:** 32037.14.aps.74.20240907

1 引言

近年来, 核实验学家利用“冷融合反应”和“热熔合反应”合成了 $Z = 107$ — 118 号元素以及一系列同位素^[1-8]. 目前, 实验上合成的最重原子核是 ^{294}Og ^[6-8]. 元素周期表的第七周期已经被填满, 合

成 119, 120 号元素成为核物理领域的下一个目标. 核实验学家已经利用热熔合反应对合成 119, 120 号元素开展了探索工作^[9,10]. 另外, 研究者们也发展了一系列的理论模型对合成 $Z = 119, 120$ 新核素的截面进行系统研究^[11-14]. 但由于靶材料的选择范围有限, 合成 119, 120 号元素仍然面临很多挑战. 人工合成的超重核往往不稳定, 会发生 α 衰

* 国家自然科学基金 (批准号: 12175151) 和广东省基础与应用基础研究重大项目 (批准号: 2021B0301030006) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangnan@szu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: yanzhao09@126.com

变或者自发裂变. 其中, α 衰变已经发展成为鉴别新元素或新核素的有力工具之一. 实验上通过探测超重核 α 衰变链的半衰期来识别是否产生新核素^[15-19]. 研究超重核的 α 衰变半衰期除了能够鉴别新核素外, 还可以从中提取一些核结构信息. 因此, 理论研究 $Z = 119, 120$ 超重核的 α 衰变性质也是研究者们非常关注的课题之一.

20 世纪 20 年代, Gamow^[20], Gurney 和 Condon^[21] 的研究均将 α 衰变现象成功地解释为量子隧穿效应. 之后, 基于量子隧穿效应, 研究者们发展了很多理论模型用于 α 衰变半衰期的研究^[22-31], 比如双中心壳模型^[24]、结团模型^[25] 和液滴模型^[26-28] 等. 此外, 还发展了一系列的经验公式用于计算超重核的 α 衰变半衰期^[32-40]. 这些模型和经验公式不同程度地再现了超重核 α 衰变半衰期的实验数据. 1989 年, Malik 和 Gupts^[22] 通过在相互作用势中加入亲和势用于研究结团放射的半衰期. 之后, 该模型被广泛地用于 α 衰变、单质子和双质子发射半衰期的研究^[41-47]. 研究者们将该模型称为 UFM^[44-47] 或者库仑亲和势模型 (Coulomb and proximity potential model, CPPM)^[48-50]. 由于超重核一般具有四极形变或者更高阶形变, 较大的形变可能影响裂变位垒的高度, 从而影响原子核的半衰期. 因此, 利用 UFM 模型研究超重核的 α 衰变半衰期时有必要考虑原子核的形变效应. 另一方面, 相关研究表明预形成因子对 α 衰变半衰期的计算有着重要影响, 并且在模型中引入解析的预形成因子表达式有助于提高模型的计算精度^[51-59]. 因此, 本文的研究动机之一就是在 UFM 模型^[44-47] 中考虑原子核的四极形变, 研究形变效应对超重核 α 衰变半衰期的影响. 接着, 在考虑形变的 UFM 模型中引入预形成因子的解析表达式, 以期提高模型的计算精度.

近些年来, 相关研究预言 $N = 178$ 是超重核区新的中子幻数^[60-62], 并且 $N = 178$ 附近超重核的合成、结构和衰变性质的研究引起了人们的广泛关注^[63-68]. Brewer 和其合作者曾尝试利用 ^{48}Ca 束流轰击 $^{249-251}\text{Cf}$ 靶核来合成超重核 ^{296}Og ^[63]. Bao 等^[64] 利用双核模型对合成 ^{296}Og 的可能性进行了理论分析. 还有研究者讨论了 $N = 178$ 超重核的 α 衰变和结团放射等^[65-68]. 因此, 将改进后的 UFM 模型推广至 $Z = 118-120$ 超重核 α 衰变性质的研究具有重要的科学意义, 这是本文的第 2 个研究动机.

本文安排如下: 第 2 节对本文所使用的理论模

型进行简单介绍; 第 3 节是计算结果与讨论; 最后是对本文的总结.

2 模型简介

基于量子隧穿的 α 衰变过程, 其半衰期可由 (1) 式给出:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}, \quad (1)$$

式中, $\lambda = \nu_0 P$ 为 α 衰变常数, 其中 ν_0 和 P 分别为 α 粒子碰撞位垒的频率和穿透位垒的概率. 一般 ν_0 可由经典方法计算得到:

$$\nu_0 = \frac{1}{2R_p} \sqrt{\frac{2E_\alpha}{M_\alpha}}, \quad (2)$$

式中, R_p , E_α 和 M_α 分别为母核的电荷半径、 α 粒子的动能和质量. 穿透概率 P 通常可利用 WKB 近似方法得到:

$$P = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} \sqrt{2\mu(V(r) - Q_\alpha)} dr \right], \quad (3)$$

式中, $\mu = A_d A_\alpha / (A_d + A_\alpha)$ 表示发射粒子和子核的约化质量, R_{in} 和 R_{out} 分别为穿透位垒的入射点和出射点, 由 $V(R_{\text{in}}) = V(R_{\text{out}}) = Q_\alpha$ 给出. $V(r)$ 为体系的核-核相互作用势, 包含库仑势、离心势和亲和势:

$$V(r) = V_C(r) + V_l(r) + V_p(r), \quad (4)$$

其中, 离心势 $V_l(r) = l(l+1)\hbar^2 / (2\mu r^2)$. 在之前的研究中^[44-47], 核-核相互作用势使用的是球形的库仑势和 1977 年 Blocki 等^[69] 提出的亲和势. 除了 1977 年版本的亲和势外, 研究者们还提出了很多其他形式的亲和势, 比如 Bass 版本的亲和势^[70-72], 参数化的 Woods-Saxon 势^[73,74] 等. 由于重核和超重核一般都具有轴对称形变性质. 为了在核势中引入原子核的四极形变, 本文的库仑势 $V_C(r)$ 和亲和势 $V_p(r)$ 分别采用形变的库仑势和形变的 Woods-Saxon 势, 其表达式分别为^[75]

$$V_C(r, \beta, \theta) = \begin{cases} \frac{Z_d Z_\alpha e^2}{2\bar{R}_p} \left(3 - \frac{r}{\bar{R}_p} \right), & r \leq \bar{R}_p, \\ \frac{Z_d Z_\alpha e^2}{r} \left\{ 1 + \frac{1}{r^2} \left[\sqrt{\frac{9}{20\pi}} \bar{R}_d^2 \beta_2^d P_2(\cos \theta) \right. \right. \\ \left. \left. + \sqrt{\frac{3}{7\pi}} \bar{R}_d^2 (\beta_2^d P_2(\cos \theta))^2 \right] \right\}, & r > \bar{R}_p, \end{cases} \quad (5)$$

$$V_p(r, \beta, \theta) = -V_0 / \left[1 + \exp\left(\frac{r - \bar{R}_p}{a}\right) \right], \quad (6)$$

(5) 式中 $\bar{R}_{p(d)}$ 表示具有四极形变的母核或者子核的电荷半径, $\beta_2^{p(d)}$ 表示母核或子核的四极形变参数, $P_2(\cos \theta)$ 为勒让德多项式. (6) 式中 V_0 和 a 分别表示 Woods-Saxon 势阱的深度和弥散参数, 其值分别取为 80 MeV 和 0.68 fm. 本文中 α 粒子的电荷半径取为 1.6755 fm, 当不考虑原子核的四极形变时, 母核和子核的球形电荷半径可采用以下形式^[40]:

$$R_{p(d)} = 1.5579 \times \left(1 + 0.0838 \frac{N_{p(d)} - Z_{p(d)}}{Z_{p(d)}} + 1.0652 \frac{1}{Z_{p(d)}} \right) Z_{p(d)}^{1/3}. \quad (7)$$

考虑原子核的四极形变后, 母核和子核的电荷半径可定义为

$$\bar{R}_{p(d)} = R_{p(d)} \left[1 + \sum_{\lambda \geq 2} \beta_\lambda \sqrt{\frac{2\lambda + 1}{4\pi}} P_\lambda(\cos \theta) \right]. \quad (8)$$

由于本文只考虑原子核的四极形变效应, 因此, 这里 λ 的取值为 2. 这里需要注意的是考虑原子核的四极形变后, 利用 (2) 式计算碰撞频率时母核的电荷半径也要使用形变的电荷半径. 从 (8) 式可以看到, 将原子核的四极形变取为 0 时, 即不考虑原子核的四极形变, 形变的电荷半径可退化为球形的电荷半径, 从而使 (5) 式和 (6) 式中形变的核-核相互作用势退化成球形的核-核相互作用势. 为了观察原子核的形变是否会影响 α 衰变半衰期, 本文将不包含原子核四极形变的版本称为 UFM, 而考虑原子核四极形变的版本称为 IMUFM1.

