

新核素合成机制的理论研究

包小军

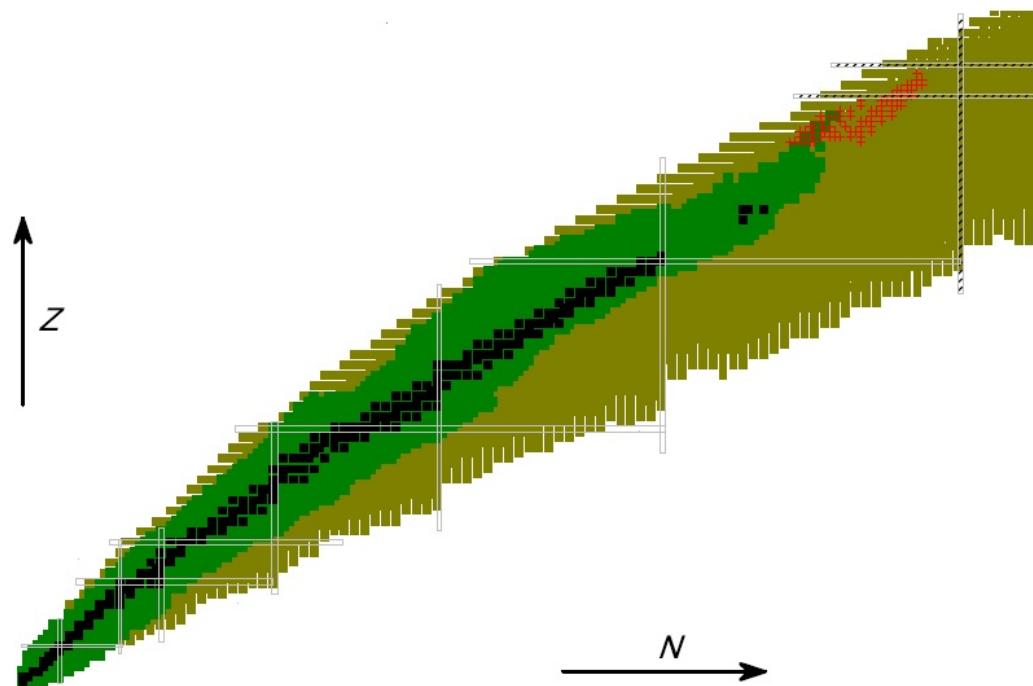
湖南师范大学·物理与电子科学学院

2019年06月23日

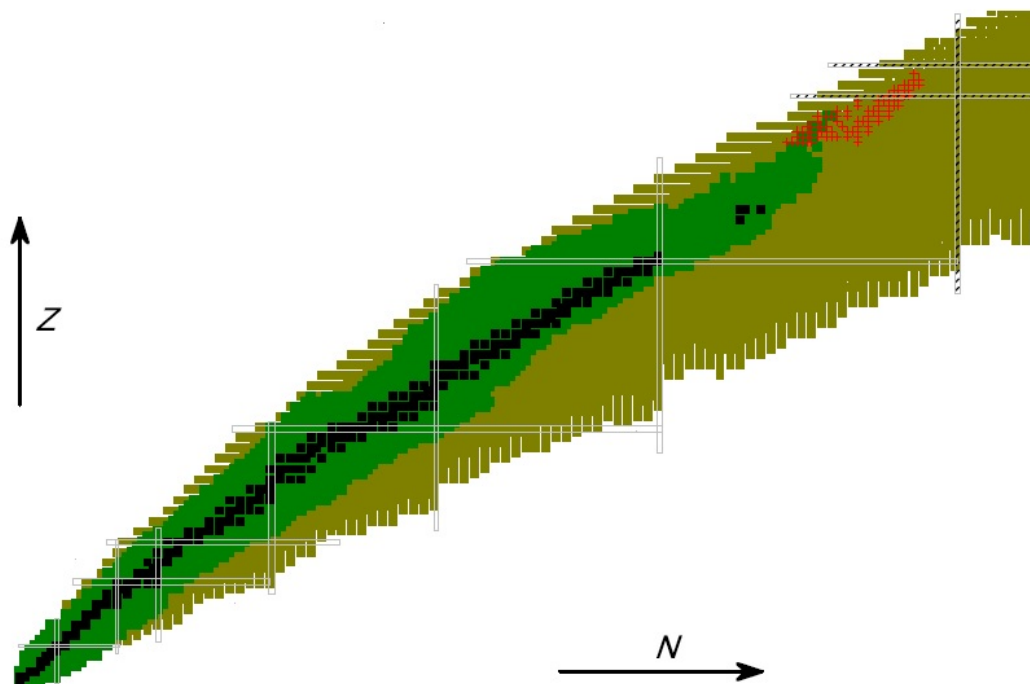


合作者: 张鸿飞(兰州大学) 李君清(近代物理所、兰州大学) 郭树青(深圳大学)

远离稳定线新核素研究的意义



远离稳定线新核素研究的意义



新核素研究的意义：

- ① 验证原有的核结构理论是否继续适用
- ② 新核素合成机制的研究对核物理本身以及核化学的发展有很大的促进作用
- ③ 推动与之有关的核天体物理的发展
- ④

超重核与丰中子核

① 原子核的电荷质量极限(Z, A): 超重核、超重稳定岛

 ${}_{126}^{310}\text{X}_{184}$

📄 Goldhaber(1957), Wheeler(1958)

② 超重核的稳定性: 很强的库仑力作用、超重核稳定存在的物理机制

👉 液滴模型: 重核的稳定性随 Z^2/A 的增大而减小

📄 Swiatecki(1955), Oganessian(2007)

👉 理论预言超重元素的存在源于量子壳效应

📄 Sobiczewski(1966), Bender(2003), Meng(2006)

👉 $Z \geq 104$ 的原子核稳定性增强、形变双幻核 ${}_{108}^{270}\text{Hs}_{162}$

📄 Demin(1984), Lazarev(1994), Dvorak(2006), Moller(1974), Cwiok(1983)

超重核与丰中子核

① 原子核的电荷质量极限(Z, A): 超重核、超重稳定岛

 ${}_{126}^{310}\text{X}_{184}$

Goldhaber(1957), Wheeler(1958)

② 超重核的稳定性: 很强的库仑力作用、超重核稳定存在的物理机制

☞ 液滴模型: 重核的稳定性随 Z^2/A 的增大而减小

Swiatecki(1955), Oganessian(2007)

☞ 理论预言超重元素的存在源于量子壳效应

Sobiczewski(1966), Bender(2003), Meng(2006)

☞ $Z \geq 104$ 的原子核稳定性增强、形变双幻核 ${}_{108}^{270}\text{Hs}_{162}$

Demin(1984), Lazarev(1994), Dvorak(2006), Moller(1974), Cwiok(1983)

③ 超重核幻数的理论预言: 壳效应(自旋-轨道耦合、张量力、形变等)

☞ 宏观微观模型(非自洽): $Z = 114; N = 184$

Sobiczewski(1966), Meldner(1967)

☞ 非相对论模型: $Z = 114, 120, 126; N = 184$

Cwiok(1996), Bender(2001)

☞ 相对论模型: $Z = 120, 126; N = 184, 172$

Reinhard(1989), Bender(2003), Li(2014)

超重核与丰中子核

① 原子核的电荷质量极限(Z, A): 超重核、超重稳定岛

 ${}_{126}^{310}\text{X}_{184}$

📖 Goldhaber(1957), Wheeler(1958)

② 超重核的稳定性: 很强的库仑力作用、超重核稳定存在的物理机制

👉 液滴模型: 重核的稳定性随 Z^2/A 的增大而减小

📖 Swiatecki(1955), Oganessian(2007)

👉 理论预言超重元素的存在源于量子壳效应

📖 Sobiczewski(1966), Bender(2003), Meng(2006)

👉 $Z \geq 104$ 的原子核稳定性增强、形变双幻核 ${}_{108}^{270}\text{Hs}_{162}$

📖 Demin(1984), Lazarev(1994), Dvorak(2006), Moller(1974), Cwiok(1983)

③ 超重核幻数的理论预言: 壳效应(自旋-轨道耦合、张量力、形变等)

👉 宏观微观模型(非自洽): $Z = 114$; $N = 184$

Sobiczewski(1966), Meldner(1967)

👉 非相对论模型: $Z = 114, 120, 126$; $N = 184$

Cwiok(1996), Bender(2001)

👉 相对论模型: $Z = 120, 126$; $N = 184, 172$

Reinhard(1989), Bender(2003), Li(2014)

④ 原子核的同位旋极限($I=(N-Z)/A$): 壳演化、结构特性、合成机制

📖 Casten(2000)

新核素的实验合成进展

◎ 超重核的合成方法：熔合蒸发反应

1. 冷熔合方法: 丰中子炮弹+ ^{208}Pb (^{209}Bi) $Z=107-112$ (GSI)、 $Z=110-113$ (日本)

📄 S. Hofmann(2011), K. Morita(2004,2007), Z. G. Gan(2001,2004)

2. 热熔合方法: ^{16}O , ^{22}Ne +丰中子的锕系靶($Z=104-108,110$), ^{48}Ca +丰中子的锕系靶 $Z=112-118$ (Dubna)、 $Z=112$ 、 $114-117$ (GSI)、 $Z=114$ (Berkeley)

📄 Y. T. Oganessian(2011), Z. Y. Zhang(2010), S. Hofmann (2007,2012), N. T. Brewer(2018)
PRC98,024317.

◎ 丰中子核的合成方法：转移反应、碎裂反应、....

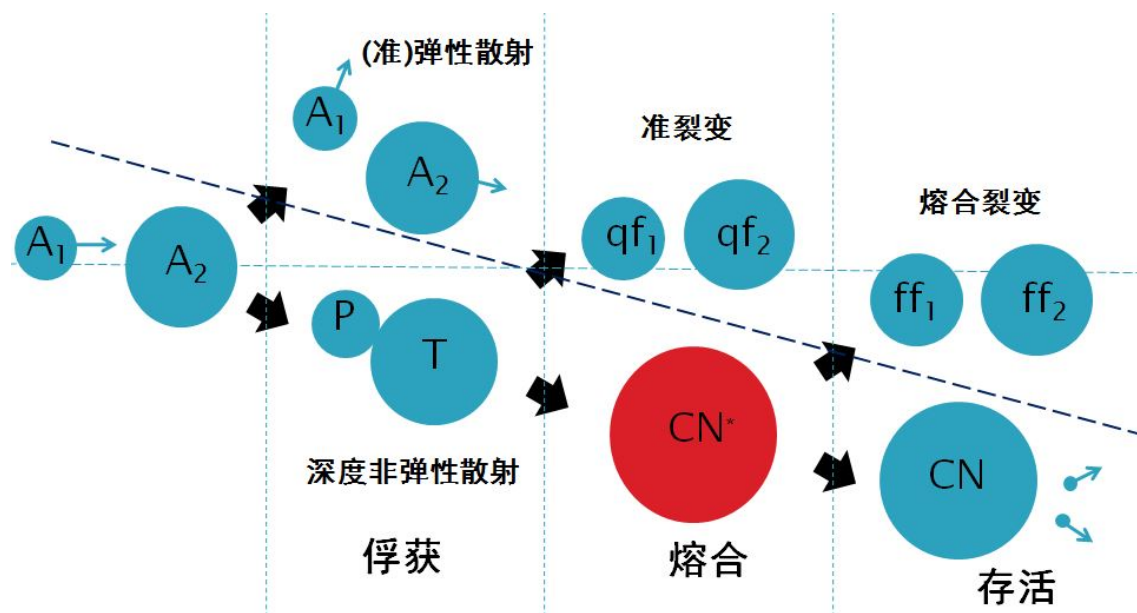
1. 转移反应: $^{40}\text{Ar}+^{232}\text{Th}$, $^{40,44,48}\text{Ca}+^{248}\text{Cm}$, $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$, $^{56,64}\text{Ni}+^{208}\text{Pb}$, $^{64}\text{Ni}+^{238}\text{U}$,
 $^{40}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$, $^{198}\text{Pt}+^{208}\text{Pb}$, $^{136}\text{Xe}+^{208}\text{Pb}$, $^{50}\text{Ti}+^{249}\text{Cf}$

📄 A. G. Artukh(1971), H. Freiesleben(1979), A. Turler(1992), L. Corradi(2009), J. S. Barrett(2015), E. M. Kozulin(2012), Y. H. Kim(2014), A. Di Nitto(2018) PLB784,199

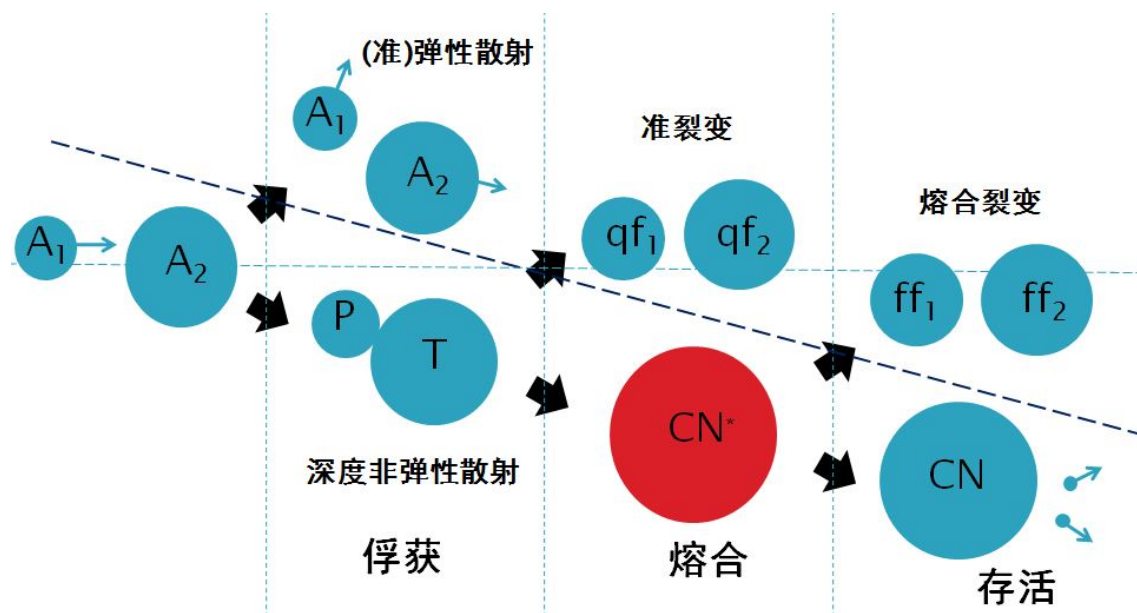
2. 碎裂反应: $\text{Be}+^{48}\text{Ca}$, $\text{Be}+^{238}\text{U}$ 、 $\text{Pb}+^{238}\text{U}$ 等

📄 <http://www.nsl.msui.edu/thoennes/isotopes/>;
<http://www.nishina.riken.jp/RIBF/BigRIPS/intensity.html>;
<http://www-wnt.gsi.de/frs/experiments/cross-sections.asp>

研究新核素产生机制的理论模型



研究新核素产生机制的理论模型



基于输运理论研究新核素产生机制：

① 宏观动力学模型：认为熔合过程是纯粹的动力学过程

📄 Swiatecki, NPA(1981)

② 核子集体化模型：介于宏观动力学模型与双核系统模型模型之间

📄 Zagrebaev, PRC(2001)

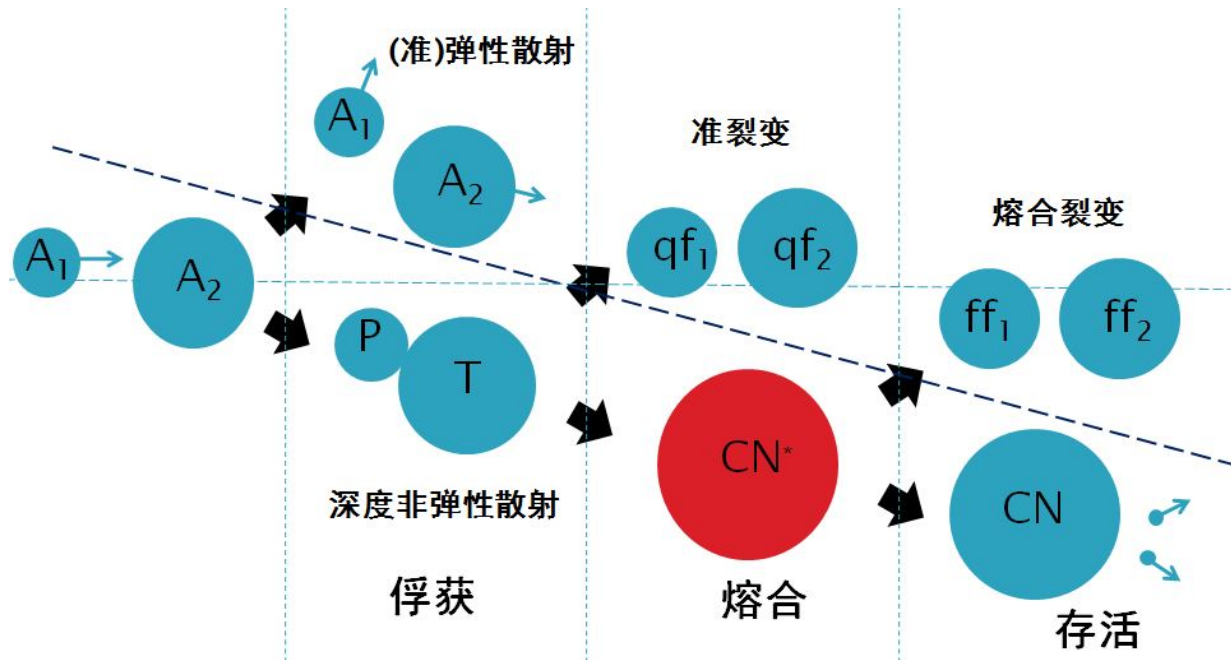
③ 涨落-耗散模型：
a) 涨落; b) 壳修正

📄 Y.Abe,(1997), Liu, PRC(2009), Shen, PRC(2002)

④ 双核系统模型：弹靶仍保留原来的特征，弹靶核之间转移核子

📄 Adamian(1997); Li(2003), Zhao(2008)

双核模型三阶段示意图



● 蒸发剩余截面：

$$\sigma(E_{c.m}) = \sum_J \sigma_c(E_{c.m}, J) P_{CN}(E_{c.m}, J) W_{sur}(E_{c.m}, J), \quad E_{CN}^* = E_{cm} + Q$$

📄 Bohr(1936), Weisskopf(1957)

超重核合成机制：俘获截面(σ_c)

① 俘获阶段：弹核被靶核俘获形成双核系统

相互作用位垒

② 俘获截面：(入射波边界条件)

Wheeler(1953)

$$\sigma_c(E_{c.m}) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E_{c.m}} \sum_J (2J+1) T(E_{c.m}, J) \quad (1)$$

$T(E_{c.m}, J)$ 为俘获几率：

$$T(E_{c.m}, J) = \int f(B) \left\{ 1 + \exp \left[\frac{2\pi}{\hbar\omega(J)} \left(B + \frac{\hbar^2}{2\mu R_B^2(J)} J(J+1) - E_{c.m} \right) \right] \right\}^{-1} dB$$

其中位垒分布函数 $f(B)$ 为

Zagrebaev(2001)

$$f(B) = \begin{cases} \frac{1}{N} \exp \left[- \left(\frac{B - B_m}{\Delta_1} \right)^2 \right] & \text{当 } B < B_m \\ \frac{1}{N} \exp \left[- \left(\frac{B - B_m}{\Delta_2} \right)^2 \right] & \text{当 } B > B_m \end{cases}$$

其中 $B_m = (B_0 + B_s)/2$, $\Delta_2 = (B_0 - B_s)/2$ 。

Wang(2017)、Wang(2008)