为了在 IMUFM1 版本中引入预形成因子, 衰变常数可改写成 $\lambda = \nu_0 P S_\alpha$. 其中预形成因子 S_α 对数形式的解析表达式可采用以下形式^[51-53]:

$$\log_{10} S_\alpha = a + b(Z - Z_{c1})(Z_{c2} - Z) + c(N - N_{c1})(N_{c2} - N) + dA. \quad (9)$$

其中, Z_{c1} 和 Z_{c2} 表示与母核质子数相邻的两个质子幻数, 即 $Z_{c1} \leq Z \leq Z_{c2}$. 同样, N_{c1} 和 N_{c2} 表示与母核中子数相邻的两个中子幻数, 即 $N_{c1} \leq N \leq N_{c2}$. 由于本文的研究对象为重核和超重核区, 因此, (9) 式可进一步写成以下形式:

$$\log_{10} S_\alpha = \begin{cases} a + b(Z - 82) + c(N - 152) + dA, & N > 152, \\ a + b(Z - 82) + c(N - 126)(152 - N) + dA, & 126 < N < 152, \end{cases} \quad (10)$$

其中, 系数 a , b , c 和 d 可通过拟合 $Z \geq 92$ 重核和超重核的 α 衰变半衰期的实验数据得到. 由于偶-偶原子核的特殊性, 在拟合参数时将数据集分为偶-偶数据集和其他 (包含偶-奇, 奇-偶和奇-奇) 数据集, 其值列于表 1. 这里将包含预形成因子 S_α 的版本称为 IMUFM2.

表 1 (10) 式的拟合系数
Table 1. The fitting parameters of Eq. (10).

系数	偶-偶		其他	
	$126 < N < 152$	$N > 152$	$126 < N < 152$	$N > 152$
a	-0.3583	0	5.2940	0
b	0.0298	-0.0099	0.0388	-0.0606
c	0.0022	0.0382	8.7843×10^{-4}	0.0214
d	0.0017	0.0102	-0.0241	0.0042

3 计算结果与讨论

首先利用 UFM, IMUFM1 和 IMUFM2 三个版本分别计算了 $Z \geq 92$ 重核和超重核的 α 衰变半衰期. 为了直观地观察计算结果与实验数据之间的差异, 分别计算了实验值与 3 种模型的理论值之间的比率 ($r = T_{1/2}^{\text{Expt.}} / T_{1/2}^{\text{Cal.}}$). 一般情况下, 如果 $\log_{10} r$ ($\log_{10} r = \log_{10} T_{1/2}^{\text{Expt.}} - \log_{10} T_{1/2}^{\text{Cal.}}$) 值落在 -1 和 1 之间, 则认为理论计算与实验数据符合较好. 其中 $T_{1/2}^{\text{Expt.}}$ 和 $T_{1/2}^{\text{Cal.}}$ 分别表示 α 衰变的实验半衰期和理

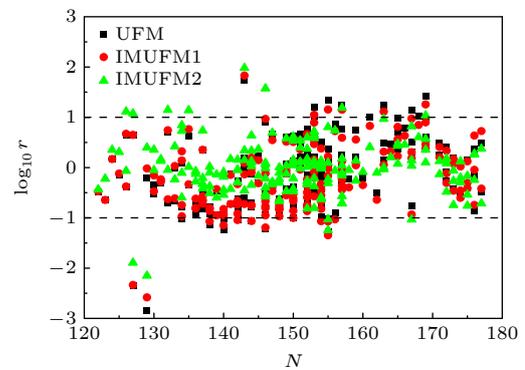


图 1 $\log_{10} r$ 值随中子数 N 的演化

Fig. 1. The values of $\log_{10} r$ as functions of the neutron number N .

论半衰期. 在计算中 α 粒子带走的最小轨道角动量 l 根据自旋宇称选择定则来确定. α 衰变能 Q_α 取自 AME2020 质量表 [76], $T_{1/2}^{\text{Expt.}}$ 和原子核的自旋宇称取自 NUBASE2020 质量表 [77]. 图 1 所示为 UFM, IMUFM1 和 IMUFM2 三个版本的 $\log_{10} r$ 值随中子数 N 的变化. 从图 1 可以看到, 绝大部分的 $\log_{10} r$ 值均落在 -1 到 1 之间, 说明即便不考虑原子核的四极形变和预形成因子, UFM 模型也能较好地再现重核和超重核的 α 衰变半衰期的实验数据. 比较 UFM, IMUFM1 和 IMUFM2 的计算结果, 发现 UFM 和 IMUFM1 的计算结果比较接近, 而 IMUFM2 的计算结果更加接近于 0, 这表明 IMUFM2 的精度有了明显的提高.

为了进一步定量研究模型精度, 利用 (11) 式和 (12) 式计算了理论值与实验值之间的平均偏差和标准偏差:

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left| \log_{10} T_{1/2}^{\text{Cal.}} - \log_{10} T_{1/2}^{\text{Expt.}} \right|, \quad (11)$$

$$\sqrt{\sigma^2} = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\log_{10} T_{1/2}^{\text{Cal.}} - \log_{10} T_{1/2}^{\text{Expt.}})^2 \right]^{1/2}, \quad (12)$$

其中, n 表示发生 α 衰变的事件总数. 利用 UFM, IMUFM1 和 IMUFM2 计算的 $\bar{\sigma}$ 和 $\sqrt{\sigma^2}$ 值分别列在表 2 中. 通过观察表 2 总体数据的 $\bar{\sigma}$ 值, 发现考虑原子核的形变效应后, $\bar{\sigma}$ 值从 0.5760 减小到 0.5619, 而考虑预形成因子后 $\bar{\sigma}$ 值会进一步减小到 0.3816. 说明在模型中考虑原子核的形变效应有利

于提高模型的精度, 如果引入 α 粒子预形成因子会使模型的精度进一步提高 32.09%. 为了解释原子核的形变效应对半衰期的影响, 图 2 展示了 ^{294}Og 发生 α 衰变过程的核-核相互作用势. 图 2 中黑色实线对应的是未考虑原子核形变效应的情况, 蓝色实线为考虑原子核的形变效应的情况, 从中可以看到原子核的形变效应会使穿透位垒降低, 进而影响穿透概率. 同时, 从图 2 也可以看到, 原子核的形变效应对核-核相互作用势的影响是微弱的, 这也解释了表 2 中 IMUFM1 的精度仅仅比 UFM 的精度提高了 2.45%.

为了检验模型的可靠性以及能否将改进后的模型推广至研究 $Z = 118-120$ 超重核的 α 衰变性质, 表 3 比较了 $Z \geq 110$ 超重原子核 α 衰变半衰期的实验值和利用 UFM, IMUFM1 和 IMUFM2 三个

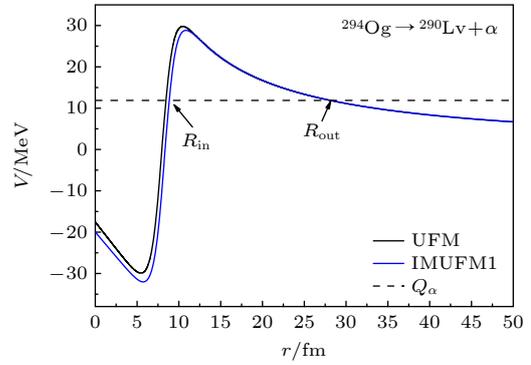


图 2 ^{294}Og 发生 α 衰变时的核-核相互作用势

Fig. 2. The nuclear-nuclear interaction potential in α decay of ^{294}Og .

表 2 $Z \geq 92$ 重核和超重核 α 衰变半衰期的理论值与实验值之间的平均偏差 $\bar{\sigma}$ 和标准偏差 $\sqrt{\sigma^2}$

Table 2. The average deviation $\bar{\sigma}$ and the standard deviation $\sqrt{\sigma^2}$ between the calculated ones and the experimental data of the heavy and superheavy nuclei with $Z \geq 92$.

模型	$\bar{\sigma}$			$\sqrt{\sigma^2}$		
	总值($n = 178$)	偶-偶($n = 56$)	其他($n = 122$)	总值($n = 178$)	偶-偶($n = 56$)	其他($n = 122$)
UFM	0.5760	0.6617	0.5367	0.7066	0.7292	0.6960
IMUFM1	0.5619	0.6822	0.5067	0.6855	0.7434	0.6572
IMUFM2	0.3816	0.2232	0.4544	0.5320	0.3390	0.6002

表 3 $Z \geq 110$ 超重核 α 衰变半衰期的实验值与理论值, 其中 Q_α 值取自于文献 [76], 实验半衰期和原子核的自旋宇称取自文献 [77]

Table 3. The experimental and calculated α decay half-lives of superheavy nuclei with $Z \geq 110$. Here the Q_α values taken from Ref. [76], and the experimental α decay half-lives and the nuclear spin parity taken from Ref. [77], respectively.

母核	子核	Q_α/MeV	J_i^π	J_j^π	l	$\log_{10} T_{1/2}^{\text{Expt.}}/\text{s}$	$\log_{10} T_{1/2}^{\text{Cal.}}/\text{s}$		
							UFM	IMUFM1	IMUFM2
^{267}Ds	^{263}Hs	11.78	$3/2^+\#$	$3/2^+\#$	0	-5.00	-4.956	-4.764	-4.295
^{269}Ds	^{265}Hs	11.51	—	$3/2^+\#$	0	-3.638	-4.384	-4.194	-3.777
^{270}Ds	^{266}Hs	11.117	0^+	0^+	0	-3.688	-3.479	-3.340	-3.602

表 3 (续) $Z \geq 110$ 超重核 α 衰变半衰期的实验值与理论值, 其中 Q_α 值取自于文献 [76], 实验半衰期和原子核的自旋宇称取自文献 [77]

Table 3 (continued). The experimental and calculated α decay half-lives of superheavy nuclei with $Z \geq 110$. Here the Q_α values taken from Ref. [76], and the experimental α decay half-lives and the nuclear spin parity taken from Ref. [77], respectively.

母核	子核	Q_α/MeV	J_i^π	J_j^π	l	$\log_{10} T_{1/2}^{\text{Expt.}}/\text{s}$	$\log_{10} T_{1/2}^{\text{Cal.}}/\text{s}$		
							UFM	IMUFM1	IMUFM2
^{273}Ds	^{269}Hs	11.37	—	$9/2^+\#$	0	-3.620	-4.105	-3.934	-3.620
^{272}Rg	^{268}Mt	11.197	—	—	0	-2.377	-3.377	-3.205	-2.783
^{278}Rg	^{274}Mt	10.85	—	—	0	-2.097	-2.596	-2.403	-2.134
^{279}Rg	^{275}Mt	10.53	—	—	0	-0.77	-1.794	-1.616	-1.373
^{280}Rg	^{276}Mt	10.149	—	—	0	0.633	-0.786	-0.623	-0.405
^{277}Cn	^{273}Ds	11.62	—	—	0	-3.102	-4.095	-3.910	-3.534
^{281}Cn	^{277}Ds	10.43	—	—	0	-0.745	-1.212	-1.121	-0.847
^{282}Nh	^{278}Rg	10.78	—	—	0	-0.854	-1.800	-1.753	-1.422
^{284}Nh	^{280}Rg	10.28	—	—	0	-0.013	-0.492	-0.422	-0.142
^{285}Nh	^{281}Rg	10.01	—	—	0	0.663	0.258	0.328	0.581
^{286}Nh	^{282}Rg	9.79	—	—	0	1.079	0.891	0.911	1.139
^{285}Fl	^{281}Cn	10.56	—	—	0	-0.678	-0.932	-0.883	-0.547
^{286}Fl	^{282}Cn	10.36	0^+	0^+	0	-0.657	-0.390	-0.351	-0.836
^{287}Fl	^{283}Cn	10.17	0^+	—	0	-0.292	0.130	0.168	0.453
^{288}Fl	^{284}Cn	10.076	0^+	0^+	0	-0.185	0.386	0.272	-0.309
^{289}Fl	^{285}Cn	9.95	—	—	0	0.322	0.731	0.627	0.860
^{287}Mc	^{283}Nh	10.76	—	—	0	-1.222	-1.140	-1.107	-0.741
^{288}Mc	^{284}Nh	10.65	—	—	0	-0.752	-0.861	-0.828	-0.487
^{289}Mc	^{285}Nh	10.49	—	—	0	-0.387	-0.442	-0.408	-0.093
^{290}Mc	^{286}Nh	10.41	—	—	0	-0.076	-0.232	-0.200	0.090
^{290}Lv	^{286}Fl	11	0^+	0^+	0	-2.046	-1.458	-1.444	-1.846
^{291}Lv	^{287}Fl	10.89	—	—	0	-1.585	-1.186	-1.172	-0.826
^{292}Lv	^{288}Fl	10.791	0^+	0^+	0	-1.796	-0.940	-1.052	-1.551
^{293}Lv	^{289}Fl	10.68	—	—	0	-1.155	-0.667	-0.737	-0.442
^{293}Ts	^{289}Mc	11.32	—	—	0	-1.602	-1.973	-2.238	-1.861
^{294}Ts	^{290}Mc	11.18	—	—	0	-1.155	-1.636	-1.881	-1.530
^{294}Og	^{290}Lv	11.87	0^+	0^+	0	-3.155	-2.985	-3.110	-3.430

版本计算的理论值. 从表 3 可以看到, 在一定误差范围内, 3 个版本可以不同程度地再现实验数据. 对于表 3 中大多数的超重核, IMUFM1 和 IMUFM2 的预言能力优于 UFM, 并且利用 IMUFM2 计算的理论值更接近于实验数据. 因此, 在考虑原子核形变效应的基础之上, 引入预形成因子是必要的.

我们知道 α 衰变半衰期对 Q_α 值的依赖非常敏感. 然而, 大部分超重核的 α 衰变能是未知的. 所以, 研究者们通常利用原子核的质量来获取 Q_α 值, 即 $Q_\alpha = M_p - M_d - M_\alpha$, 其中 $M_{p,d,\alpha}$ 表示母核或者子核或者 α 粒子的质量过剩. 因此, 可靠的质量模型对于精确预言超重核的 α 衰变半衰期非常关键. 截止到目前, 人们已经发展了多种核质量模型 [78–85], 而

且这些质量模型能够不同程度地再现重核和超重核的 Q_α 值的实验数据 [86]. 本文利用 FRDM2012 [79], WS4 [80] 和 KTUY [81] 三种质量模型分别提取了 $Z = 118–120$ 同位素链的 Q_α 值. 由于 IMUFM2 是在 IMUFM1 的基础上改进的, 并且 IMUFM2 的总体精度较高, 所以表 4 仅列出了 IMUFM2 的预言结果. 目前, 实验上仅测量了 ^{294}Og 的 Q_α 值和对数半衰期, 其值分别为 11.87 MeV 和 -3.155 s. 从表 4 可以看到, 利用 FRDM2012, WS4 和 KTUY 三种质量模型提取的 Q_α 值分别为 12.365, 12.198 和 11.165 MeV, 对应的 α 衰变半衰期分别为 -4.382, -4.017 和 -1.571 s. 由于利用 WS4 质量模型提取的 Q_α 值更接近于实验值, 导致该质量模型预言的

α 衰变半衰期与实验数据更符合. 另外, 不同的质量模型预言的 Q_α 值会存在差异, 进而导致预言的半衰期出现数量级的差别.