超重核合成机制：熔合几率(P_{CN})

内部熔合位垒

复核核形成阶段：

主方程：

$$\begin{aligned} \frac{dP(Z_1, N_1, E_1, t)}{dt} = & \sum_{Z'_1} W_{Z_1, N_1; Z'_1, N_1}(t) [d_{Z_1, N_1} P(Z'_1, N_1, E'_1, t) - d_{Z'_1, N_1} P(Z_1, N_1, E_1, t)] \\ & + \sum_{N'_1} W_{Z_1, N_1; Z_1, N'_1}(t) [d_{Z_1, N_1} P(Z_1, N'_1, E'_1, t) - d_{Z_1, N'_1} P(Z_1, N_1, E_1, t)] \\ & - [\Lambda_{qf}(\Theta(t)) + \Lambda_{fs}(\Theta(t))] P(Z_1, N_1, E_1, t), \end{aligned} \quad (2)$$

📖 S.Ayik et al ZPA 277(1976)299, Huang, CPL25,1243, Feng, PRC80,057601

主方程中， $W_{N_1, Z_1; N'_1, Z_1}$, d_{N_1, Z_1} , Λ_{qf} , Λ_{fs} 依赖于双核系统的局域激发能。双核系统的局域激发能：

$$\epsilon_k^* = E_{dis} - U(N_1, Z_1, N_2, Z_2, R, \beta_{12}, \beta_{22})$$

$$U(N_1, Z_1, N_2, Z_2, R) = B(N_1, Z_1) + B(N_2, Z_2) - B(N, Z) + U_C(Z_1, Z_2, R) + U_N(N_1, Z_1, N_2, Z_2, R)$$

双核系统费米面附近产生一个价空间， $\Delta\epsilon_k = \sqrt{4\epsilon_k^*/g_k}$, $\epsilon_k^* = \epsilon_k^* \frac{A_k}{A}$

超重核合成机制：存活几率(W_{sur})

裂变位垒

● 蒸发阶段：

● 存活几率：

$$W_{sur}(E_{CN}^*, x, J) = P(E_{CN}^*, x, J) \prod_{i=1}^x \left[\frac{\Gamma_n(E_i^*, J)}{\Gamma_n(E_i^*, J) + \Gamma_f(E_i^*, J)} \right]_i$$

● 中子蒸发宽度及裂变宽度可以写成：

$$\Gamma_n(E_i^*, J) = \frac{2s+1}{2\pi\rho(E_i^*, J)} \frac{2m_n R^2}{\hbar^2} \int_0^{E_i^* - B_i^n - \delta - \frac{1}{a_i}} \varepsilon \rho(E_i^* - B_i^n - \varepsilon, J) d\varepsilon$$

$$\Gamma_f(E_i^*, J) = \frac{1}{2\pi\rho_f(E_i^*, J)} \int_0^{E_i^* - B_i^f - \delta - \frac{1}{a_i}} \frac{\rho_f(E_i^* - B_i^f - \varepsilon, J)}{1 + \exp[2\pi(\varepsilon + B_i^f - E_i^*)/\hbar\omega]} d\varepsilon$$

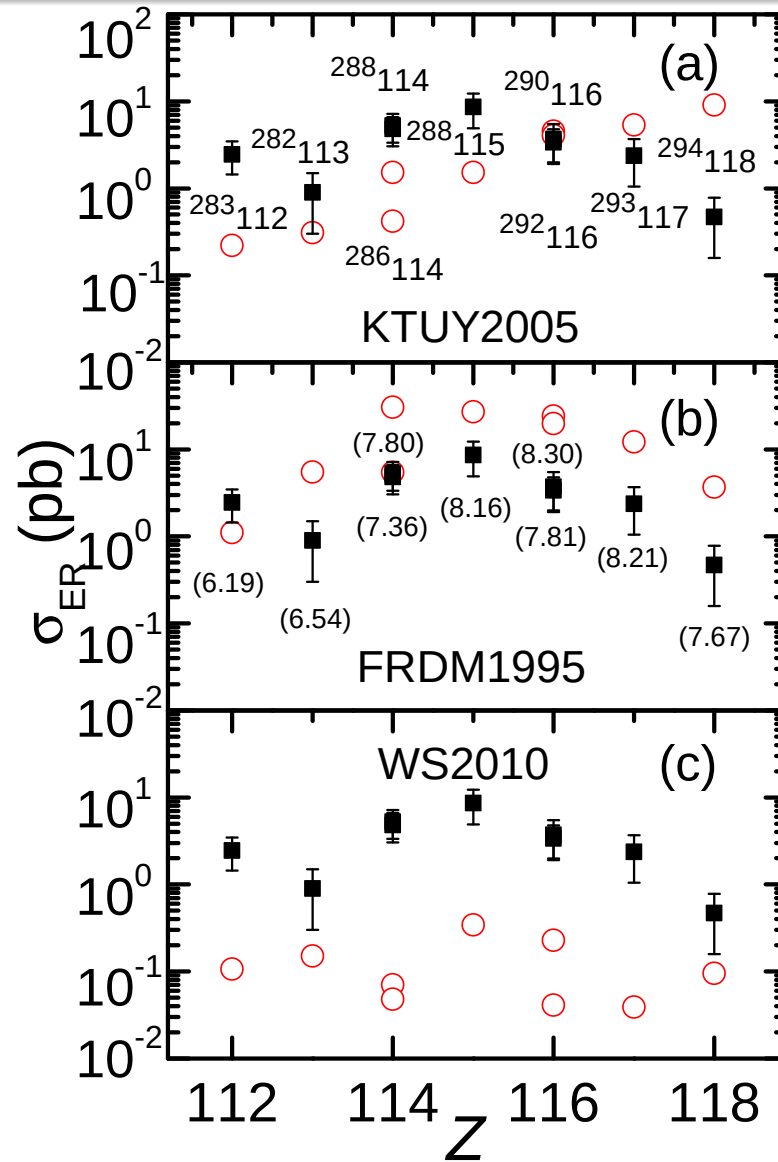
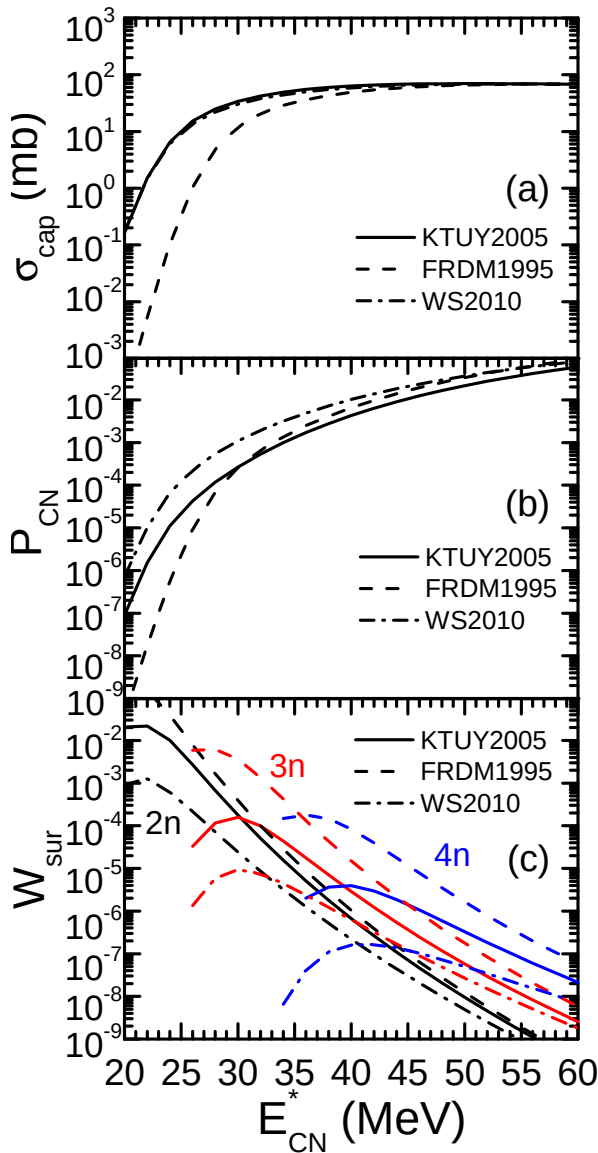
📖 Weisskopf(1937), Cherepanov(1983)

● 能级密度和能级密度参数

$$a(A, E^* - E_c) = \tilde{a}(A) \left[1 + \frac{1 - \exp -(E^* - E_c)/E'_D}{E^* - E_c} \delta W \right]$$

📖 Zubov, PRC 65, 024308

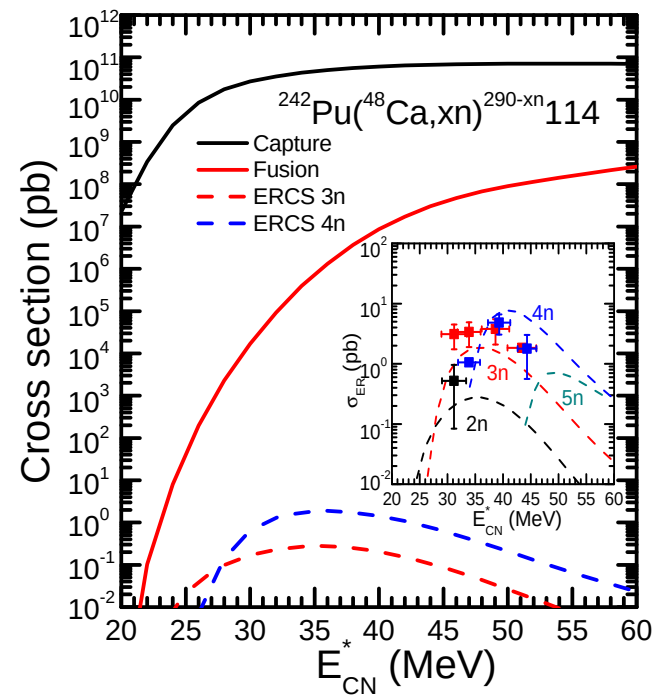
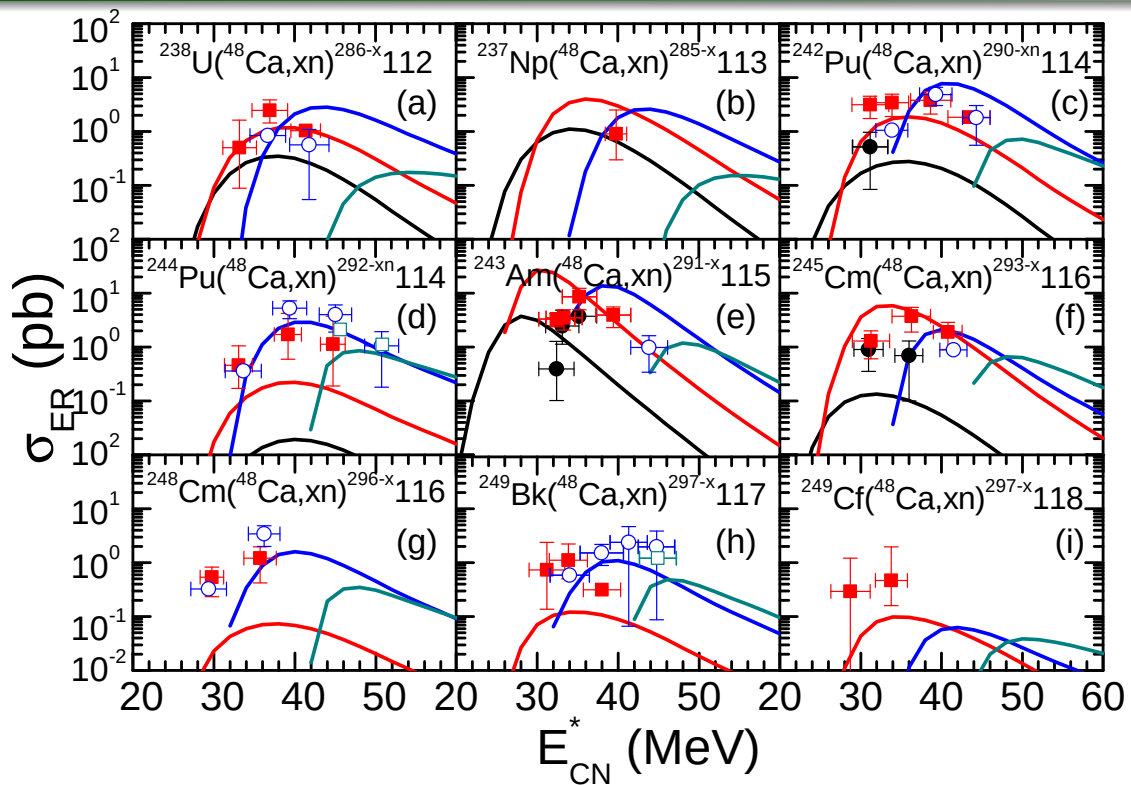
存活几率(W_{sur})



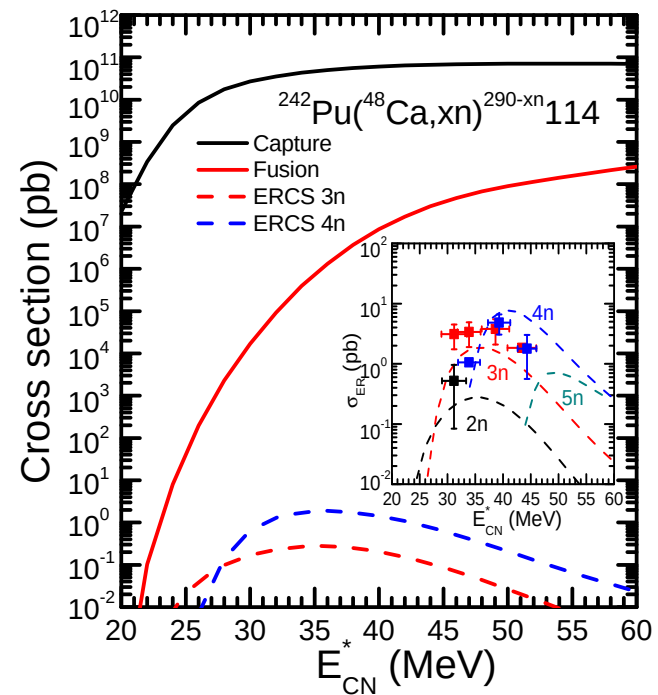
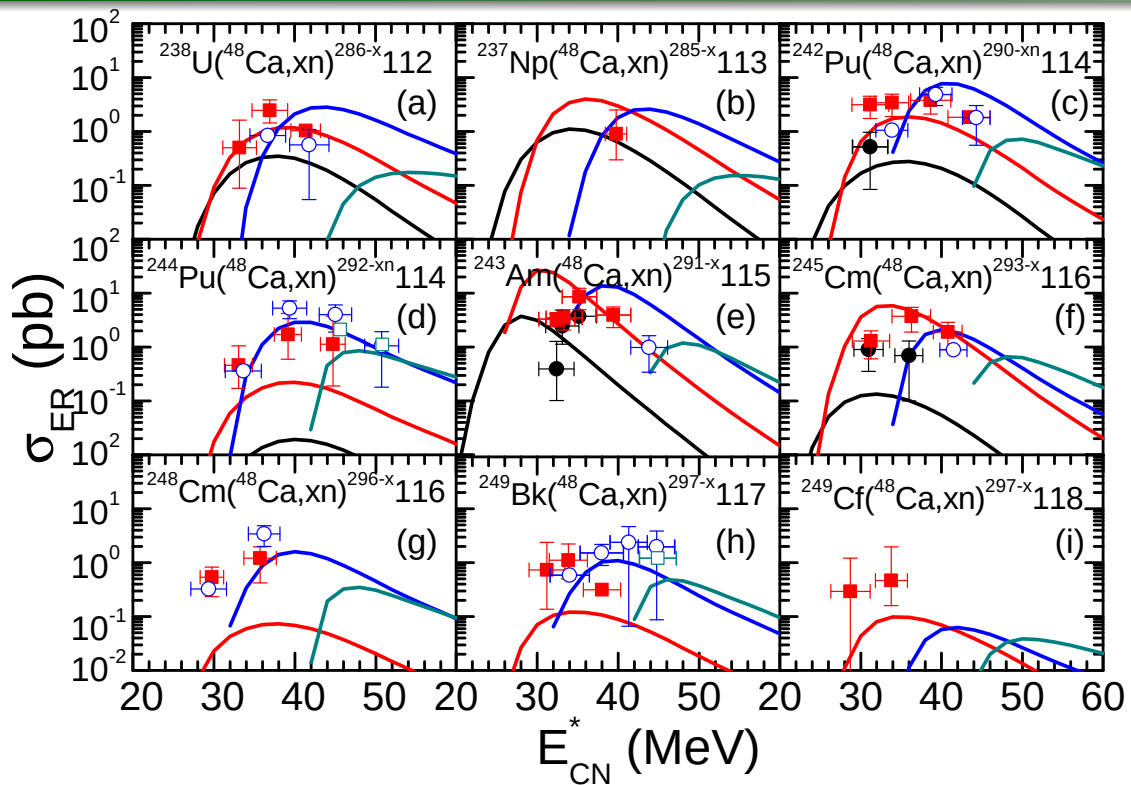
基于FRDM1995的数据，很好的再现了最大蒸发剩余截面随电荷数的变化趋势

X.J.Bao,Y.Gao,J.Q.Li,H.F.Zhang PRC92,014601(2015)

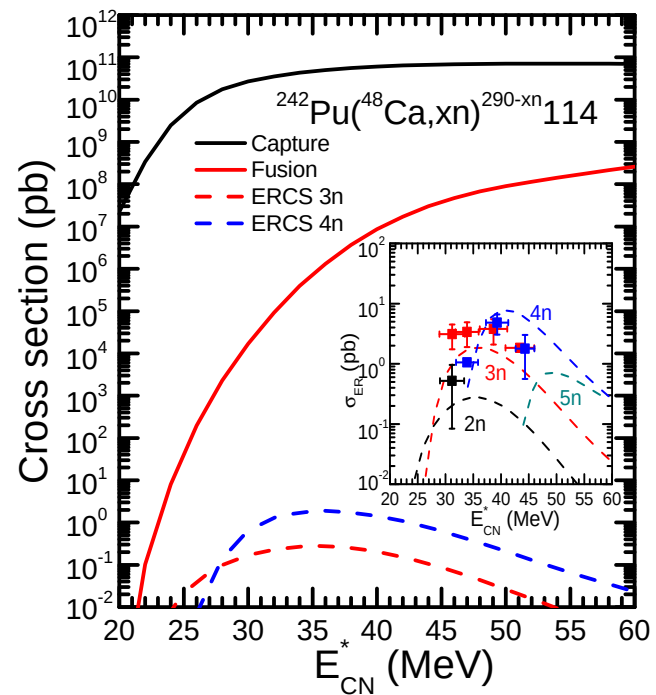
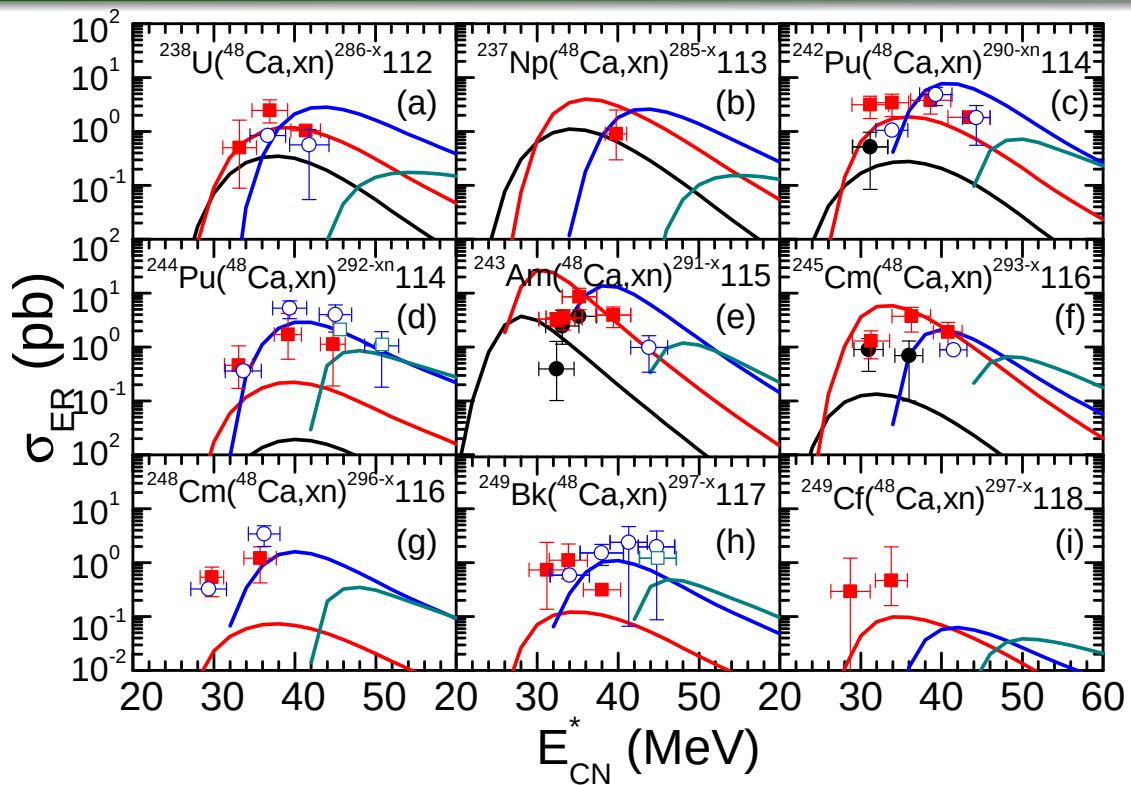
熔合几率(P_{CN})