除了 α 衰变, 自发裂变 (spontaneous fission, SF) 是超重核另外一种重要衰变模式. 超重核的稳定性往往取决于这两种衰变模式的竞争. 由于自发裂变具有更加复杂的物理机制, 所以准确地描述

自发裂变的物理过程就变得异常困难. 1955 年, Swiatecki^[87] 考虑原子核自发裂变的随机性以及壳层结构对半衰期的影响等物理因素, 通过拟合自发裂变半衰期的实验数据提出一个经验公式. 之后, 研究者们在此基础上提出了很多改进的版本^[88-90]. 为了讨论 $Z = 118-120$ 同位素链上原子核的 α 衰变与自发裂变的竞争, 本文利用考虑同位旋效应和

表 4 利用 IMUFM2 预言的 $Z = 118-120$ 同位素链 α 衰变半衰期, Q_α 值分别取自 FRDM2012^[79], WS4^[80] 和 KTUY^[81] 质量模型

Table 4. The predicted α decay half-lives of superheavy nuclei with $Z = 118-120$ isotopes within the IMUFM2 by inputting the Q_α values that extracted from FRDM2012^[79], WS4^[80], and KTUY^[81] mass tables, respectively.

母核	FRDM2012		WS4		KTUY	
	Q_α/MeV	$\log_{10} T_{1/2}^{\text{Cal.}}/\text{s}$	Q_α/MeV	$\log_{10} T_{1/2}^{\text{Cal.}}/\text{s}$	Q_α/MeV	$\log_{10} T_{1/2}^{\text{Cal.}}/\text{s}$
²⁸² Og	13.115	-5.234	13.494	-5.960	12.935	-4.877
²⁸⁴ Og	13.565	-6.311	13.227	-5.673	12.745	-4.711
²⁸⁶ Og	13.045	-5.346	12.915	-5.087	12.335	-3.873
²⁸⁸ Og	12.855	-5.081	12.616	-4.591	11.905	-3.035
²⁹⁰ Og	12.665	-4.786	12.601	-4.653	11.645	-2.523
²⁹² Og	12.385	-4.301	12.240	-3.987	11.465	-2.194
²⁹⁴ Og	12.365	-4.382	12.198	-4.017	11.165	-1.571
²⁹⁶ Og	12.275	-4.335	11.752	-3.151	10.945	-1.148
²⁹⁸ Og	12.485	-4.901	12.182	-4.243	11.115	-1.705
³⁰⁰ Og	12.505	-5.062	11.956	-3.852	11.035	-1.617
³⁰² Og	12.615	-5.407	12.041	-4.168	10.945	-1.504
³⁰⁴ Og	13.395	-7.080	13.122	-6.557	12.435	-5.146
²⁸⁵ 119	14.055	-6.359	13.612	-5.553	13.085	-4.451
²⁸⁷ 119	13.365	-5.366	13.278	-5.195	12.705	-4.041
²⁸⁹ 119	13.465	-5.311	13.157	-4.716	12.455	-3.268
²⁹¹ 119	13.235	-4.941	13.048	-4.573	12.165	-2.705
²⁹³ 119	12.915	-4.362	12.715	-3.949	11.985	-2.355
²⁹⁵ 119	12.935	-4.477	12.758	-4.113	11.705	-1.774
²⁹⁷ 119	12.895	-4.501	12.424	-3.512	11.285	-0.853
²⁹⁹ 119	13.075	-4.929	12.764	-4.298	11.475	-1.389
³⁰¹ 119	13.075	-5.012	12.426	-3.664	11.345	-1.150
³⁰³ 119	13.105	-5.141	12.416	-3.707	11.215	-0.887
³⁰⁵ 119	13.855	-6.639	13.424	-5.828	12.815	-4.628
²⁸⁸ 120	13.845	-6.523	13.725	-6.303	13.105	-5.110
²⁹⁰ 120	13.745	-6.571	13.700	-6.488	12.835	-4.796
²⁹² 120	13.775	-6.215	13.467	-5.634	12.715	-4.125
²⁹⁴ 120	13.485	-5.788	13.242	-5.315	12.495	-3.774
²⁹⁶ 120	13.585	-6.103	13.343	-5.640	12.225	-3.306
²⁹⁸ 120	13.235	-5.804	13.007	-5.345	11.625	-2.280
³⁰⁰ 120	13.695	-6.572	13.319	-5.854	11.885	-2.784
³⁰² 120	13.545	-6.421	12.890	-5.125	11.795	-2.704
³⁰⁴ 120	13.545	-6.529	12.763	-4.970	11.515	-2.135
³⁰⁶ 120	14.275	-7.977	13.787	-7.108	13.225	-6.028

壳修正的 Swiatecki 经验公式^[90]来计算相应原子核的自发裂变半衰期, 其公式为

$$\log_{10}(T_{1/2}^{\text{sp}}) = c_1 + c_2 \left[\frac{Z^2}{(1 - kI^2)A} \right] + c_3 \left[\frac{Z^2}{(1 - kI^2)A} \right]^2 + c_4 E_{\text{sh}} + h_i, \quad (13)$$

式中, $\log_{10}(T_{1/2}^{\text{sp}})$ 表示以年为单位的自发裂变对数半衰期, $I = (N - Z)/A$ 表示母核的同位旋效应, E_{sh} 为壳修正项, h_i 表示未配对核子的阻碍效应. 通过拟合 Th 到 Fl 同位素链自发裂变半衰期的实验数据, 可得到 (13) 式中的系数 c_1 , c_2 , c_3 , c_4 和 h_i 的值分别为 1174.353, -47.667 和 0.471 和 3.379^[90]. 图 3 将 $Z = 118-120$ 同位素链的自发裂变半衰期和利用 IMUFM1 和 IMUFM2 预言的 α 衰变半衰期分别画在一个坐标系中. 其中, 图 3(a)—(c) 为 IMUFM1 预言的结果, 图 3(d)—(f) 为 IMUFM2 预言的结果. 另外, 图 3 使用不同颜色的图标对 FRDM2012, WS4 和 KTUY 三种质量模型进行区分. 从图 3 可以看到, 利用 FRDM2012 和 WS4 两种质量模型预言的 α 衰变半衰期非常接近, 而利用 KTUY 质量模型预言的半衰期比另外两种质量

模型的结果大 1 个数量级左右. 虽然 3 种质量模型预言的半衰期有所差别, 但随同位素链的演化趋势是一致的, 并且在 $N = 178$ 和 $N = 184$ 处出现了转折点. 特别是 WS4 质量模型预言的 $N = 178$ 处的幻数效应更加明显. 因此, 研究 $N = 178$ 附近超重核的稳定性有助于为将来实验上鉴别新核素提供理论参考. 除了从图 3 中获取核结构信息外, 通过比较自发裂变和 α 衰变半衰期的大小, 发现 $Z = 118$ 和 120 同位素链在 $N = 186$ 时两种衰变模式出现了重合. 而 119 同位素链在 $N = 188$ 时才出现自发裂变半衰期低于 α 衰变半衰期. 总之, 这 3 条同位素链在 $N = 186$ 附近出现了衰变模式的改变, 并且, $N < 186$ 核区的超重核均以 α 衰变为主.

为了讨论 $N = 178$ 超重核的稳定性, 表 5 讨论了 ^{296}Og , $^{297}119$ 和 $^{298}120$ α 衰变链的衰变模式. 其中, 原子核自发裂变半衰期利用 (13) 式计算得到. 将利用 FRDM2012, WS4 和 KTUY 3 种质量模型提取的 Q_α 值分别输入到 IMUFM1 和 IMUFM2, 得到相应的 α 衰变半衰期. 通过比较自发裂变和 α 衰变半衰期的大小, 预言了这 3 条 α 衰变链的主要衰变模式. 3 种质量模型预言的衰变模式和从文

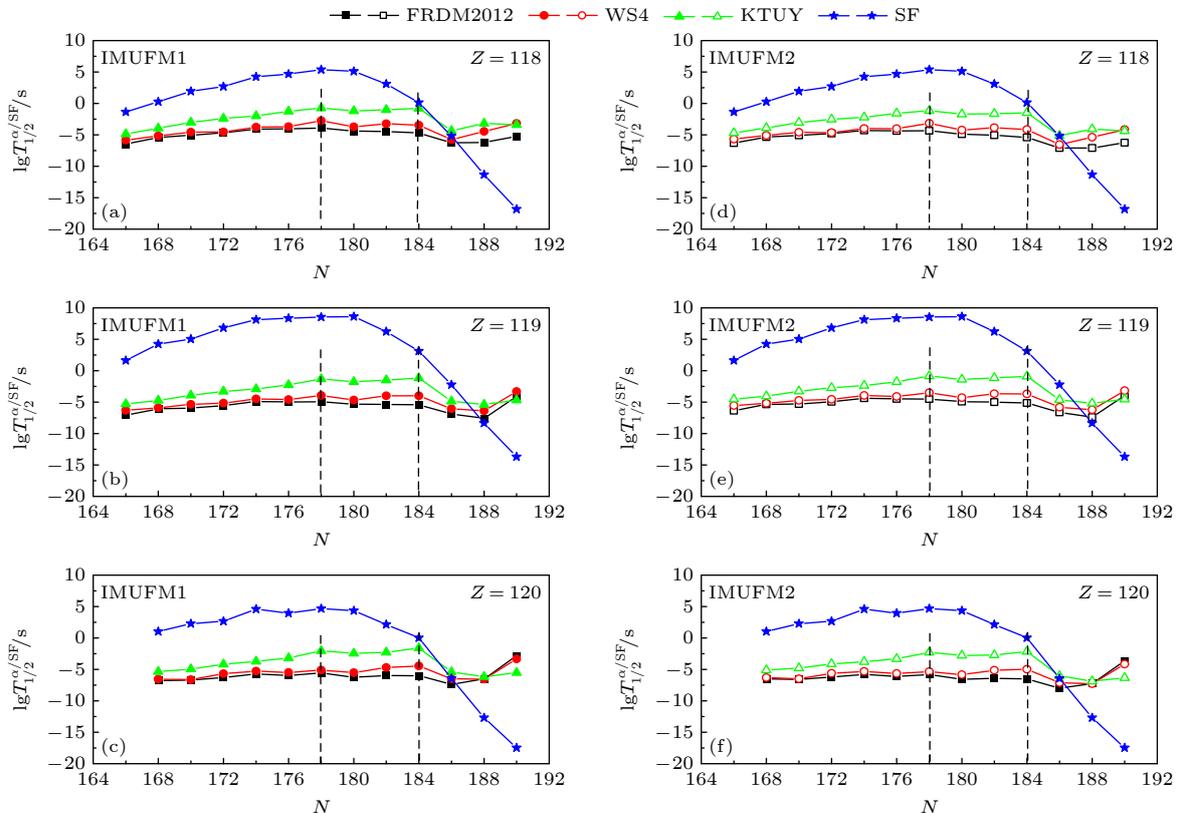


图 3 α 衰变和自发裂变的对数半衰期随中子数 N 的演化

Fig. 3. The logarithm half-lives of α decay and spontaneous fission as functions of the neutron number N .

表 5 ^{296}Og , $^{297}\text{Tl19}$ 和 $^{298}\text{120}$ α 衰变链的衰变模式, 其中 Q_α 值分别取自 FRDM2012^[79], WS4^[80] 和 KTUY^[81] 质量表

Table 5. Decay modes of ^{296}Og , $^{297}\text{Tl19}$ and $^{298}\text{120}$ α decay chains, here the Q_α values taken from FRDM2012^[79], WS4^[80], and KTUY^[81] mass tables, respectively.

母核	FRDM2012			WS4			KTUY			衰变模式					
	SF	Q_α/MeV	$\log_{10}T_{1/2}^{\text{Calc.}}/\text{s}$	IMUFM1	IMUFM2	Q_α/MeV	IMUFM1	IMUFM2	Q_α/MeV	IMUFM1	IMUFM2	FRDM2012	WS4	KTUY	Expt.
^{296}Og	5.39	12.275	-3.919	-4.335	-4.501	11.752	-2.735	-3.151	10.945	-0.732	-1.148	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	—
^{297}Lv	5.34	10.815	-1.115	-1.614	-2.019	11.127	-1.911	-2.410	10.335	0.195	-0.304	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	α
^{288}Fl	3.02	9.165	3.100	2.519	3.328	9.645	1.561	0.980	9.465	2.123	1.542	SF(α)	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	α
^{284}Cn	-2.15	8.955	3.281	2.617	3.328	9.544	1.375	0.712	9.225	2.385	1.721	SF(SF)	SF(SF)	SF(SF)	SF
$^{297}\text{119}$	8.53	12.895	-4.940	-4.501	-2.019	12.424	-3.951	-3.512	11.285	-1.291	-0.853	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	—
^{299}Ts	8.28	11.395	-2.396	-2.019	3.328	11.622	-2.963	-2.586	10.725	-0.708	-0.331	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	α
^{289}Mc	7.12	10.085	0.731	1.046	3.328	10.296	0.129	0.444	10.005	0.966	1.281	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	α
^{285}Nh	3.04	9.125	3.075	3.328	3.328	9.810	0.917	1.171	9.555	1.693	1.946	SF(SF)	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	α
^{281}Rg	-1.89	9.215	2.128	2.320	3.328	9.758	0.455	0.647	9.785	0.374	0.566	SF(SF)	SF(SF)	SF(SF)	SF
$^{298}\text{120}$	4.68	13.235	-5.567	-5.804	-2.019	13.007	-5.108	-5.345	11.625	-2.043	-2.280	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	—
^{290}Og	4.67	12.365	-4.062	-4.382	-2.011	12.198	-3.698	-4.017	11.165	-1.252	-1.571	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	α
^{290}Lv	3.71	11.065	-1.610	-2.011	3.328	11.084	-1.657	-2.059	10.575	-0.323	-0.725	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	α
^{286}Fl	1.54	9.465	2.30	1.815	3.328	9.970	0.756	0.272	9.725	1.489	1.004	SF(SF)	$\alpha(\alpha)$	$\alpha(\alpha)$	α
^{282}Cn	-3.78	9.425	1.788	1.221	3.328	10.140	-0.331	-0.898	10.135	-0.317	-0.884	SF(SF)	SF(SF)	SF(SF)	SF

献 [77] 中得到的实验衰变模式分别列在表 5 的最后 4 列, 其中, 括号中的衰变模式表示 IMUFM2 的预言结果. 对于 WS4 和 KTUY 两种质量模型, 利用 IMUFM1 和 IMUFM2 预言的衰变模式与实验结果完全一致. 而 FRDM2012 质量模型预言的 ^{288}Fl , ^{285}Nh 和 ^{286}Fl 的衰变模式是自发裂变, 与实验结果相反. 然而观察 ^{288}Fl 结果, 虽然 IMUFM1 的预言结果与实验结果相反, 但利用 IMUFM2 的计算结果与实验一致, 这也再次说明引入预形成因子的必要性. 以上关于超重核 α 衰变半衰期和衰变模式的研究可以为将来实验上鉴别新核素提供理论参考.