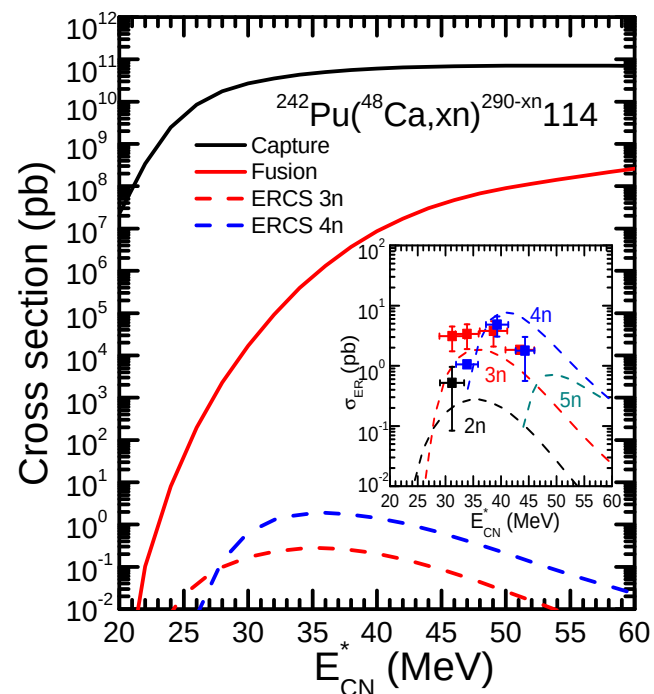
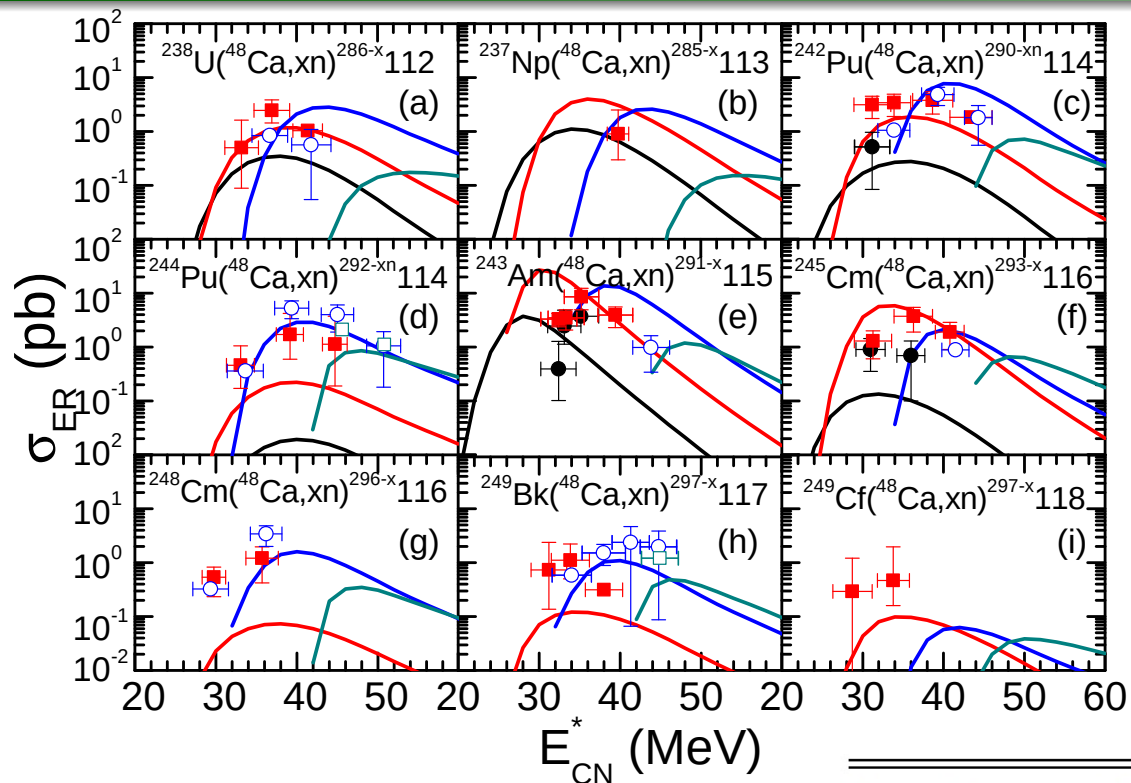
熔合几率(P_{CN})



熔合几率(P_{CN})



熔合几率(P_{CN})



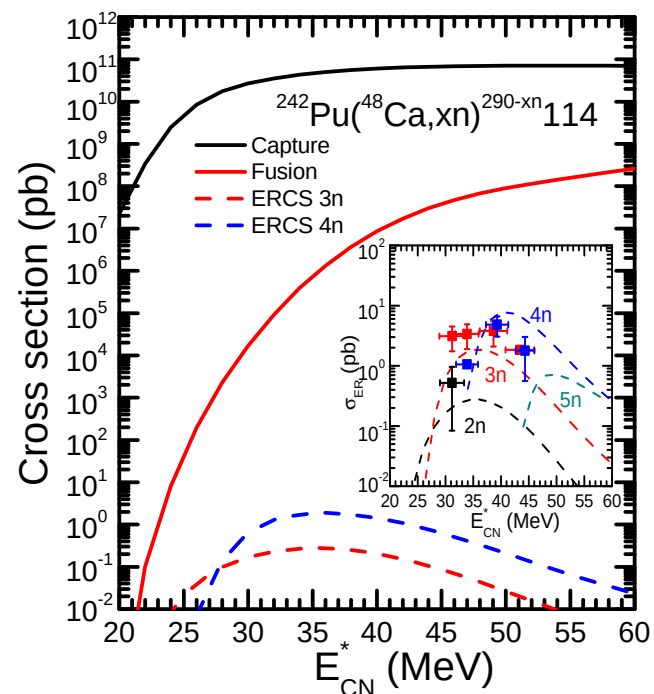
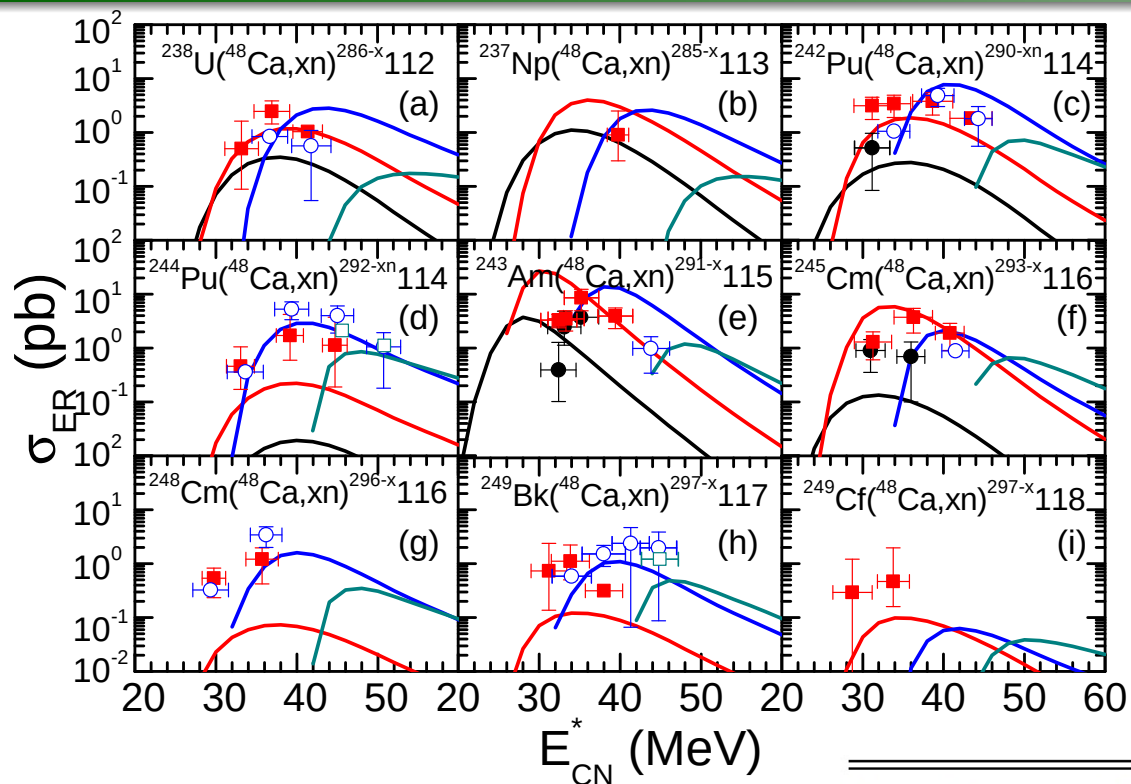
Proj.	Target	CN	E^* (MeV)	$Z_1 Z_2$	$P_{CN}(\text{Exp.})$	$P_{CN}(\text{Cal.})$
^{19}F	^{208}Pb	^{227}Pa	51–124	738	0.78–0.83	0.99–0.99
^{24}Mg	^{208}Pb	^{232}Pu	52–114	984	0.64–0.71	0.76–0.83
^{28}Si	^{208}Pb	^{236}Cm	50–138	1148	0.37–0.63	0.23–0.61
^{26}Mg	^{248}Cm	^{274}Hs	37–64	1152	0.6	0.18–0.78
^{32}S	^{182}W	^{214}Th	56–136	1184	0.14–0.51	0.29–0.50
^{40}Ca	^{154}Sm	^{194}Pb	56–75	1240	0.89–0.98	0.74–0.81
^{48}Ca	^{154}Sm	^{202}Pb	49–95	1240	0.55–0.94	0.07–0.35
^{32}S	^{208}Pb	^{240}Cf	66–111	1312	0.45–0.46	0.14–0.30
^{36}S	^{238}U	^{274}Hs	36–56	1472	0.043–0.3	0.25–0.51



X.J.Bao,Y.Gao,J.Q.Li,H.F.Zhang PRC91,064612(2015)

超重核与丰中子核

熔合几率(P_{CN})



双核模型的理论计算结果较好的描述了熔合几率随激发能的变化趋势

 Zagrebaev(2015), Shen(2008), Zhu(2014)

Proj.	Target	CN	E^* (MeV)	$Z_1 Z_2$	$P_{CN}(\text{Exp.})$	$P_{CN}(\text{Cal.})$
^{19}F	^{208}Pb	^{227}Pa	51–124	738	0.78–0.83	0.99–0.99
^{24}Mg	^{208}Pb	^{232}Pu	52–114	984	0.64–0.71	0.76–0.83
^{28}Si	^{208}Pb	^{236}Cm	50–138	1148	0.37–0.63	0.23–0.61
^{26}Mg	^{248}Cm	^{274}Hs	37–64	1152	0.6	0.18–0.78
^{32}S	^{182}W	^{214}Th	56–136	1184	0.14–0.51	0.29–0.50
^{40}Ca	^{154}Sm	^{194}Pb	56–75	1240	0.89–0.98	0.74–0.81
^{48}Ca	^{154}Sm	^{202}Pb	49–95	1240	0.55–0.94	0.07–0.35
^{32}S	^{208}Pb	^{240}Cf	66–111	1312	0.45–0.46	0.14–0.30
^{36}S	^{238}U	^{274}Hs	36–56	1472	0.043–0.3	0.25–0.51

X.J.Bao,Y.Gao,J.Q.Li,H.F.Zhang PRC91,064612(2015)

超重核与丰中子核

2019.06.23

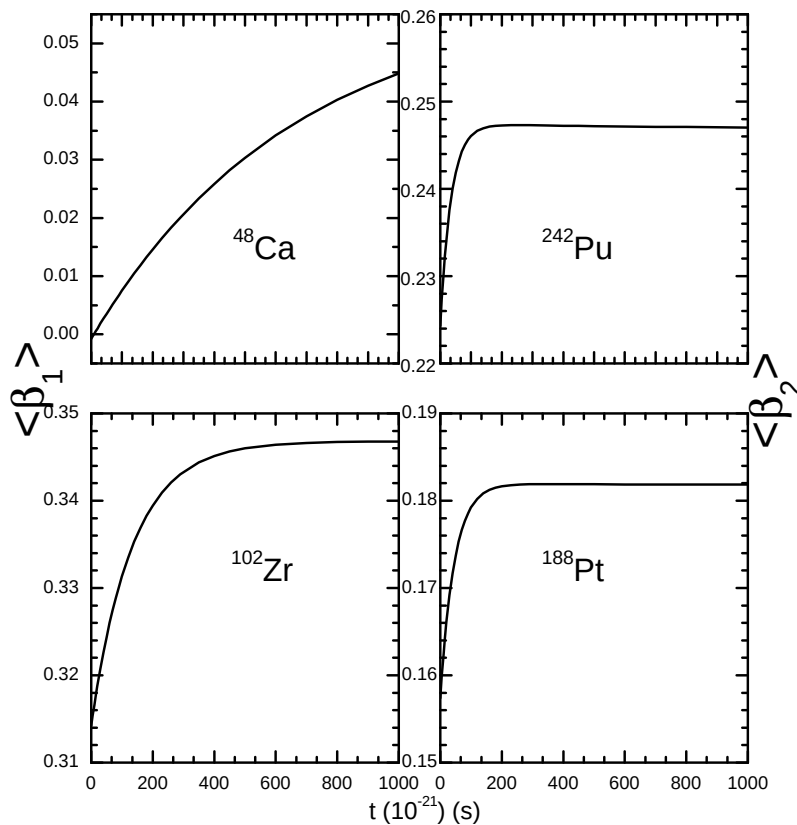
11 / 39

动力学形变效应

四极形变期待值: Yu et al PLB(2014)

$$\langle \beta_{12} \rangle = c_0 + c_1 e^{-t/\tau_1} + c_2 e^{-t/\tau_2}$$

$$\langle \beta_{22} \rangle = d_0 + d_1 e^{-t/\tau_1} + d_2 e^{-t/\tau_2}$$



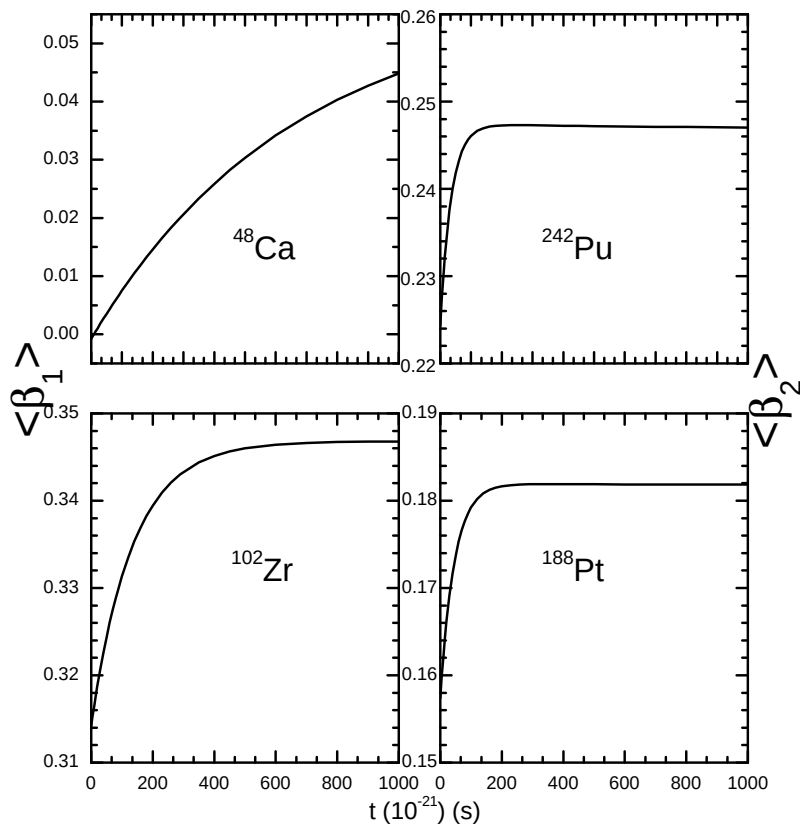
从基态到平衡态的弛豫时间与原子核的内禀属性相关

动力学形变效应

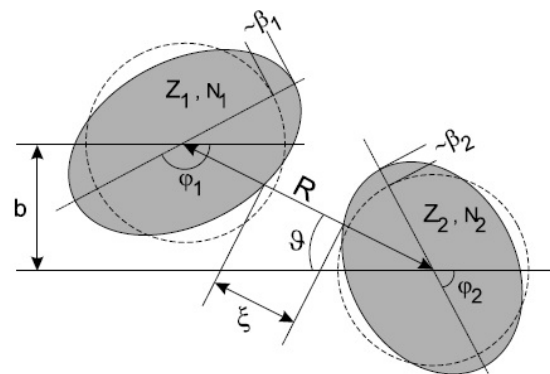
四极形变期待值: Yu et al PLB(2014)

$$\langle \beta_{12} \rangle = c_0 + c_1 e^{-t/\tau_1} + c_2 e^{-t/\tau_2}$$

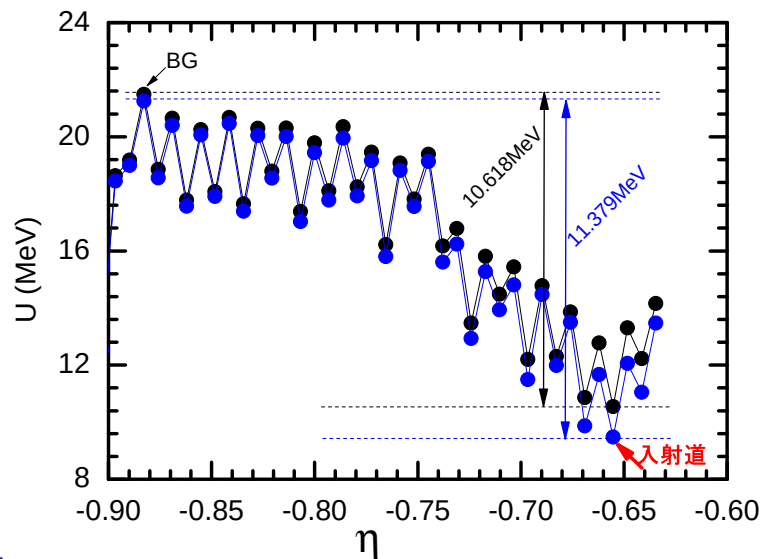
$$\langle \beta_{22} \rangle = d_0 + d_1 e^{-t/\tau_1} + d_2 e^{-t/\tau_2}$$