4 结 论

本文通过考虑原子核的形变效应和引入 α 粒子预形成因子的解析表达式, 对 UFM 模型进行改进. 利用改进后的模型系统地计算了 $Z = 118-120$ 同位素链的 α 衰变半衰期, 主要得到以下结论.

1) 考虑原子核的形变效应后, IMUFM1 的精度比 UFM 提高了 2.45%. 引入预形成因子的解析表达式后, IMUFM2 的精度会进一步提高 32.09%, 表明预形成因子对 α 衰变半衰期的影响比形变效应的影响更大. 另外, 通过比较 $Z \geq 110$ 超重核 α 衰变半衰期的实验值与理论值, 验证了将 IMUFM2 推广至超重核的 α 衰变研究是合理的.

2) 将从 FRDM2012, WS4 和 KTUY 3 种核质量模型提取的 $Z = 118-120$ 同位素链的 Q_α 值分别输入到 IMUFM1 和 IMUFM2 中, 得到了这 3 条同位素链的 α 衰变半衰期. 通过观察半衰期随同位素链的演化, 发现 3 种质量模型预言的半衰期演化趋势一致, 在 $N = 178$ 和 $N = 184$ 处会出现转折点, 但 KTUY 质量模型预言的半衰期会比另外两种质量模型预言的结果大 1 个数量级左右. 通过比较 3 条同位素链 α 衰变和自发裂变半衰期的大小, 发现 $N < 186$ 质量核区的超重核均以 α 衰变为主. 理论预言的 $Z = 118-120$ 超重核的 α 衰变半衰期可以为将来实验上鉴别新核素提供理论依据.

3) 通过讨论 ^{296}Og , $^{297}\text{119}$ 和 $^{298}\text{120}$ 3 条 α 衰

变链自发裂变与 α 衰变之间的竞争, 发现相比于 FRDM2012 质量模型, WS4 和 KTUY 质量模型能更好地再现 $N = 178$ α 衰变链上超重核的衰变模式. 在 FRDM2012 质量模型下, 通过比较利用 IMUFM1 和 IMUFM2 预言的 ^{288}Fl 衰变模式, 发现 IMUFM2 理论预言与实验结果更符合, 再次说明在模型中引入 α 粒子预形成因子是必要的.

参考文献

- [1] Hofmann S, Munzenberg G 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 733
- [2] Morita K, Morimoto K, Kaji D, Akiyama T, Goto S, Haba H, Ideguchi E, Katori K, Koura H, Kudo H, Ohnishi T, Ozawa A, Suda T, Sueki K, Tokanai F, Yamaguchi T, Yoneda A, Yoshida A 2004 *J. Phys. Soc. Jpn.* **73** 2593
- [3] Morita K, Morimoto K, Kaji D, Haba H, Ozeki K, Kudou Y, Sumita T, Wakabayashi Y, Yoneda A, Tanaka K, Yamaki S, Sakai R, Akiyama T, Goto S, Hasebe H, Huang M, Huang T, Ideguchi E, Kasamatsu Y, Katori Y, Kariya Y, Kikunaga H, Koura H, Kudo H, Mashiko A, Mayama K, Mitsuoka S, Moriya T, Murakami M, Murayama H, Namai S, Ozawa A, Sato N, Sueki K, Takeyama M, Tokanai F, Yamaguchi T, Yoshida A 2012 *Rev. Mod. Phys.* **81** 103201
- [4] Oganessian Y T, Abdullin F S, Bailey P D, Benker D E, Bennett M E, Dmitriev S N, Ezold J G, Hamilton J H, Henderson R A, Itkis M G, Lobanov Y V, Mezentsev A N, Moody K J, Nelson S L, Polyakov A N, Porter C E, Ramayya A V, Riley F D, Roberto J B, Ryabinin M A, Rykaczewski K P, Sagainak R N, Shaughnessy D A, Shirokovsky I V, Stoyer M A, Subbotin V G, Sudowe R, Sukhov A M, Tsyganov Yu S, Utyonkov V K, Voinov A A, Vostokin G K, Wilk P A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 142502
- [5] Zhou S G 2017 *Nucl. Phys. Rev.* **34** 318 (in Chinese) [周善贵 2017 原子核物理评论 **34** 318]
- [6] Oganessian Y T, Utyonkov V K, Lobanov Y V, Abdullin F S, Polyakov A N, Sagainak R N, Shirokovsky I V, Tsyganov Yu S, Voinov A A, Gulbekian G G, Bogomolov S L, Gikal B N, Mezentsev A N, Iliiev S, Subbotin V G, Sukhov A M, Subotic K, Zagrebaev V I, Vostokin G K, Itkis M G, Moody K J, Patin J B, Shaughnessy D A, Stoyer M A, Stoyer N J, Wilk P A, Kenneally J M, Landrum J H, Wild J F, Loughheed R W 2006 *Phys. Rev. C* **74** 044602
- [7] Oganessian Y T, Utyonkov V K 2015 *Nucl. Phys. A* **944** 62
- [8] Oganessian Y T, Sobiczewski A, Ter-akopian G M 2017 *Phys. Scr.* **92** 023003
- [9] Oganessian Y T, Utyonkov V K, Lobanov Y V, Abdullin F S, Polyakov A N, Sagainak R N, Shirokovsky I V, Tsyganov Yu S, Voinov A A, Mezentsev A N, Subbotin V G, Sukhov A M, Subotic K, Zagrebaev V I, Dmitriev S N, Henderson R A, Moody K J, Kenneally J M, Landrum J H, Shaughnessy D A, Stoyer M A, Stoyer N J, Wilk P A 2009 *Phys. Rev. C* **79** 024603
- [10] Kozulin E M, Knyazheva G N, Itkis I M, Itkis M G, Bogachev A A, Krupa L, Loktev T A, Smirnov S V, Zagrebaev V I, Äystö J, Trzaska W H, Rubchenya V A, Vardaci E, Stefanini A M, Cinausero M, Corradi L, Fioretto E, Mason P, Prete G F, Silvestri R, Beghini S, Montagnoli G, Scarlassara F, Hanappe F, Khlebnikov S V, Kliman J, Brondi A, Di Nitto A, Moro R, Gelli N, Szilner S 2010 *Phys. Lett. B* **686** 227
- [11] Wang N, Zhao E G, Scheid W, Zhou S G 2012 *Phys. Rev. C* **85** 041601
- [12] Li J X, Zhang H F 2022 *Phys. Rev. C* **106** 034613
- [13] Li F, Zhu L, Wu Z H, Sun J, Guo C C 2018 *Phys. Rev. C* **98** 014618
- [14] Zhang M H, Zhang Y H, Zou Y, Wang C, Zhu L, Zhang F S 2024 *Phys. Rev. C* **109** 014622
- [15] Varga K, Lovas R G, Liotta R J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 37.
- [16] Wauters J, Bijmens N, Denooven P, Huyse M, Hwang H Y, Reusen G, von Schwarzenberg J, Van Duppen P, Kirchner R, Roeckl E 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1329
- [17] Andreyev A N, Huyse M, Van Duppen P, et al. 2000 *Nature* **405** 430
- [18] Khuyagbaatar J, Yakushev A, Dullmann C E, Ackermann D, Andersson L L, Asai M, Block M, Boll R A, Brand H, Cox D M, Dasgupta M, Derckx X, Di Nitto A, Eberhardt K, Even J, Evers M, Fahlander C, Forsberg U, Gates J M, Gharibyan N, Golubev P, Gregorich K E, Hamilton J H, Hartmann W, Herzberg R D, Heßberger F P, Hinde D J, Hoffmann J, Hollinger R, Hübner A, Jäger E, Kindler B, Kratz J V, Krier J, Kurz N, Laatiaoui M, Lahiri S, Lang R, Lommel B, Maiti M, Miernik K, Minami S, Mistry A, Mokry C, Nitsche H, Omtvedt J P, Pang G K, Papadakis P, Renisch D, Roberto J, Rudolph D, Runke J, Rykaczewski K P, Sarmiento L G, Schädel M, Schausten B, Semchenkov A, Shaughnessy D A, Steinegger P, Steiner J, Tereshatov E E, Thörle-Pospiech P, Tinschert K, Torres De Heidenreich T, Trautmann N, Türler A, Uusitalo J, Ward D E, Wegrzecki M, Wiehl N, Van Cleve S M, Yakusheva V 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 172501
- [19] Oganessian Y T, Utyonkov V K, Shumeiko M V, Abdullin F S, Adamian G G, Dmitriev S N, Ibadullayev D, Itkis M G, Kovrizhnykh N D, Kuznetsov D A, Petrushkin O V, Podshibiakin A V, Polyakov A N, Popeko A G, Rogov I S, Sagainak R N, Schlattauer L, Shubin V D, Soloviyev D I, Tsyganov Y S, Voinov A A, Subbotin V G, Bublikova N S, Voronyuk M G, Sabelnikov A V, Bodrov A Y, Aksenov N V, Khalkin A V, Gan Z G, Zhang Z Y, Huang M H, Yang H B 2024 *Phys. Rev. C* **109** 054307
- [20] Gamow G 1928 *Z. Phys.* **51** 204
- [21] Gurney R W, Condon E U 1928 *Nature* **122** 439
- [22] Malik S S, Gupts R K 1989 *Phys. Rev. C* **39** 1992.
- [23] Buck B, Merchant A C, Perez S M 1993 *At. Data Nucl. Data Tables* **54** 53
- [24] Mirea M 1996 *Phys. Rev. C* **54** 302
- [25] Ren Z Z, Xu C 2006 *Nucl. Phys. Rev.* **23** 369 (in Chinese) [任中洲, 许昌 2006 原子核物理评论 **23** 369]
- [26] Royer G 2000 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **26** 1149
- [27] Zhang H F, Royer G, Wang Y J, Dong J M, Zuo W, Li J Q 2009 *Phys. Rev. C* **80** 057301
- [28] Zhang H F, Bao X J, Wang J M, Huang Y, Li J Q, Zhang H F 2013 *Nucl. Phys. Rev.* **30** 241 (in Chinese) [张海飞, 包小军, 王佳眉, 黄银, 李君清, 张鸿飞 2013 原子核物理评论 **30** 241]
- [29] Zou Y T, Pan X, Liu H M, Wu X J, He B, Li X H 2021 *Phys. Scr.* **96** 075301
- [30] Zhang K L, Han S X, Yue S J, Liu Z Y, Hu B T 2024 *Acta. Phys. Sin.* **73** 062101 (in Chinese) [张凯林, 韩胜贤, 岳胜俊, 刘作业, 胡碧涛 2024 物理学报 **73** 062101]
- [31] Wang Y Z, Cui J P, Liu J, Su X D 2017 *At. Energy Sci. Tech.* **51** 1544 (in Chinese) [王艳召, 崔建坡, 刘军, 苏学斗 2017 原子能科学技术 **51** 1544]
- [32] Sobiczewski A, Patyk Z, Cwiok S 1989 *Phys. Lett. B* **224** 279
- [33] Luo S, Qi L J, Zhang D M, He B, Chu P C, Li X H 2023 *Eur.*

- Phys. J A* **59** 125
- [34] Poenaru D N, Nagame Y, Gherghescu R A, Greiner W 2002 *Phys. Rev. C* **66** 049902
- [35] Poenaru D N, Gherghescu R A, Carjan N 2007 *Eur. Lett.* **77** 62001
- [36] Shin E, Lim Y, Hyun C H, Oh Y 2016 *Phys. Rev. C* **94** 024320
- [37] Qian Y B, Ren Z Z 2012 *Phys. Rev. C* **85** 027306
- [38] Sahu B, Paira R, Rath B 2013 *Nucl. Phys. A* **908** 40
- [39] Akrawy D T, Ahmed A H 2019 *Phys. Rev. C* **100** 044618
- [40] Xing F Z, Qi H, Cui J P, Gao Y H, Wang Y Z, Gu J Z, Yong G C 2022 *Nucl. Phys. A* **1028** 122528
- [41] Balasubramaniam M, Gupta Raj K 1999 *Phys. Rev. C* **60** 064316
- [42] Santhosh K P, Biju R K 2009 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **36** 015107
- [43] Balasubramaniam M, Arunachaiam N 2005 *Phys. Rev. C* **71** 014603
- [44] Dong J M, Zhang H F, Zuo W, Li J Q 2010 *Chin. Phys. C* **34** 182
- [45] Dong J M, Zhang H F, Li J Q, Scheid W 2009 *Eur. Phys. J. A* **41** 197
- [46] Zhu T B, Hu B T, Zhang H F, Dong J M, Li Q J 2011 *Commun. Theor. Phys.* **55** 307
- [47] Xing F Z, Cui J P, Wang Y Z, Gu J Z 2021 *Chin. Phys. C* **45** 124105
- [48] Santhosh K P 2022 *Phys. Rev. C* **106** 054604
- [49] Zhu D X, Liu H M, Xu Y Y, Zou Y T, Wu X J, Chu P C, Li X H 2022 *Chin. Phys. C* **46** 044106
- [50] Zhu D X, Li M, Xu Y Y, Wu X J, He B, Li X H 2022 *Phys. Scr.* **97** 095304
- [51] Zhang H F, Royer G 2008 *Phys. Rev. C* **77** 054318
- [52] Cui J P, Gao Y H, Wang Y Z, Gu J Z 2020 *Phys. Rev. C* **101** 014301
- [53] Zhang S, Zhang Y L, Cui J P, Wang Y Z 2017 *Phys. Rev. C* **95** 014311
- [54] Santhosh K P, Jose T A 2021 *Phys. Rev. C* **104** 064604
- [55] Xing F Z, Cui J P, Wang Y Z, Gu J Z 2022 *Acta. Phys. Sin.* **71** 062301 (in Chinese) [邢凤竹, 崔建坡, 王艳召, 顾建中 2022 *物理学报* **71** 062301]
- [56] Wang Y Z, Xing F Z, Cui J P, Gao Y H, Gu J Z 2023 *Chin. Phys. C* **47** 084101
- [57] Qi L J, Zhang D M, Luo S, Zhang G Q, Chu P C, Wu X J, Li X H 2023 *Phys. Rev. C* **108** 014325
- [58] Chandran Megha, Santhosh K P 2023 *Phys. Rev. C* **107** 024614
- [59] Wang Y Z, Xing F Z, Zhang W H, Cui J Z, Gu J P 2024 *Phys. Rev. C* **110** 064305
- [60] Nakada H, Sugiura K 2014 *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2014** 033D02
- [61] Thakur S, Kumar S, Kumar R 2013 *Braz. J. Phys.* **43** 152
- [62] Mo Q H, Liu M, Wang N 2014 *Phys. Rev. C* **90** 024320
- [63] Brewer N T, Utyonkov V K, Rykaczewski K P, Oganessian Y T, Abdullin F S, Boll R A, Dean D J, Dmitriev S N, Ezold J G, Felker L K, Grzywacz R K, Itkis M G, Kovrizhnykh N D, McInturff D C, Miernik K, Owen G D, Polyakov A N, Popeko A G, Roberto J B, Sabel'nikov A V, Sagaidak R N, Shirokovsky I V, Shumeiko M V, Sims N J, Smith E H, Subbotin V G, Sukhov A M, Svirikhin A I, Tsyganov Y S, Van Cleve S M, Voinov A A, Vostokin G K, White C S, Hamilton J H, Stoyer M A 2018 *Phys. Rev. C* **98** 024317
- [64] Bao X J 2019 *Phys. Rev. C* **100** 011601(R)
- [65] Sobiczewski A 2016 *Phys. Rev. C* **94** 051302(R)
- [66] Mohr P 2017 *Phys. Rev. C* **95** 011302(R)
- [67] Santhosh K P, Jost T A, Deepak N K 2021 *Phys. Rev. C* **103** 064612
- [68] Nithya C, Santhosh K P 2023 *Phys. Rev. C* **108** 014606
- [69] Blocki J, Randruo J, Swiatecki W J, Tsang C F 1977 *Ann. Phys.* **105** 427
- [70] Bass R 1973 *Phys. Lett. B* **47** 139
- [71] Bass R 1974 *Nucl. Phys. A* **231** 45
- [72] Bass R 1977 *Phys. Rev. Lett.* **39** 265
- [73] Reisdorf W 1994 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **20** 1297
- [74] Winther A 1995 *Nucl. Phys. A* **594** 203
- [75] Wong C Y 1973 *Phys. Rev. Lett.* **31** 766
- [76] Wang M, Huang J W, Kondev F G, Audi G, Naimi S 2021 *Chin. Phys. C* **45** 030003
- [77] Kondev F G, Wang M, Huang J W, Naimi S, Audi G 2021 *Chin. Phys. C* **45** 030001
- [78] Möller P, Nix J R, Myers W D, Swiatecki W J 1995 *At. Data Nucl. Data Tables* **59** 185
- [79] Möller P, Sierk A J, Ichikawa T, Sagawa H 2016 *At. Data Nucl. Data Tables* **109–110** 1
- [80] Wang N, Liu M, Wu X Z, Meng J 2014 *Phys. Lett. B* **734** 215
- [81] Koura H, Tachibana T, Uno M, Yamada M 2005 *Prog. Theor. Phys.* **113** 305
- [82] Kirson M W 2008 *Nuclear Phys. A* **798** 29
- [83] Bhagwat A 2014 *Phys. Rev. C* **90** 064306
- [84] Goriely S 2015 *Nucl. Phys. A* **933** 68
- [85] Zhang K Y, Cheoun M K, Choi Y B, Pooi S C, Dong J M, Dong Z H, Du X K, Geng L S, Ha E, He X T, Heo C, Ho M C, In E J, Kim S, Kim Y, Lee C H, Lee J, Li H X, Li Z P, Luo T P, Meng J, Mun M H, Niu Z M, Pan C, Papakonstantinou P, Shang X L, Shen C W, Shen G F, Sun W, Sun X X, Tam C K, Wang C, Wang X Z, Wong S H, Wu J W, Wu X H, Xia X W, Yan Y J, Yeung R W Y, Yiu T C, Zhang S Q, Zhang W, Zhang X Y, Zhao Q, Zhou S G 2022 *At. Data Nucl. Data Tables* **144** 101488
- [86] Wang Y Z, Wang S J, Hou Z Y, Gu J Z 2015 *Phys. Rev. C* **92** 064301
- [87] Swiatecki W J 1955 *Phys. Rev. J.* **100** 937
- [88] Xu C, Ren Z Z 2005 *Phys. Rev. C* **71** 014309
- [89] Ren Z Z, Xu C 2005 *Nucl. Phys. A* **759** 64
- [90] Bao X J, Guo S Q, Zhang H F 2015 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **42** 085101