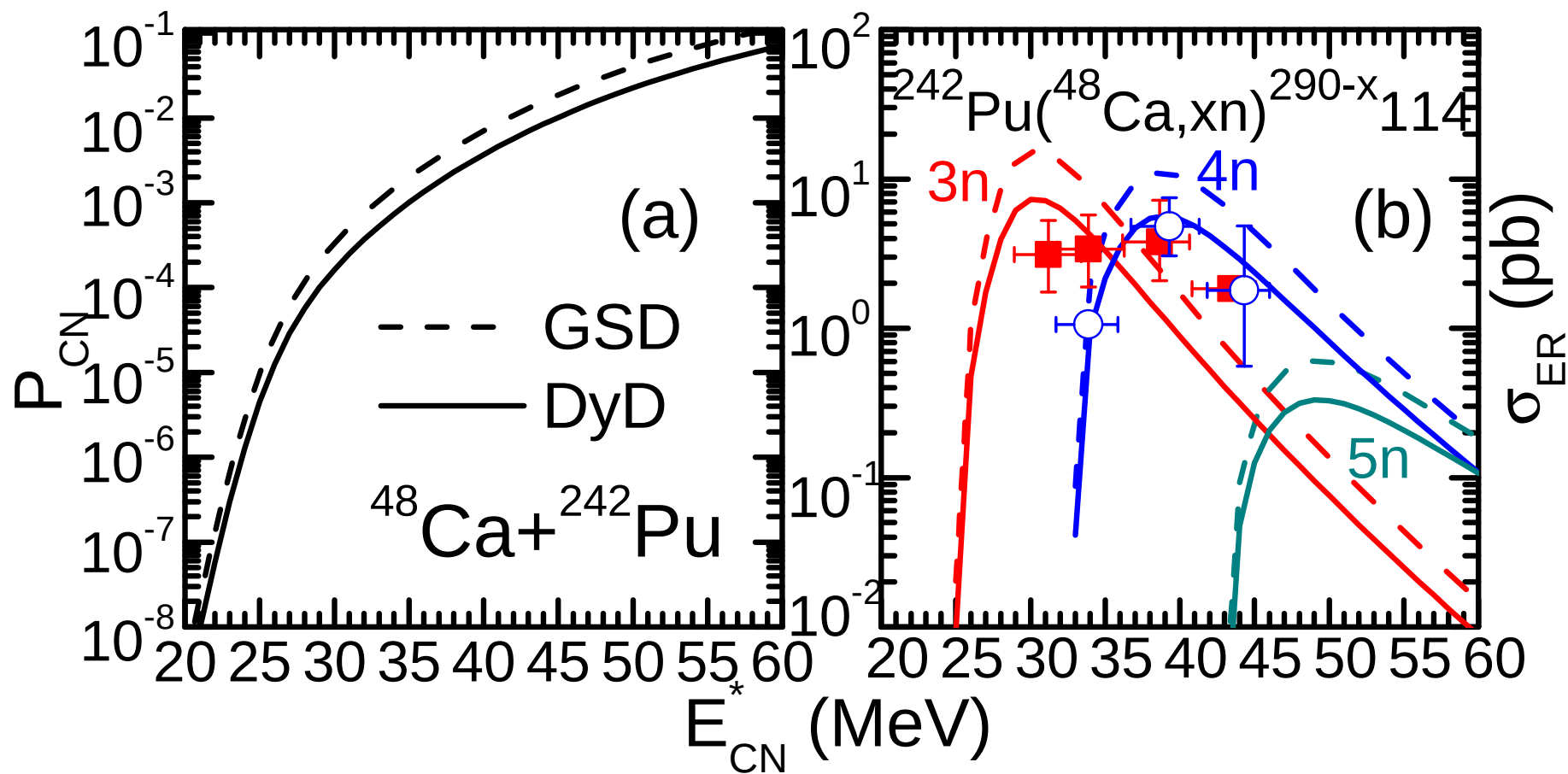
从基态到平衡态的弛豫时间与原子核的内禀属性相关



$$U(N_1, Z_1, N_2, Z_2, R, \beta_{12}, \beta_{22}) = B(N_1, Z_1, \beta_{12}) + B(N_2, Z_2, \beta_{22}) - B(N, Z, \beta_2) + U_C(Z_1, Z_2, R, \beta_{12}, \beta_{22}) + U_N(N_1, Z_1, N_2, Z_2, R, \beta_{12}, \beta_{22})$$



动力学形变效应-熔合几率(P_{CN})

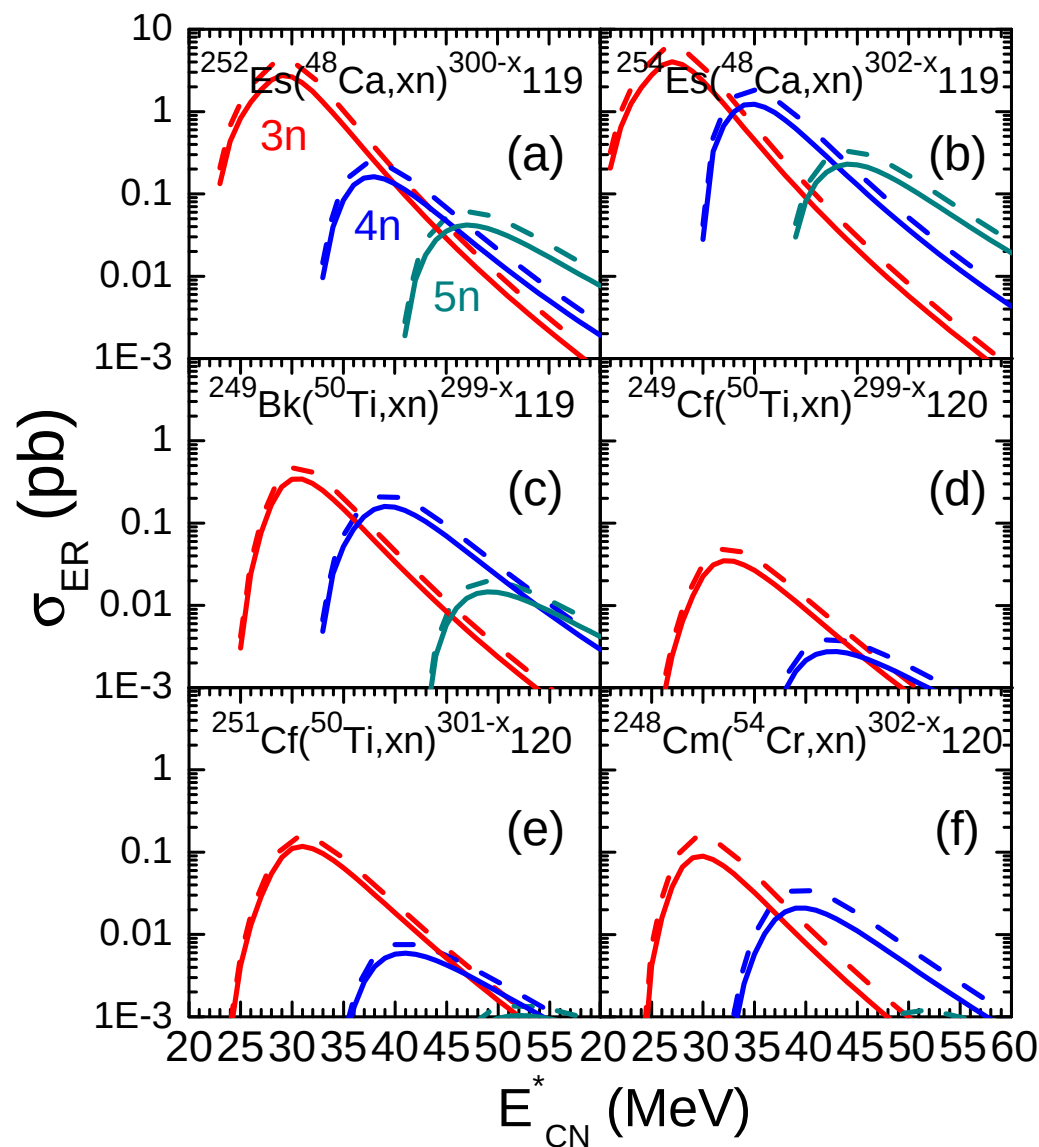
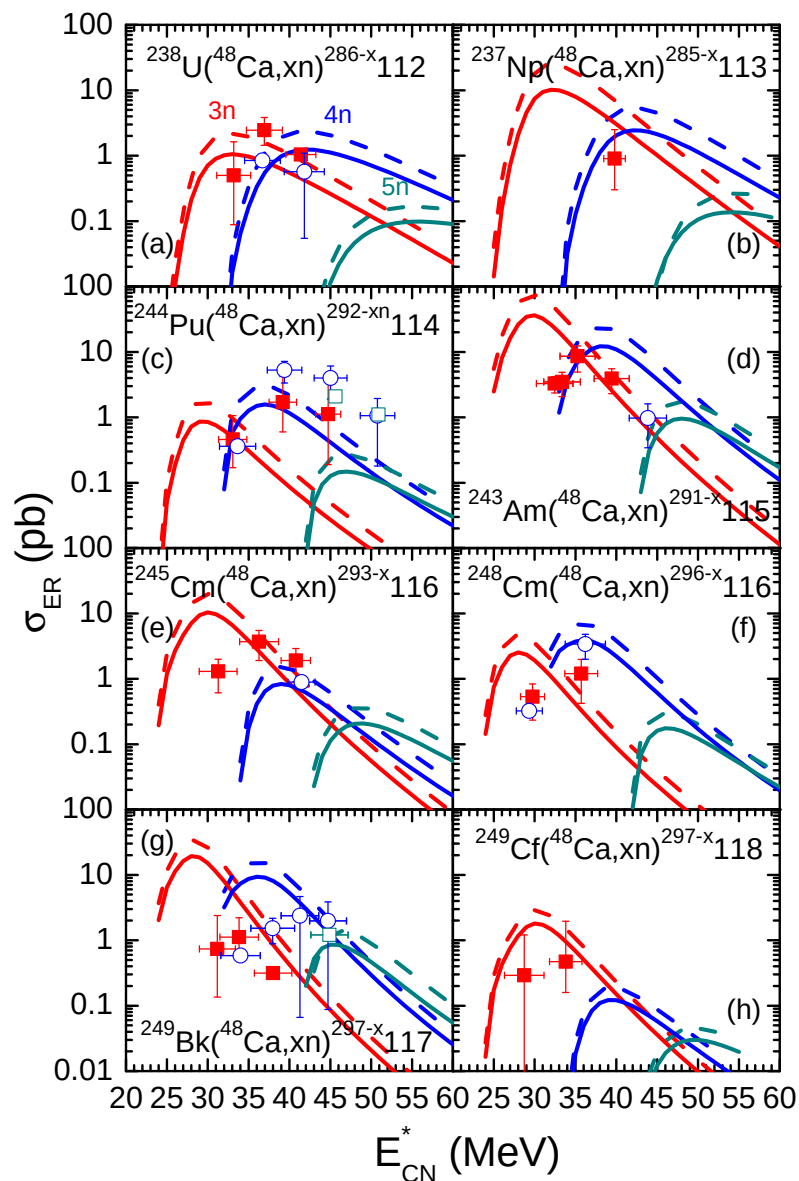


考虑动力学效应后增加了“内部阻碍”，减小了熔合几率，降低蒸发剩余截面

📄 Oganessian(2004)

📄 X.J.Bao,Y.Gao,J.Q.Li,H.F.Zhang PRC91,011603(R)(2015)

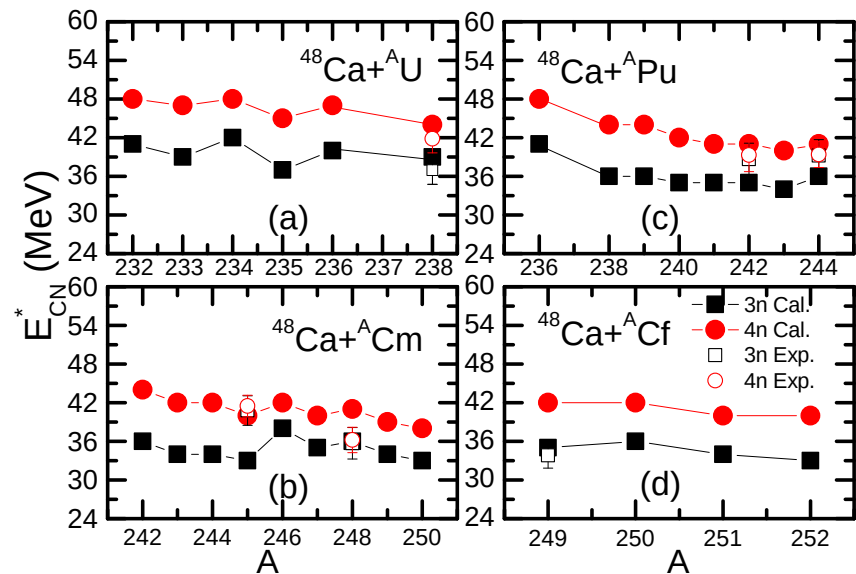
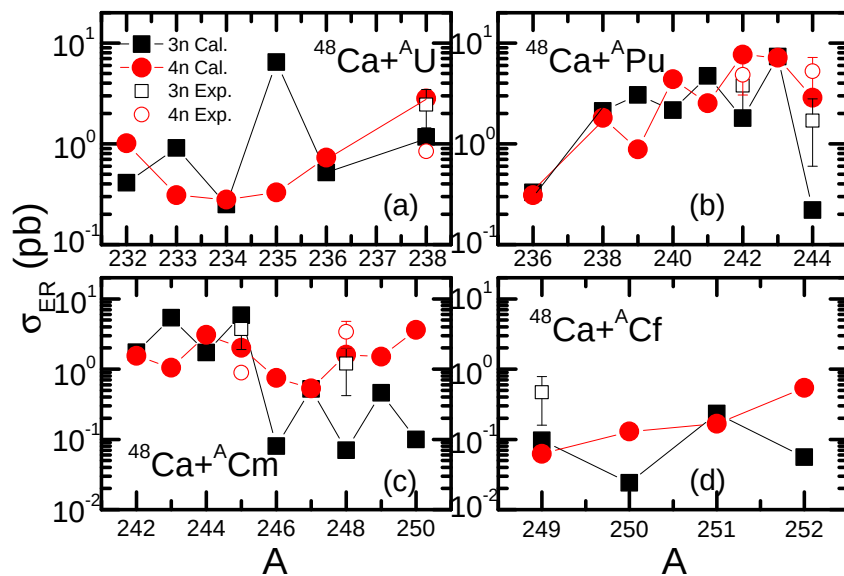
考虑动力学形变效应的蒸发剩余截面



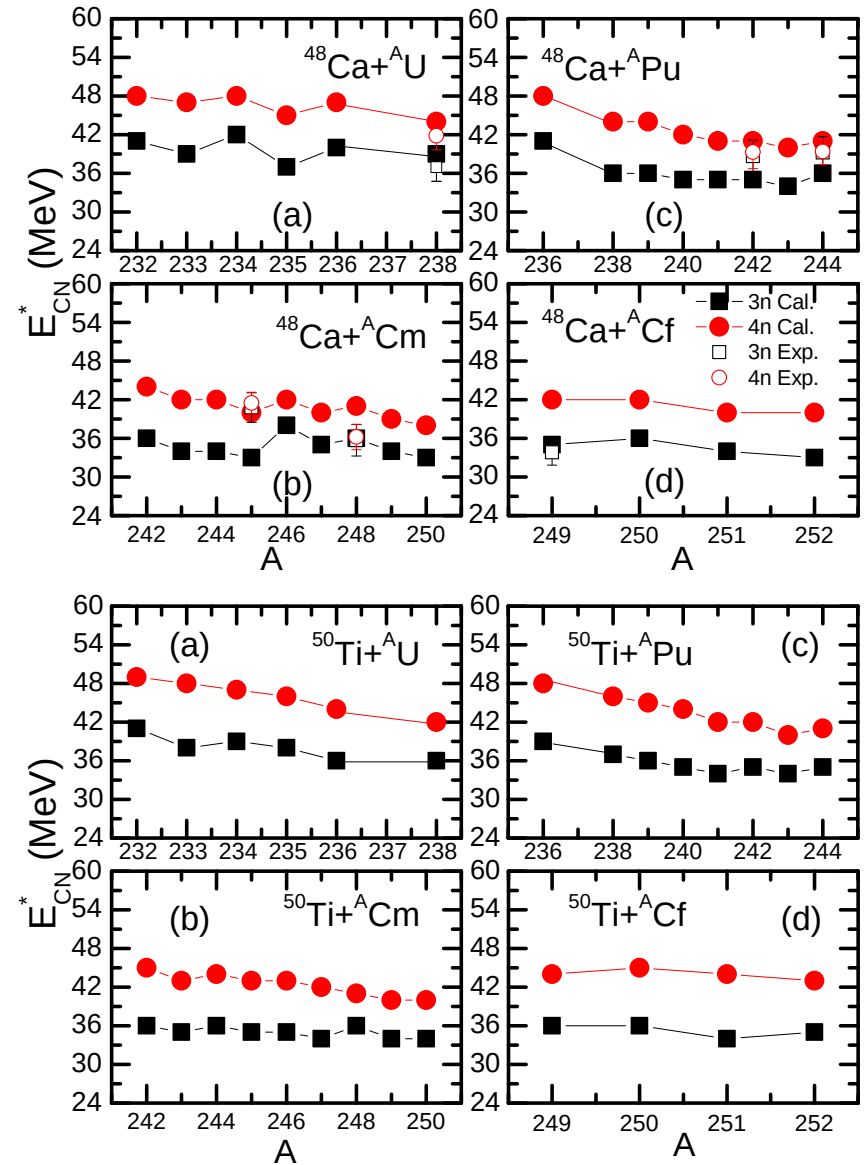
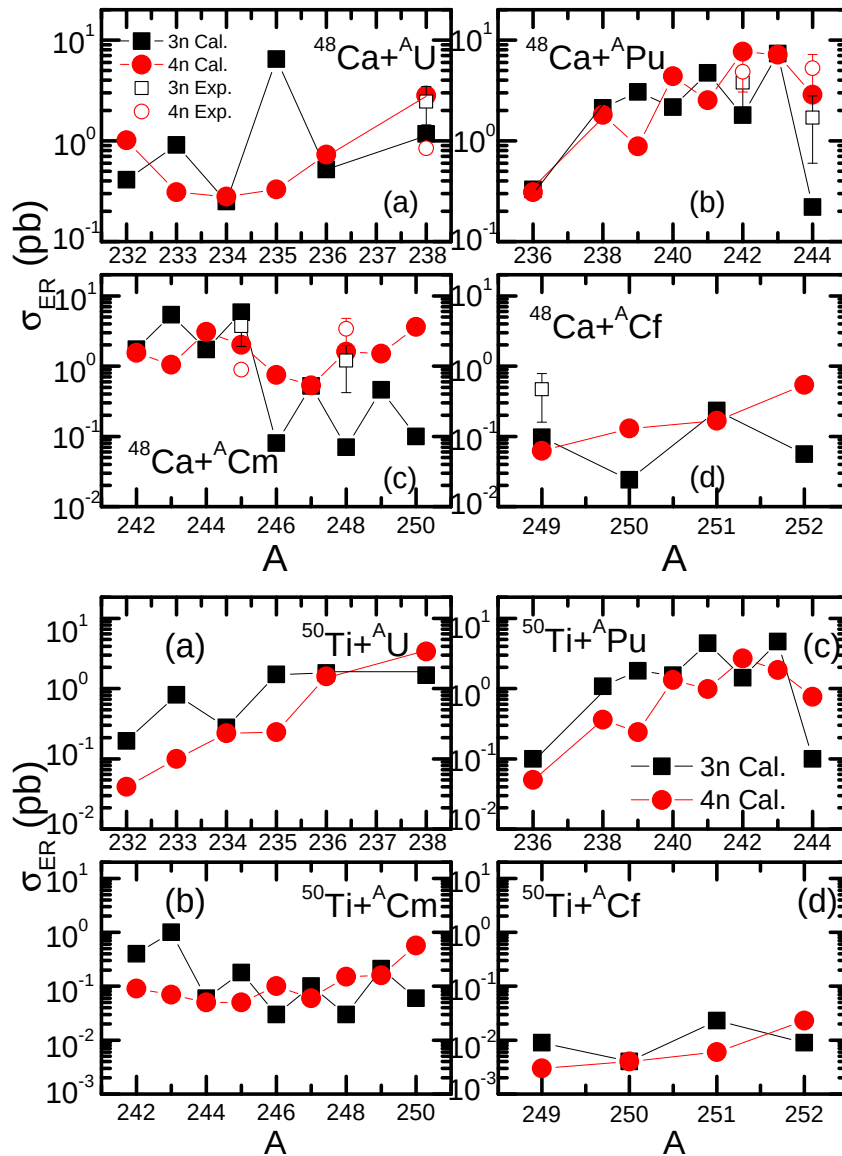
📄 Oganessian(2007,2010), Roberto(2015)