Research on α decay properties of superheavy nuclei with $Z = 118-120$ *

XING Fengzhu¹⁾²⁾³⁾ LE Xiankai¹⁾ WANG Nan^{1)†} WANG Yanzhao^{2)3)‡}

1) (School of Physics and Optoelectronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China)

2) (Department of Mathematics and Physics, Shijiazhuang Tiedao University, Shijiazhuang 050043, China)

3) (Institute of Applied Physics, Shijiazhuang Tiedao University, Shijiazhuang 050043, China)

(Received 30 June 2024; revised manuscript received 27 March 2025)

Abstract

An unified fission model (UFM) has been improved by considering the nuclear deformation effect and introducing an analytical expression of preformation factor. The improved version of the UFM by taking into consideration the nuclear deformation effect is named IMUFM1. Based on the IMUFM1, the further improved version is termed IMUFM2, which incorporates an analytical expression of the preformation factor. Within the UFM, the IMUFM1 and the IMUFM2, the α decay half-lives of heavy and superheavy nuclei with $Z \geq 92$ are systematically calculated. The calculated standard deviation between the calculation results and the experimental data shows that the accuracy of the IMUFM1 is improved by 2.45% compared with that of the UFM. The accuracy of the IMUFM2 will be further improved by 32.09% compared with that of the IMUFM1, which implies that the nuclear deformation effect and the preformation factor are both important in prediction. Then, the α decay half-lives of $Z = 118-120$ isotopes are predicted from the IMUFM1 and the IMUFM2 by inputting the α decay energy values that are extracted from the finite-range droplet model (FRDM), the Weizsäcker-Skyrme-4 (WS4) model and the Koura-Tachibana-Uno-Yamada (KTUY) formula, respectively. The observed evolution of the α decay half-lives indicates that the evolution trends obtained from the above-mentioned three mass models are consistent with each other and the shell effects occur at $N = 178$ and 184 , but their orders of magnitude, obtained from different mass models, are different from each other. Meanwhile, the comparison of half-lives between α decay and spontaneous fission shows that the dominant decay modes of the superheavy nuclei with $N < 186$ are α decay. Finally, the decay modes of ^{296}Og , $^{297}\text{119}$ and $^{298}\text{120}$ α decay chains are predicted within the IMUFM1 and the IMUFM2 by using these three mass models, showing that the predictions from the WS4 mass model and KTUY mass model are more consistent with the experimental measurements. From the FRDM2012 mass model, the predictions of ^{288}Fl , ^{285}Nh and ^{286}Fl within the IMUFM1 mass model are not consistent with the experimental measurements, however, the prediction of ^{288}Fl from the IMUFM2 is in good agreement with the experimental measurement, which once again verifies the rationality and reliability of the IMUFM2. This study may be helpful for identifying new nuclide in future experiments.

Keywords: superheavy nuclei, unified fission model, α decay, spontaneous fission

PACS: 23.60.+e, 21.10.Tg, 25.85.Ca

DOI: 10.7498/aps.74.20240907

CSTR: 32037.14.aps.74.20240907

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12175151) and the Guangdong Major Project of Basic and Applied Basic Research, China (Grant No. 2021B0301030006).

† Corresponding author. E-mail: wangnan@szu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: yanzhaowang09@126.com



$Z = 118-120$ 超重核 α 衰变性质的研究

邢凤竹 乐先凯 王楠 王艳召

Research on α decay properties of superheavy nuclei with $Z = 118-120$

XING Fengzhu LE Xiankai WANG Nan WANG Yanzhao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 112301 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20240907

CSTR: 32037.14.aps.74.20240907

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20240907>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

强激光场对原子核 α 衰变的影响

Influence of strong laser field on nuclear α decay

物理学报. 2024, 73(6): 062101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231627>

^{252}Cf 自发裂变K X射线发射与动能-电荷关系

K X-ray emission and kinetic energy-nuclear charge relationship of ^{252}Cf spontaneous fission

物理学报. 2024, 73(14): 142501 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240563>

超重元素Og($Z = 118$)及其同主族元素的电离能和价电子轨道束缚能

Ionization energy and valence electron orbital binding energy of superheavy element Og($Z = 118$) and its homologs

物理学报. 2022, 71(21): 213201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220813>

原子核 β 衰变寿命经验公式

An empirical formula of nuclear β -decay half-lives

物理学报. 2024, 73(6): 062301 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231653>

激发态丰质子核的双质子发射

Two-proton emission from excited states of proton-rich nuclei

物理学报. 2022, 71(6): 062301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211839>

大晶粒 UO_2 燃料裂变气体释放行为相场模拟研究

Phase-field simulation on fission gas release behavior of large grain UO_2 fuel

物理学报. 2024, 73(6): 066102 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231773>