$^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Bk} (119), ^{50}\text{Ti} + ^{251}\text{Cf} (120)$

同位旋效应-热熔合反应



同位旋效应-热熔合反应

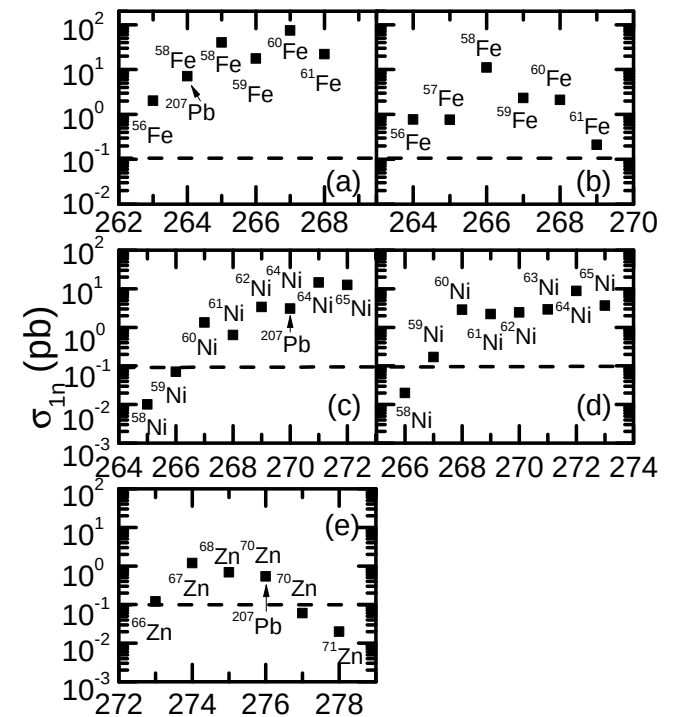
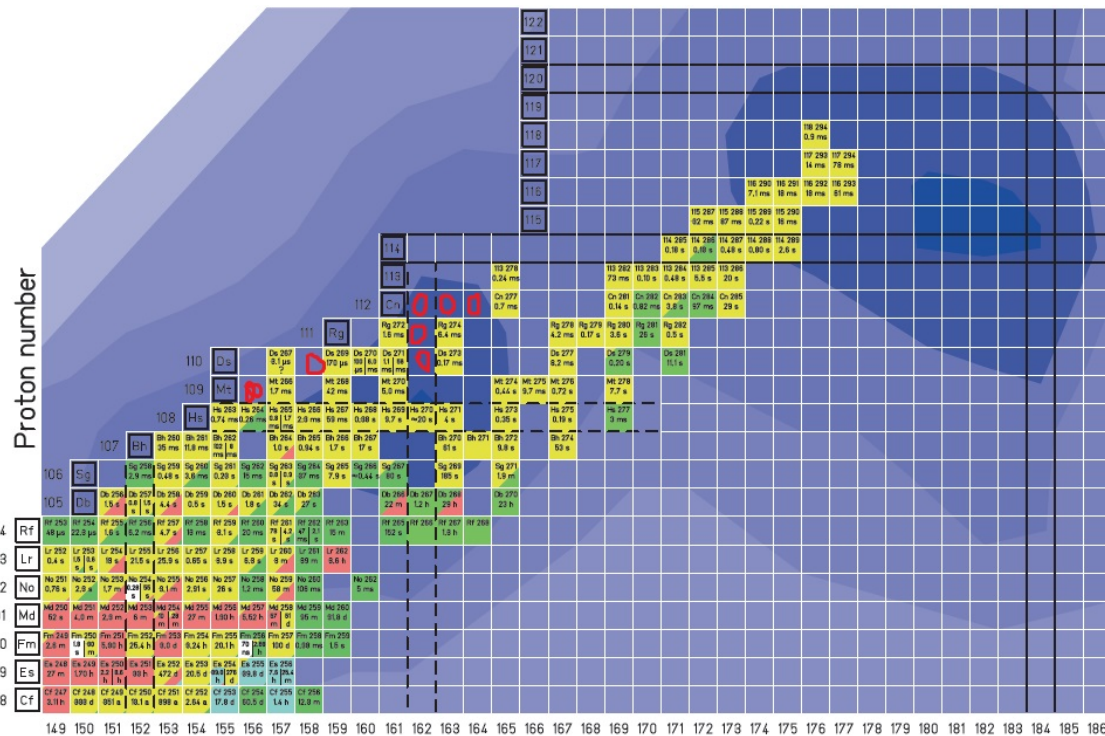


蒸发剩余截面随靶核同位素链中子数的增加而增大

同位旋效应-冷熔合反应

Reaction	$\sigma_{1n}^{Cal.}$	$\sigma_{1n}^{Exp.}$
$^{209}\text{Bi}(^{54}\text{Cr},1n)^{262}\text{Bh}$	140.06 pb	430 ± 100 pb
$^{208}\text{Pb}(^{56}\text{Fe},1n)^{263}\text{Hs}$	2.03 pb	$21^{+13}_{-8.4}$ pb
$^{208}\text{Pb}(^{58}\text{Fe},1n)^{265}\text{Hs}$	40.16 pb	69 ± 12 pb
$^{209}\text{Bi}(^{58}\text{Fe},1n)^{266}\text{Mt}$	11.07 pb	$7.4^{+4.8}_{-3.3}$ pb
$^{208}\text{Pb}(^{62}\text{Ni},1n)^{269}\text{Ds}$	3.34 pb	$2.6^{+2.6}_{-1.4}$ pb
$^{208}\text{Pb}(^{64}\text{Ni},1n)^{271}\text{Ds}$	14.50 pb	15^{+9}_{-6} pb

Reaction	$\sigma_{1n}^{Cal.}$	$\sigma_{1n}^{Exp.}$
$^{207}\text{Pb}(^{64}\text{Ni},1n)^{270}\text{Ds}$	3.03 pb	13 ± 5 pb
$^{209}\text{Bi}(^{64}\text{Ni},1n)^{272}\text{Rg}$	8.77 pb	$2.9^{+1.9}_{-1.3}$ pb
$^{208}\text{Pb}(^{68}\text{Zn},1n)^{275}\text{Cn}$	0.68 pb	≤ 1.2 pb
$^{208}\text{Pb}(^{70}\text{Zn},1n)^{277}\text{Cn}$	0.06 pb	$0.5^{+1.1}_{-0.4}$ pb
$^{209}\text{Bi}(^{70}\text{Zn},1n)^{278}\text{113}$	25.4 fb	31 fb

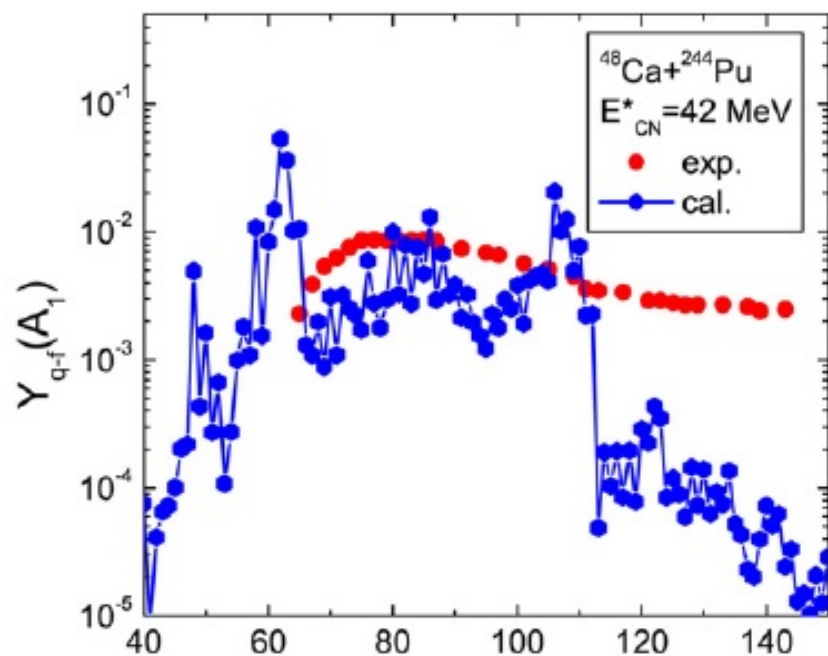
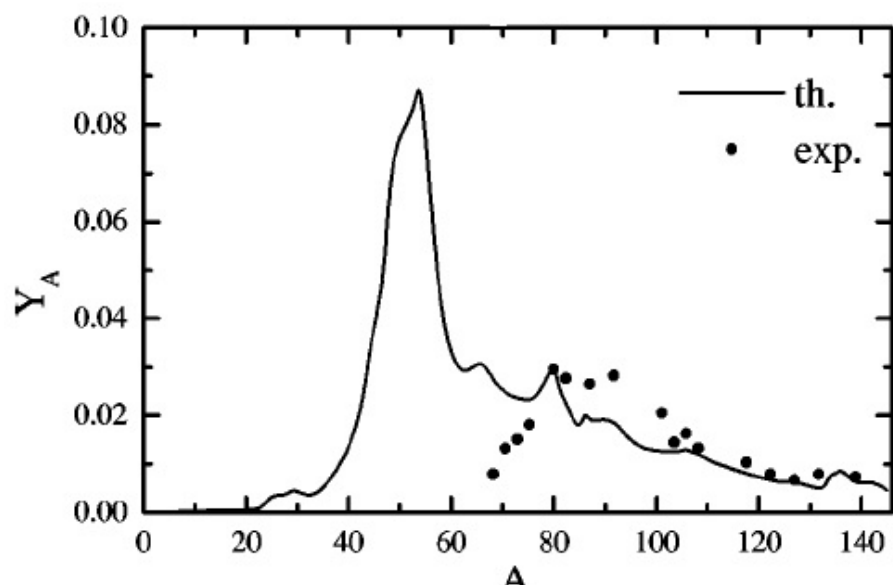


利用放射性核束合成超重核

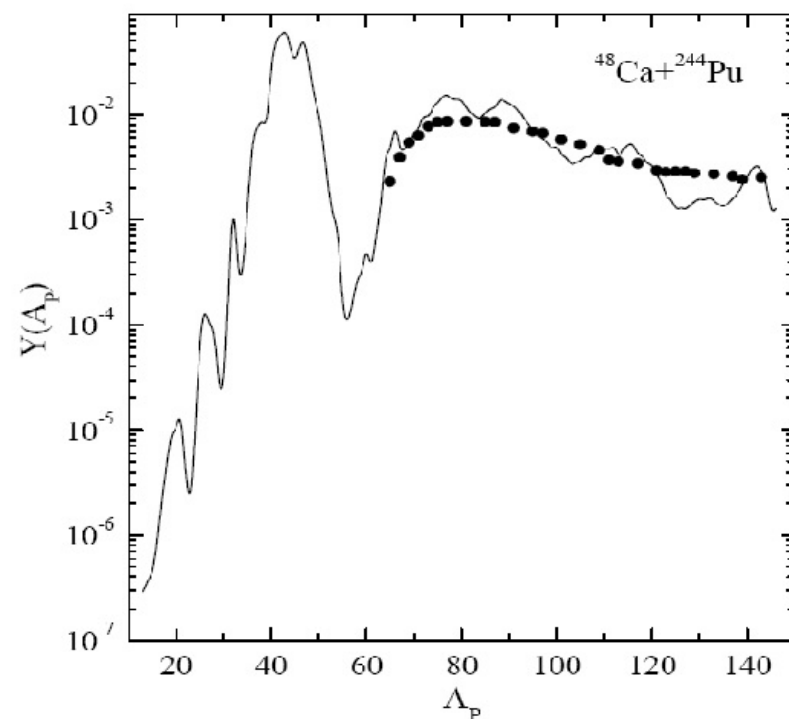
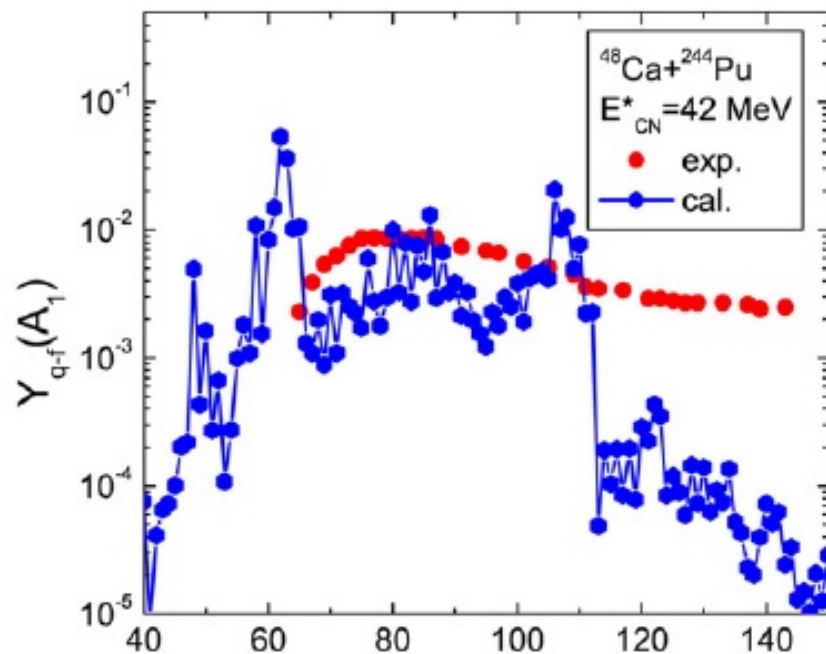
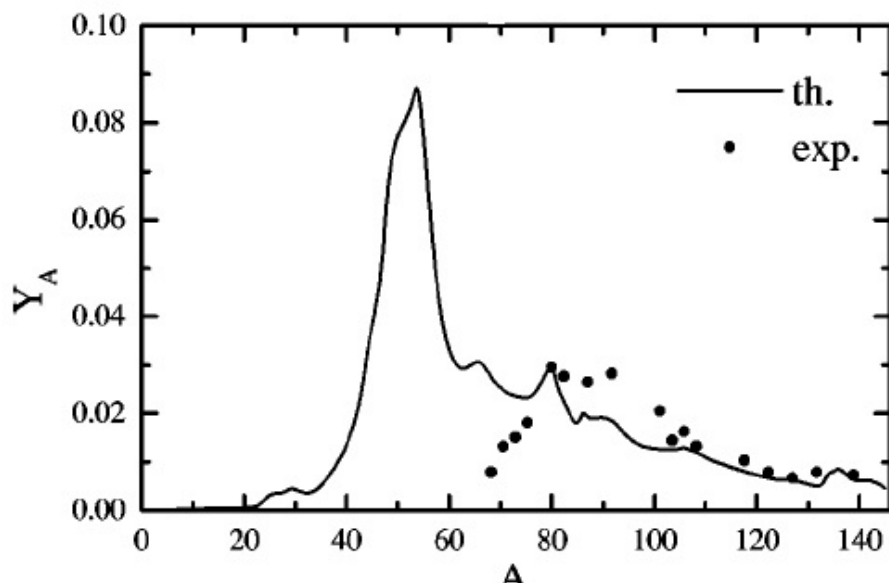
RNB reaction	$\sigma_{4n}(\text{pb})$	$\sigma_{5n}(\text{pb})$	$\sigma_{\max}^{\text{Pres}}(\text{pb})$	$\sigma_{\max}(L)(\text{pb})$	$\Psi \text{ (/s)}$
$^{237}\text{Np}(^{24}\text{Na},\text{xn})$	1.68×10^3	2.27×10^3	2.27×10^3	1.55×10^3	1.6×10^{13}
$^{244}\text{Pu}(^{24}\text{Na},\text{xn})$	5.68×10^3	6.02×10^3	6.02×10^3	3.63×10^3	1.6×10^{13}
$^{252}\text{Cf}(^{21}\text{O},\text{xn})$	7.74×10^4	3.58×10^5	3.58×10^5	2.50×10^6	1.6×10^{10}
$^{248}\text{Cm}(^{24}\text{Na},\text{xn})$	1.04×10^3	8.06×10^2	1.04×10^3	3.20×10^3	1.6×10^{13}
$^{249}\text{Bk}(^{24}\text{Na},\text{xn})$	3.40×10^2	2.30×10^2	3.40×10^2	1.20×10^3	1.6×10^{13}
$^{252}\text{Cf}(^{24}\text{Na},\text{xn})$	1.32×10^3	2.16×10^3	2.16×10^3	2.00×10^3	1.6×10^{13}
$^{253}\text{Es}(^{24}\text{Na},\text{xn})$	3.46×10^2	3.60×10^2	3.60×10^2	2.75×10^2	1.6×10^{13}
$^{238}\text{U}(^{42}\text{K},\text{xn})$	7.86	8.11	8.11	5.2	4.0×10^{12}
$^{237}\text{Np}(^{43}\text{K},\text{xn})$	5.95	0.54	5.95	0.6	2.8×10^{12}
$^{244}\text{Pu}(^{42}\text{K},\text{xn})$	7.59	2.76	7.59	1.7	4.0×10^{12}
$^{248}\text{Cm}(^{46}\text{Ar},\text{xn})$	6.59	6.61	6.61	740	4.0×10^9
$^{248}\text{Cm}(^{46}\text{K},\text{xn})$	4.63	8.20	8.20	91	3.6×10^{11}
$^{249}\text{Bk}(^{43}\text{K},\text{xn})$	21.00	1.53	21.00	1.9	2.8×10^{12}
$^{252}\text{Cf}(^{46}\text{K},\text{xn})$	0.99	2.08	2.08	22	3.6×10^{11}
$^{253}\text{Es}(^{46}\text{K},\text{xn})$	0.20	0.24	0.24	2	3.6×10^{11}

$^{268}\text{Sg}, ^{268}\text{Bh}, ^{268}\text{Hs}(^{34}\text{S}+^{238}\text{U}), ^{271}\text{Mt}, ^{272}\text{Ds}, ^{275}\text{Rg}, ^{276}\text{Cn}, ^{283}113$

非完全熔合-准裂变



非完全熔合-准裂变



区分中子和质子自由度后改善了理论
计算再现准裂变产额分布的实验测
量, 然而理论计算和实验测量任然存
在差异

📄 Diaz-Torres(2001), Adamian(2003), Feng(2009)

完全熔合与非完全熔合

主方程:

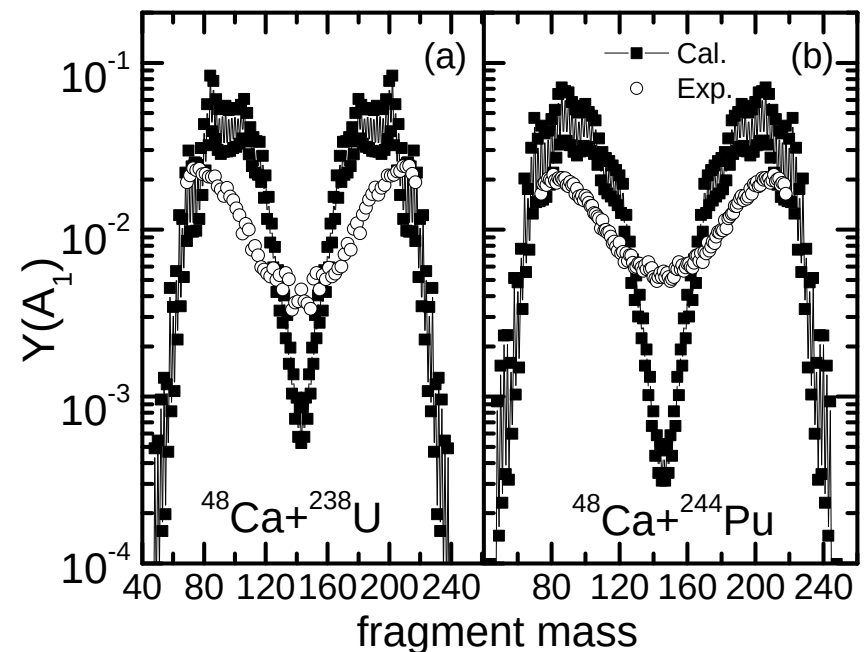
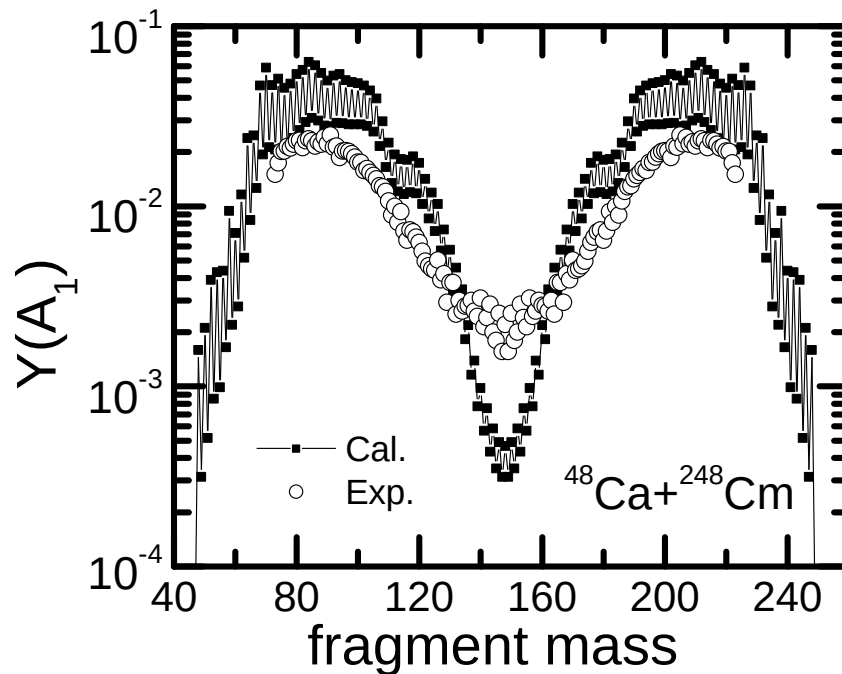
$$\begin{aligned}
 \frac{dP(Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2, E_1, t)}{dt} = & \sum_{Z'_1} W_{Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2; Z'_1, N_1, \beta_1, \beta_2}(t) \times \\
 & [d_{Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2} P(Z'_1, N_1, \beta_1, \beta_2, t) - d_{Z'_1, N_1, \beta_1, \beta_2} P(Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2, t)] \\
 & + \sum_{N'_1} W_{Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2; Z_1, N'_1, \beta_1, \beta_2}(t) \times \\
 & [d_{Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2} P(Z_1, N'_1, \beta_1, \beta_2, t) - d_{Z_1, N'_1, \beta_1, \beta_2} P(Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2, t)] \\
 & + \sum_0^{\beta_1^{\max}} \sum_0^{\beta_2^{\max}} W_{N_1, Z_1, \beta_1, \beta_2; N_1, Z_1, \beta'_1, \beta'_2}(t) [d_{Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2} P(Z_1, N_1, \beta'_1, \beta'_2, t) \\
 & - d_{Z_1, N_1, \beta'_1, \beta'_2} P(Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2, t)] \rho(\beta'_1) \rho(\beta'_2) \Delta\beta'_1 \Delta\beta'_2 \\
 & - \Lambda^{qf}(Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2) P(Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2, t),
 \end{aligned} \tag{3}$$

📄 S. Ayik et al ZPA 277(1976)299, Huang, CPL25,1243, Feng, PRC80,057601

📄 X. J. Bao, S. Q. Guo, H. F. Zhang, and J. Q. Li, PRC, 024617(2018)

准裂变产额分布

$$Y_{Z_1, N_1}(E_{c.m.}, J) = \int_0^{\tau_{int}} \sum_0^{\beta_1^{\max}} \sum_0^{\beta_2^{\max}} \Lambda^{qf}(Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2) \times P(Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2, t) \rho(\beta_1) \rho(\beta_2) \Delta\beta_1 \Delta\beta_2 dt. \quad (4)$$

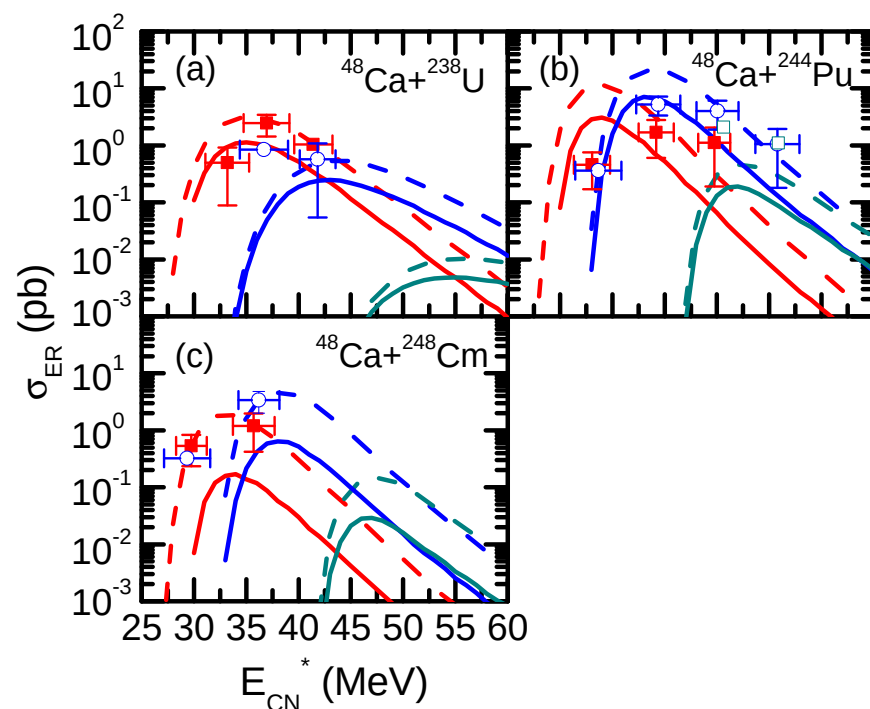
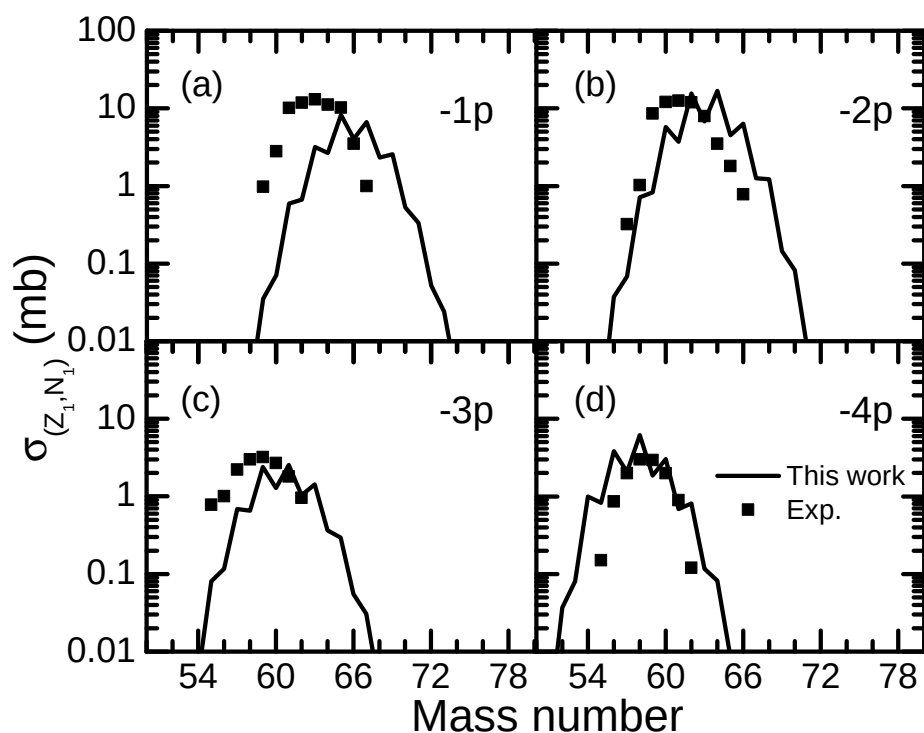


考虑动力学效应后很大程度上改善了理论计算再现准裂变产额分布的实验测量

蒸发剩余截面和转移截面

$$\sigma_{Z_1, N_1}(E_{c.m.}) = \sum_J \sigma_{cap}(E_{c.m.}, J) Y_{Z_1, N_1}(E_{c.m.}, J) W_{sur}(E_{c.m.}, J)$$

$$\sigma_{ER}(E_{c.m.}) = \sum_J \sigma_{cap}(E_{c.m.}, J) P_{CN}(E_{c.m.}, J) W_{sur}(E_{c.m.}, J)$$



考虑动力学效应后降低蒸发剩余截面

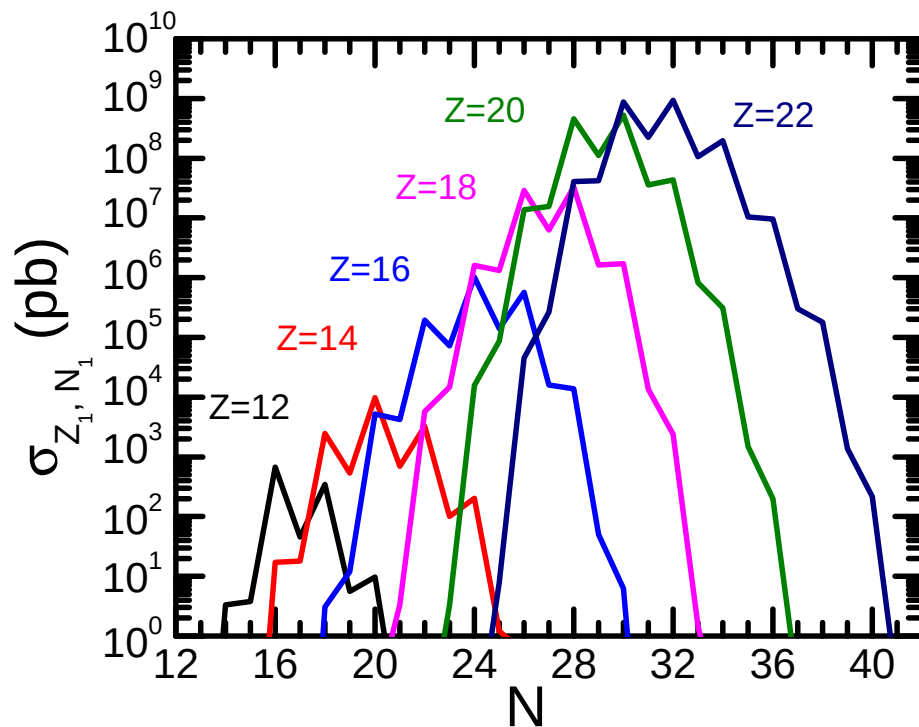
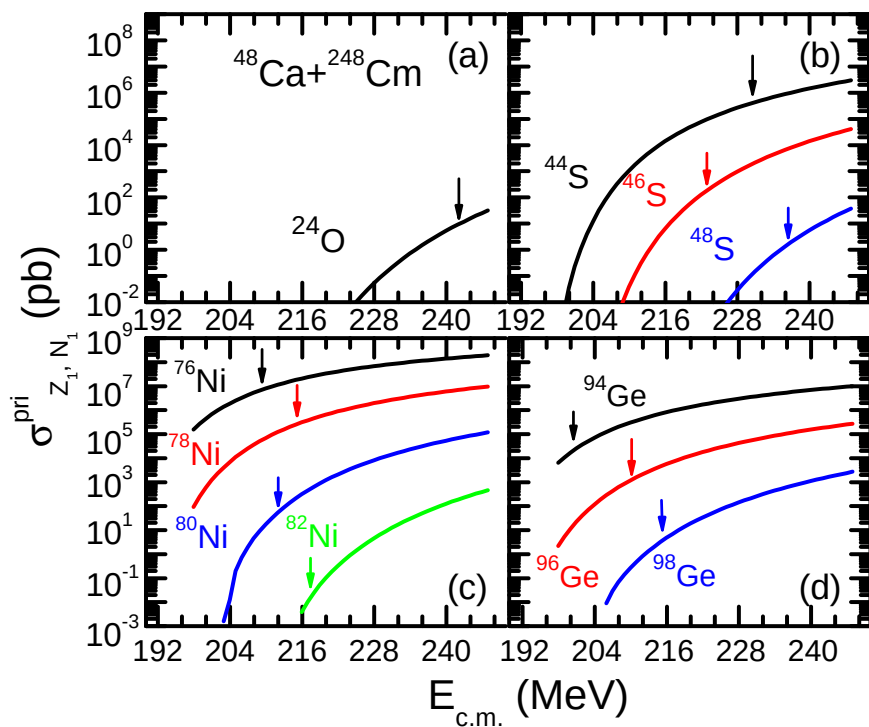
📖 L Corradi(2009), $^{64}\text{Ni}+^{238}\text{U}$

📖 X. J. Bao, S. Q. Guo, H. F. Zhang, and J. Q. Li, PRC, 024617(2018)

事件能量 $E_{c.m.}$ 对转移截面的影响

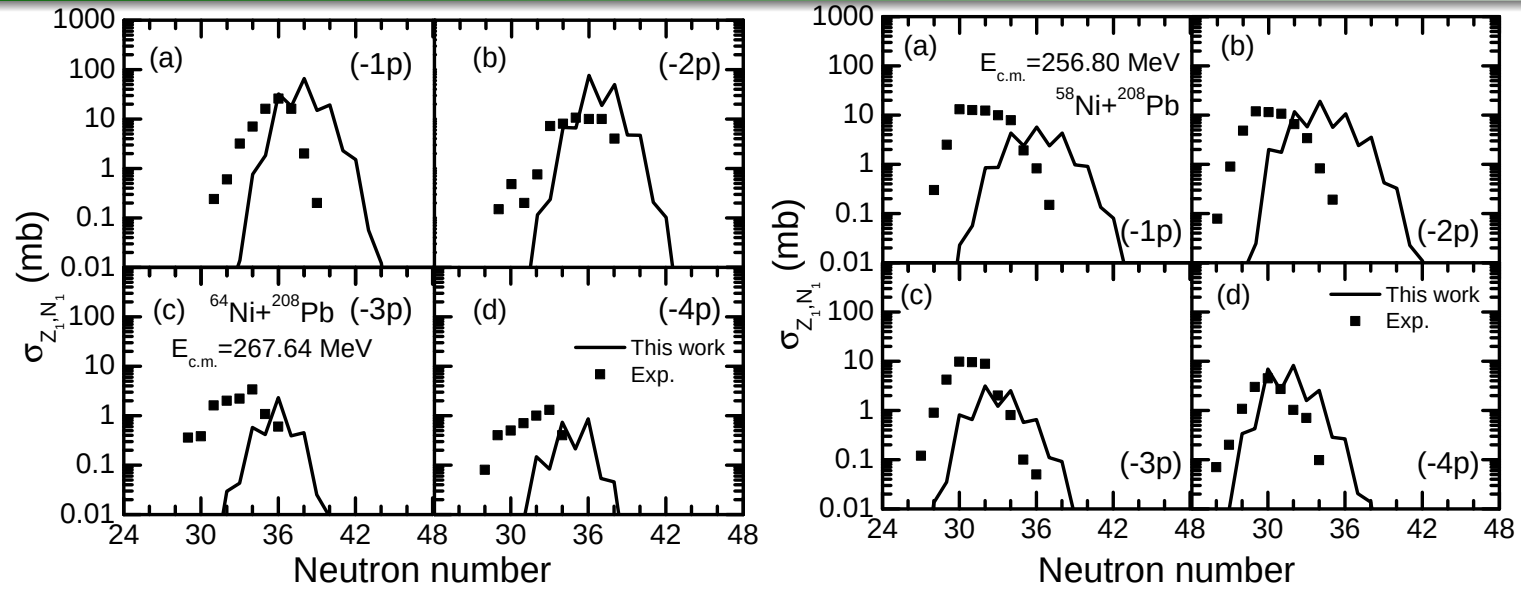
$$\sigma_{Z_1, N_1}^{pri}(E_{c.m.}) = \sum_J \sigma_{cap}(E_{c.m.}, J) Y_{Z_1, N_1}(E_{c.m.}, J)$$

$$\sigma_{Z_1, N_1}(E_{c.m.}) = \sum_J \sigma_{cap}(E_{c.m.}, J) Y_{Z_1, N_1}(E_{c.m.}, J) W_{sur}(E_{c.m.}, J)$$



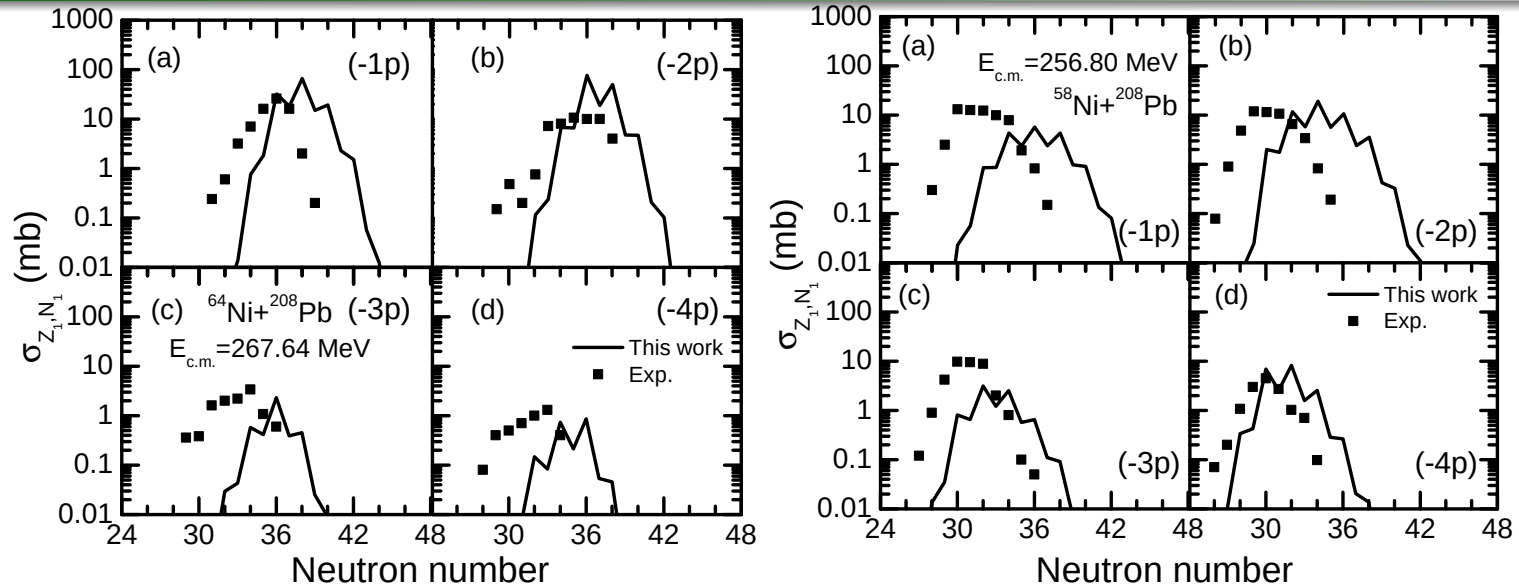
📄 X. J. Bao, S. Q. Guo, H. F. Zhang, and J. Q. Li, PRC, 024617(2018)

同位旋效应： $^{58,64,70}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ (N/Z)

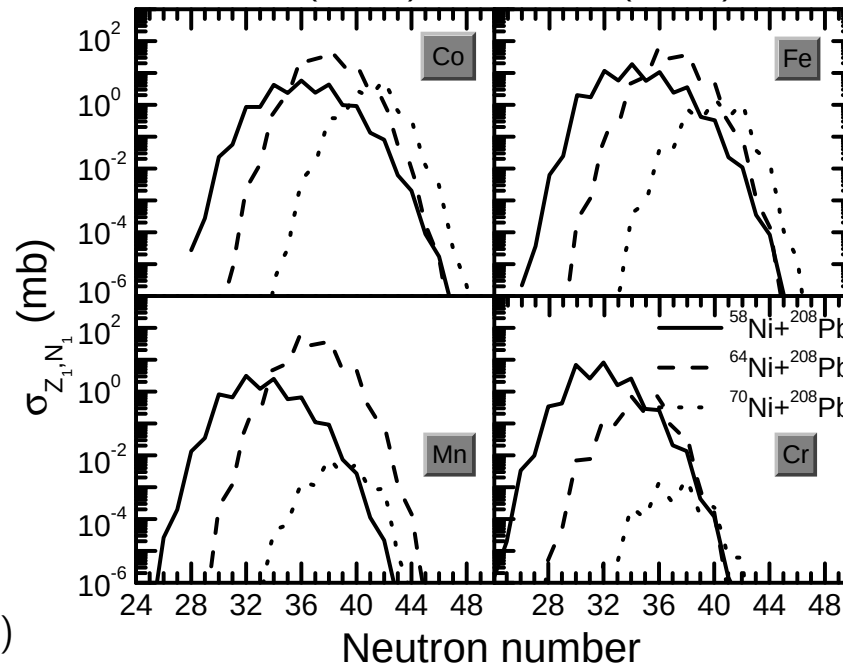


W. Królas(2003), L Corradi(2009)

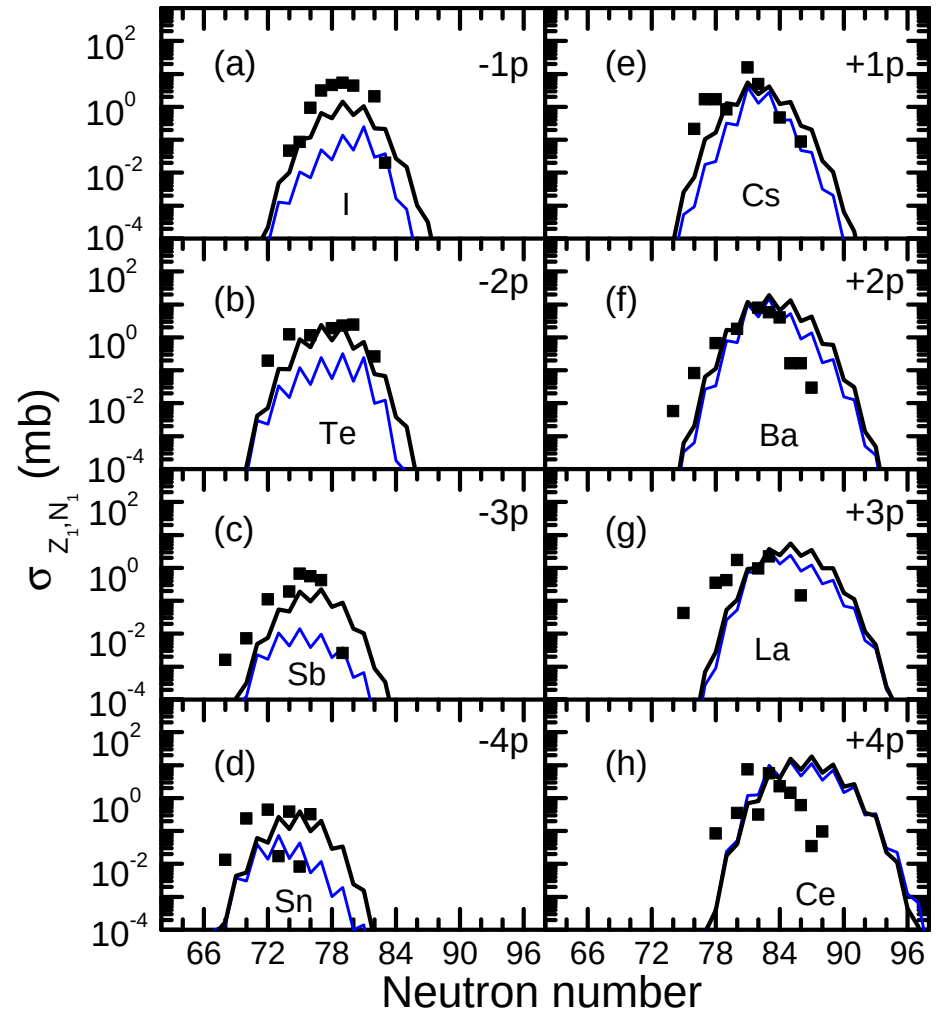
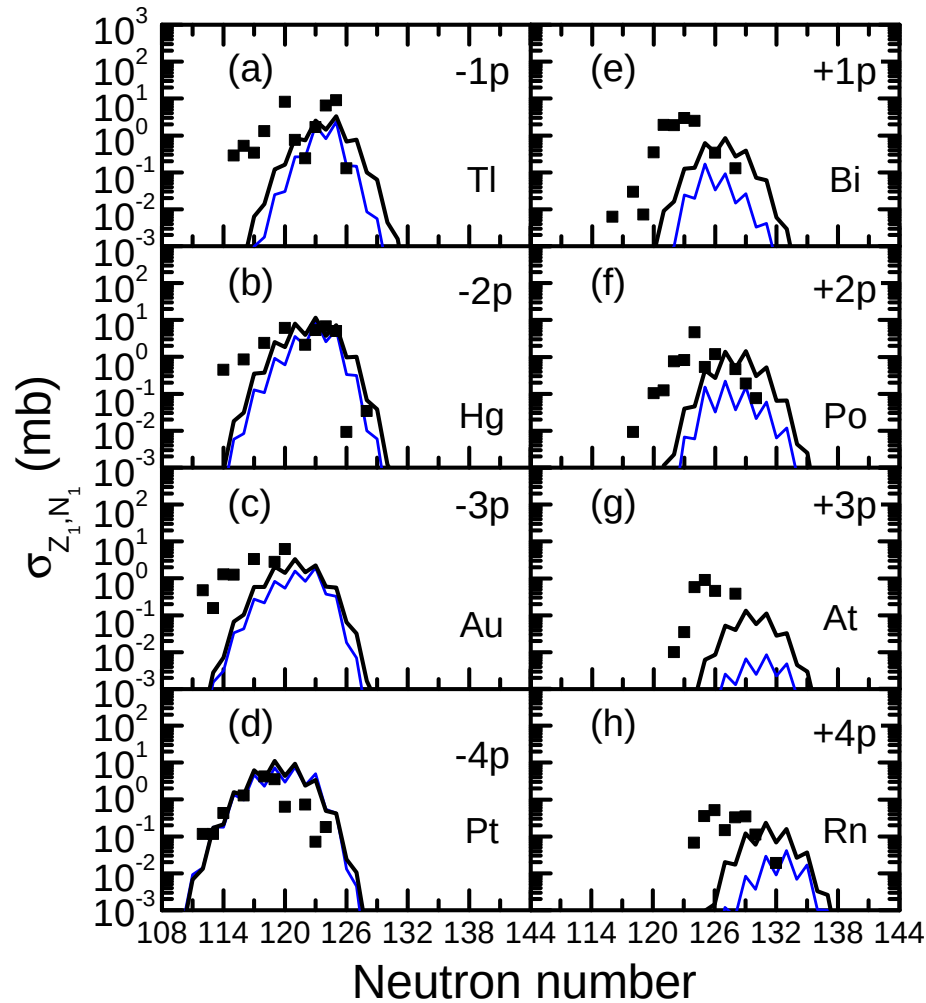
同位旋效应： $^{58,64,70}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ (N/Z)



W. Królas(2003), L Corradi(2009)



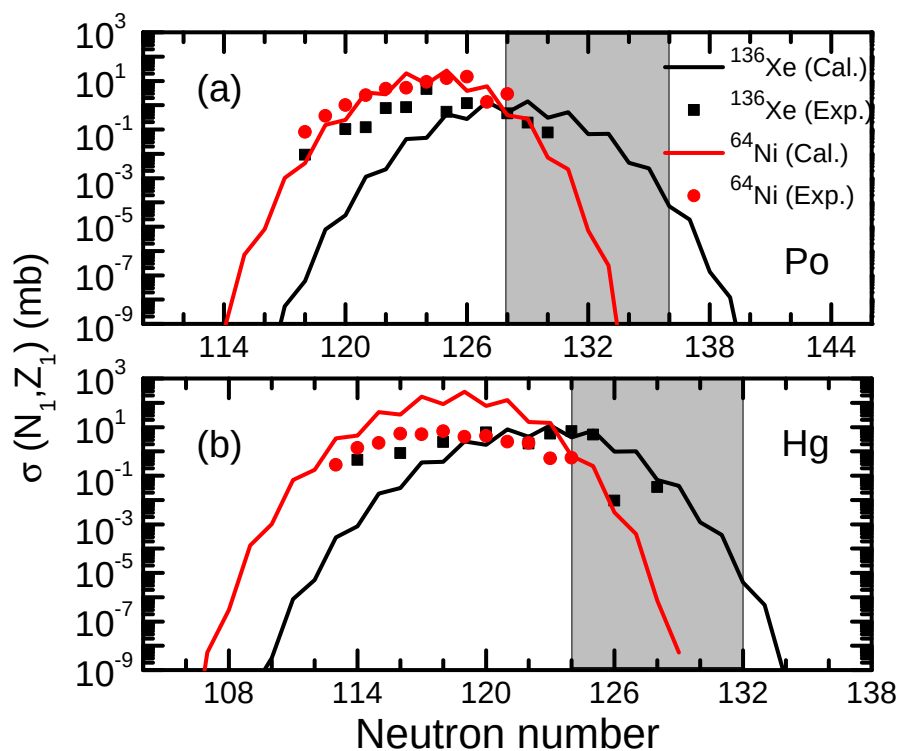
温度效应对转移截面的影响



J. S. Barrett et al.(2015); $^{136}\text{Xe}+^{208}\text{Pb}$

X. J. Bao, S. Q. Guo, H. F. Zhang, and J. Q. Li, PLB 785, 221(2018)

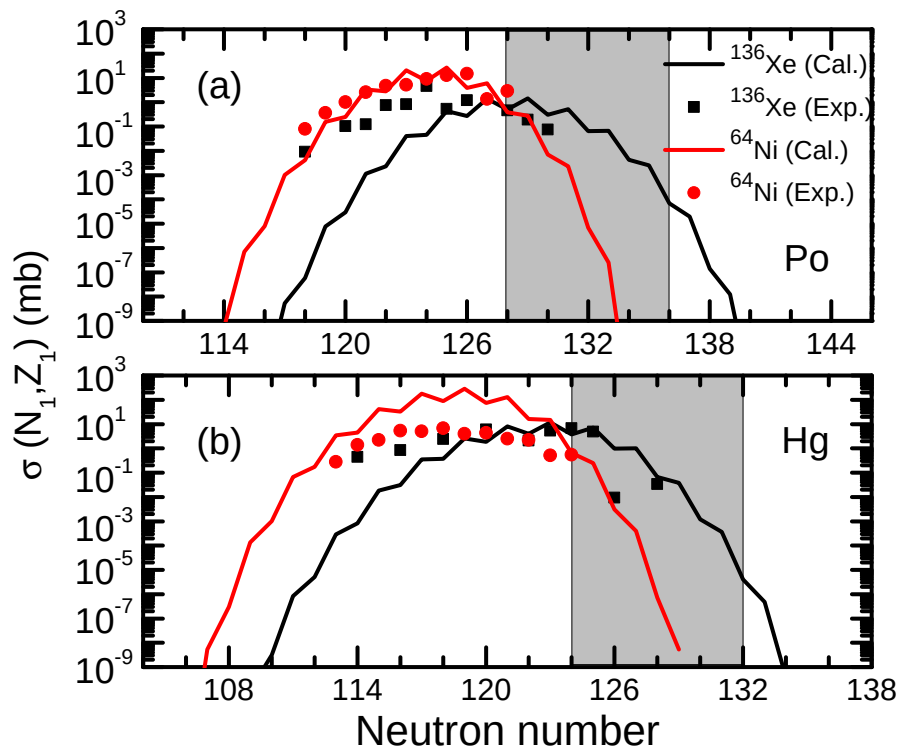
炮弹中子数对转移截面的影响



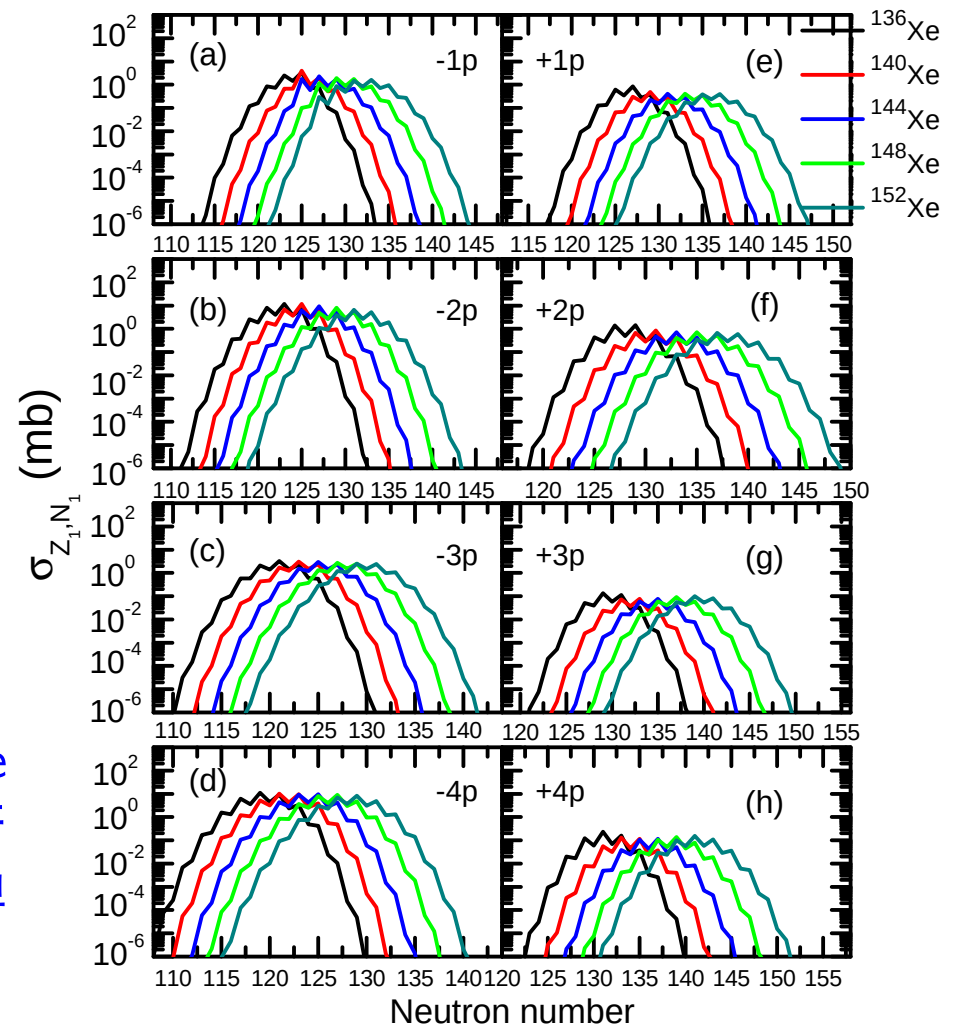
对比不同中质比的炮弹 (^{136}Xe ($N/Z = 1.51$) 与 ^{64}Ni ($N/Z = 1.28$)) 产生的转移反应截面, 高中质比的炮弹更加有利于合成丰中子重核。

📄 J. S. Barrett(2015); W. Królas(2003)

炮弹中子数对转移截面的影响



对比不同中质比的炮弹 (^{136}Xe ($N/Z = 1.51$)与 ^{64}Ni ($N/Z = 1.28$)) 产生的转移反应截面, 高中质比的炮弹更加有利于合成丰中子重核。



J. S. Barrett(2015); W. Królas(2003)

X. J. Bao, S. Q. Guo, H. F. Zhang, and J. Q. Li, PLB 785, 221(2018)

结论和展望

- 基于数值求解两变量主方程的双核系统模型，研究了超重核的合成机制
 - 考虑动力学形变效应对超重核合成机制的影响，考虑动力学形变后的理论计算蒸发剩余截面更好的符合实验测量值。
 - 结合实验数据分析表明双核模型能较好的描述超重核合成的熔合机制。
 - 蒸发剩余截面敏感的依赖于中子分离能和裂变位垒高度(超重稳定岛的位置)。
 - 采用放射性核素研究了合成超重核的新同位素，表明可以利用放射性核束合成部分超重核的新同位素。

结论和展望

- 基于数值求解两变量主方程的双核系统模型，研究了超重核的合成机制
 - ☞ 考虑动力学形变效应对超重核合成机制的影响，考虑动力学形变后的理论计算蒸发剩余截面更好的符合实验测量值。
 - ☞ 结合实验数据分析表明双核模型能较好的描述超重核合成的熔合机制。
 - ☞ 蒸发剩余截面敏感的依赖于中子分离能和裂变位垒高度(超重稳定岛的位置)。
 - ☞ 采用放射性核素研究了合成超重核的新同位素，表明可以利用放射性核束合成部分超重核的新同位素。
- 发展了四变量主方程，研究了熔合与非完全熔合过程
 - ☞ 考虑动力学形变效应的影响，很大程度上改善了理论计算对实验上测量的准裂变产额分布的描述能力。
 - ☞ 为了合理地描述大幅度的集体运动（熔合与裂变），输运理论相对应的位能曲面中必须考虑温度效应的影响。

结论和展望

- 基于数值求解两变量主方程的双核系统模型，研究了超重核的合成机制
 - ☞ 考虑动力学形变效应对超重核合成机制的影响，考虑动力学形变后的理论计算蒸发剩余截面更好的符合实验测量值。
 - ☞ 结合实验数据分析表明双核模型能较好的描述超重核合成的熔合机制。
 - ☞ 蒸发剩余截面敏感的依赖于中子分离能和裂变位垒高度(超重稳定岛的位置)。
 - ☞ 采用放射性核素研究了合成超重核的新同位素，表明可以利用放射性核束合成部分超重核的新同位素。
- 发展了四变量主方程，研究了熔合与非完全熔合过程
 - ☞ 考虑动力学形变效应的影响，很大程度上改善了理论计算对实验上测量的准裂变产额分布的描述能力。
 - ☞ 为了合理地描述大幅度的集体运动（熔合与裂变），输运理论相对应的位能曲面中必须考虑温度效应的影响。

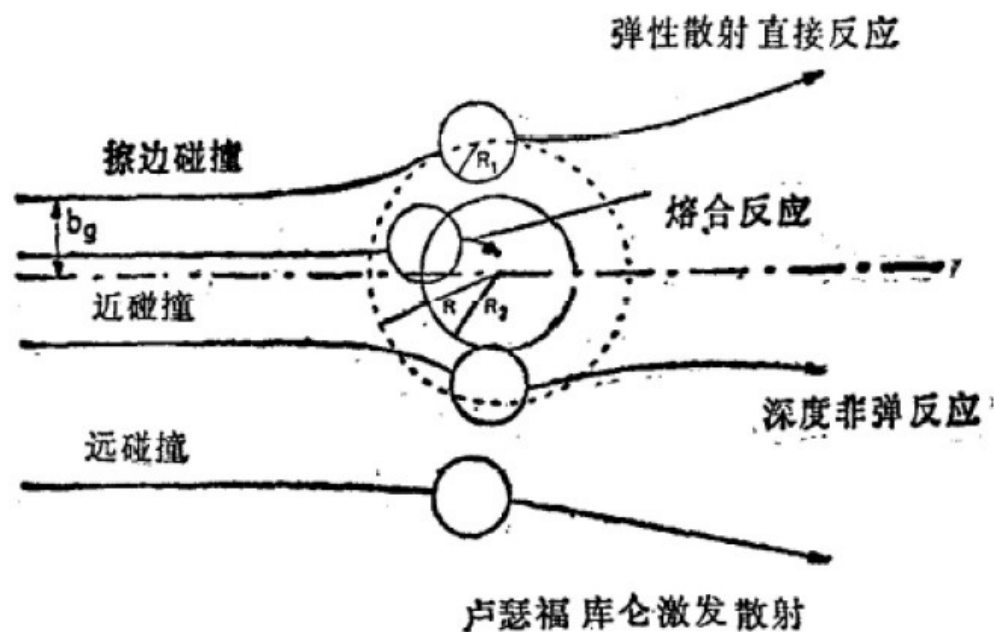
谢 谢 大 家！
敬 请 指 点！

低能重离子核反应

低能重离子核反应的特点

- ☞ 能量、角动量、质量、以及电荷转移
- ☞ 两个关键因素：1.碰撞参数 b 2.库仑势垒 V_B

重离子核反应的类型

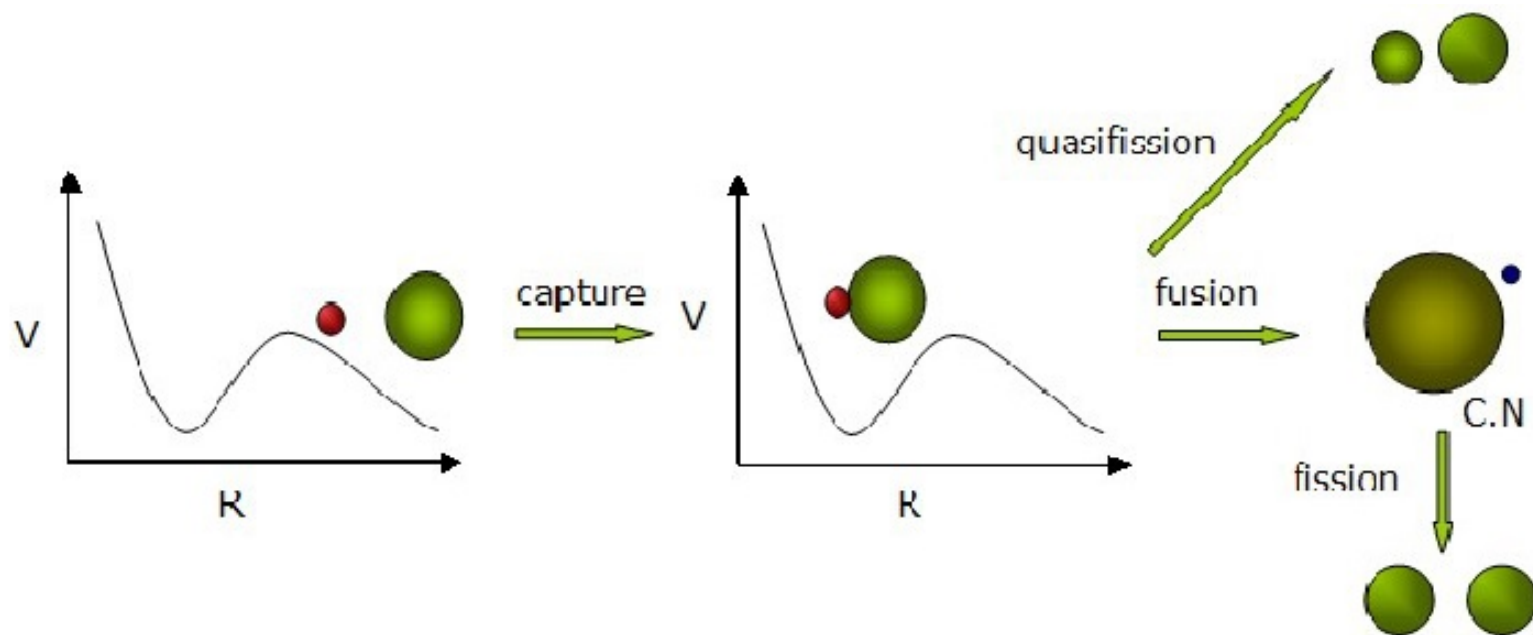


- ## 重离子核反应的意义
- 1.高自旋、远离 β 稳定线核素合成。
 - 2.超重核合成。
 - 3.研究能量、角动量、质量、以及电荷在原子核体系的输运。
 - 4.....

深度非弹性碰撞

◎ 深度非弹性碰撞的物理图像：深度非弹碰撞，入射离子的能量 $E_{cm} > V_B$, 弹核深入靶核表层。一般分为三个阶段：

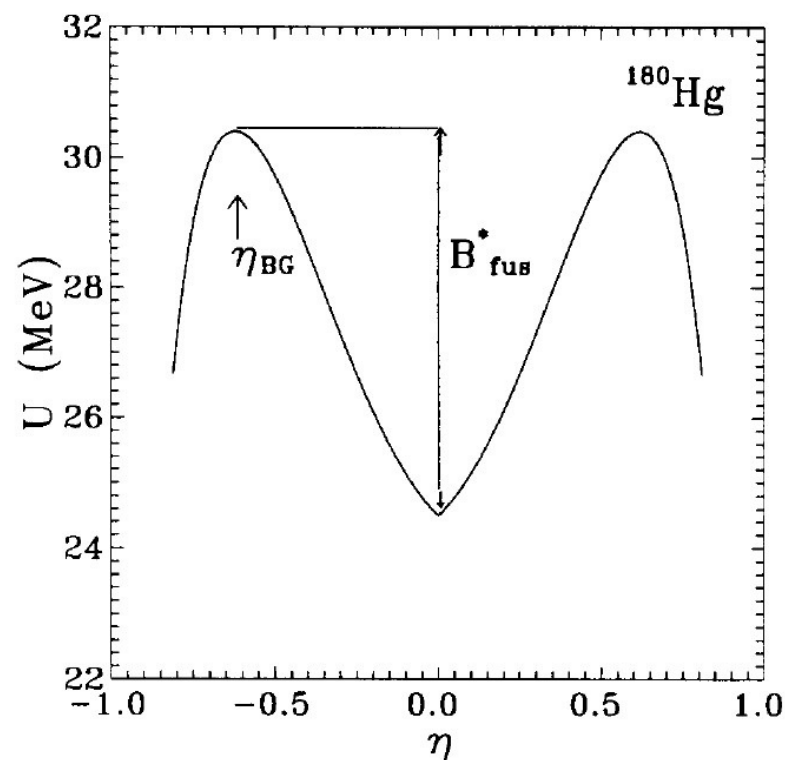
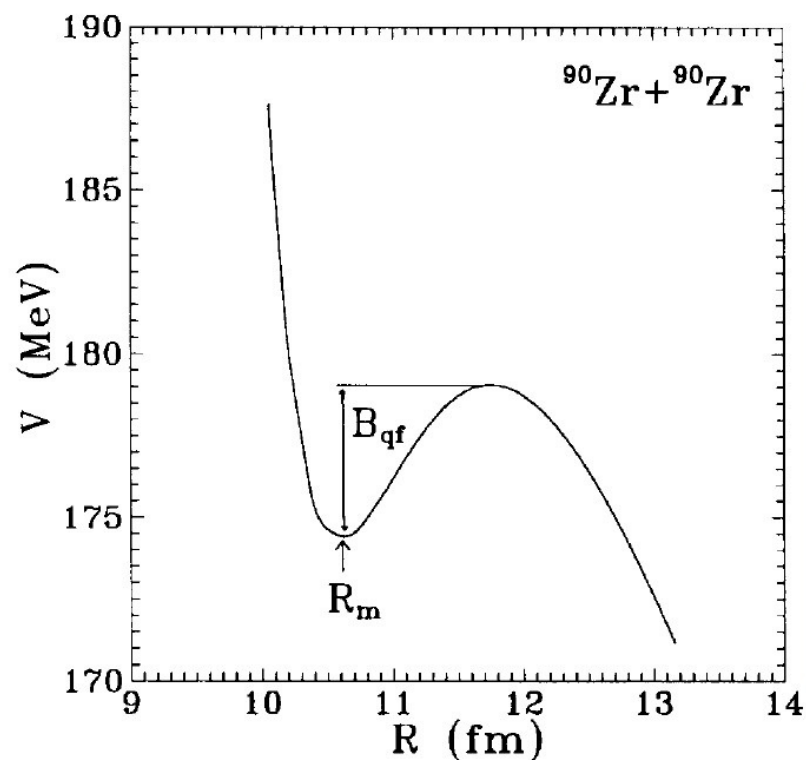
- ☞ 两个核以适当的碰撞参数作相对运动。
- ☞ 深度非弹性碰撞的主要阶段，研究能量、角动量、质量、电荷、密度分布、形状的趋向平衡的过程。
- ☞ 分离或者熔合，视发展过程而定。



◎ 实验结果表明的一些特性：1. 入射粒子和靶核的个性基本可以保持。2. 大量相对运动动能被耗散和相当大的一部分轨道角动量转化为两核内部运动角动量。

双核模型

- 双核模型的基本思想：深度非弹碰撞，弹靶之间有核子能量及角动量的转移，但是弹靶仍保留各自独立的特征



- 形成目标核需要三个阶段：1.弹核以一定的入射能越过库仑位垒后被靶核俘获形成双核系统。

双核模型

2. 双核系统的核子从一个原子核转移到另外一个原子核。

- ☞ 两核交换部分核子后沿双核之间的距离的演化而分开的准裂变过程
- ☞ 其中一重核碎片裂变
- ☞ 形成复合核

3. 形成的复合核处于激发状态，需要通过蒸发中子、各种带电粒子或者发射 γ 射线退激发存活下来或者裂变掉。

核反应得到剩余核的蒸发剩余截面：

$$\sigma(E_{c.m}) = \sum_J \sigma_c(E_{c.m}, J) P_{CN}(E_{c.m}, J) W_{sur}(E_{c.m}, J) \quad (5)$$

各个量的物理意义

- ☞ $\sigma_c(E_{c.m}, J)$ 表示俘获截面：两碰撞核克服库仑位垒后形成双核系统的几率。
- ☞ $P_{CN}(E_{c.m}, J)$ 表示融合几率：两核间通过转移核子形成复合核的几率。
- ☞ $W_{sur}(E_{c.m}, J)$ 表示存活几率：复合核通过退激或裂变得得到目标核的几率。

Fusion probability

- ① The evolution of the distribution function $P(A_1, E_1, t)$ for nucleons A_1 with excitation energy E_1 in fragment 1 is given by the master equation:

$$\frac{dP(A_1, E_1, t)}{dt} = \sum_{A'_1} W_{A_1, A'_1} [d_{A_1} P(A'_1, E'_1, t) - d_{A'_1} P(A_1, E_1, t)] \quad (6)$$

where W_{A_1, A'_1} is the mean transition probability from channel (A_1, E_1) to (A'_1, E'_1) , d_{A_1} denotes the microscopic dimension corresponding to the macroscopic state (A_1, E_1) .

S.Ayik et al ZPA 277(1996)299

- ② The single-particle Hamiltonian to describe the nucleon's motion in dinuclear model reads:

$$H(t) = H_0(t) + V(t) \quad (7)$$

$$H_0(t) = \sum_k \sum_{v_k} \varepsilon_{v_k}(t) a_{v_k}^\dagger(t) a_{v_k}(t) \quad (8)$$

$$V(t) = \sum_{k, k'} \sum_{\alpha_k, \beta_{k'}} u_{\alpha_k, \beta_{k'}}(t) a_{\alpha_k}^\dagger(t) a_{\beta_{k'}}(t) \quad (9)$$

Fusion probability

- ② The single-particle matrix elements are parameterized:

$$u_{\alpha_k, \beta_{k'}}(t) = U_{k, k'}(t) \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{\varepsilon_{\alpha_k}(t) - \varepsilon_{\beta_{k'}}(t)}{\Delta_{k, k'}(t)} \right]^2 - \delta_{\alpha_k, \beta_{k'}} \right\} \quad (10)$$

The strength parameters are determined by the single-particle matrix elements for exciting or transferring a nucleon.

- ② The strength parameters read:

$$U_{kk'} = \frac{g_1^{\frac{1}{3}} g_2^{\frac{1}{3}}}{g_1^{\frac{1}{3}} + g_2^{\frac{1}{3}}} \times \frac{1}{g_k^{\frac{1}{3}} g_{k'}^{\frac{1}{3}}} \times 2\gamma_{kk'} \quad (11)$$

where $g_k = A_k/12$, and the reduced strength parameters $\gamma_{kk'} = 3$.

- ② The transition probability

$$W_{A_1, A'_1} = \frac{\tau_{int}(A_1, E_1; A'_1, E'_1)}{\hbar^2 d_{A_1} d_{A'_1}} \sum_{ii'} | \langle A'_1, E'_1, i' | V | A_1, E_1, i \rangle |^2 \quad (12)$$

Fusion probability

- ② The transition probability can be written

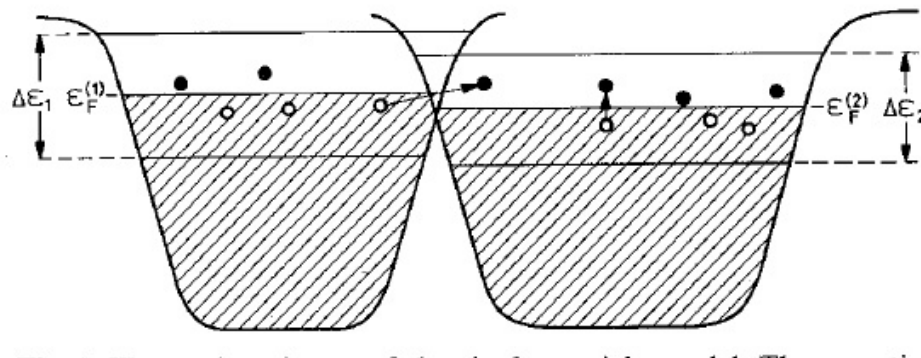
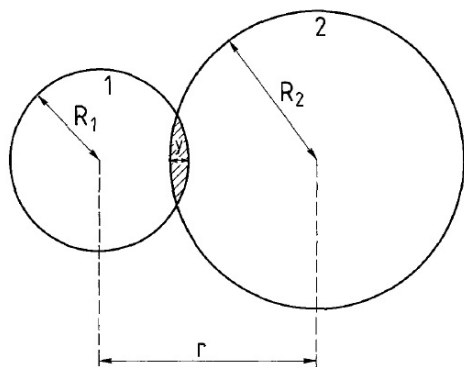
$$W(A_1, E_1; A'_1, E'_1) = \frac{\tau_{int}(A_1, E_1; A'_1, E'_1)}{d_{A_1} d_{A'_1}} \{ \omega_{11}(A_1, E_1; E'_1) + \omega_{22}(A_1, E_1; E'_1) \delta_{A_1, A'_1} \quad (13)$$

$$+ \omega_{12}(A_1, E_1; E'_1) \delta_{A'_1, A_1-1} + \omega_{21}(A_1, E_1; E'_1) \delta_{A'_1, A_1+1} \}$$

where

$$\omega_{kk'}(A_1, E_1; E'_1) = \sum_{ii' A'_1} | \langle A_1, E_1, i | V_{kk'} | A'_1, E'_1, i' \rangle |^2 = d_{A_1} \langle V_{kk'} V_{kk'}^\dagger \rangle \quad (14)$$

- ② The reaction process



Fusion probability

- ① The valence space: $\Delta\varepsilon_k = \sqrt{4\varepsilon_k^*/g_k}, \varepsilon_k^* = \varepsilon_k^* \frac{A_k}{A}$, where ε_k^* is the local excitation energy of the DNS. The local excitation energy can be written as

$$\varepsilon_k^* = E_{dis} - U(A_1, A_2) \quad (15)$$

- ② N_K ($N_K = g_k \Delta\varepsilon_k$) denotes valence states and m_K ($m_K = N_K/2$) denotes valence nucleon in the valence space $\Delta\varepsilon_k$.

$$d(m_1, m_2) = (N_1, m_1)(N_2, m_2) \quad (16)$$

- ③ Statistical Spectroscopy method:

$$R(W', W) = |W'| O |W|^2 \quad (17)$$

$$U_p(W) = \sum_{W'} R(W', W)(W')^p = \langle W | O^\dagger H^p O | W \rangle \quad (18)$$

$$\langle V_{kk'} V_{kk'}^\dagger \rangle = \frac{1}{4} U_{kk'}^2 g_k g_{k'} \Delta_{kk'} \Delta\varepsilon_k \Delta\varepsilon_{k'} \times [\Delta_{kk'}^2 + \frac{1}{6}(\Delta\varepsilon_k^2 + \Delta\varepsilon_{k'}^2)]^{-1/2} \quad (19)$$

J.P.Draayer et al Ann of Phys 106(1977)472

Deformation relaxation in HIC

② The shape relaxation in HIC :

$$\frac{dP(\beta_1, \beta_2, t)}{dt} = - \sum_{i=1}^2 \frac{\partial}{\partial \beta_i} (v_i P(\beta_1, \beta_2, t)) + \sum_{i=1}^2 \frac{\partial^2}{\partial \beta_i^2} (D_i P(\beta_1, \beta_2, t)) \quad (20)$$

② The driving potential of the system reads:

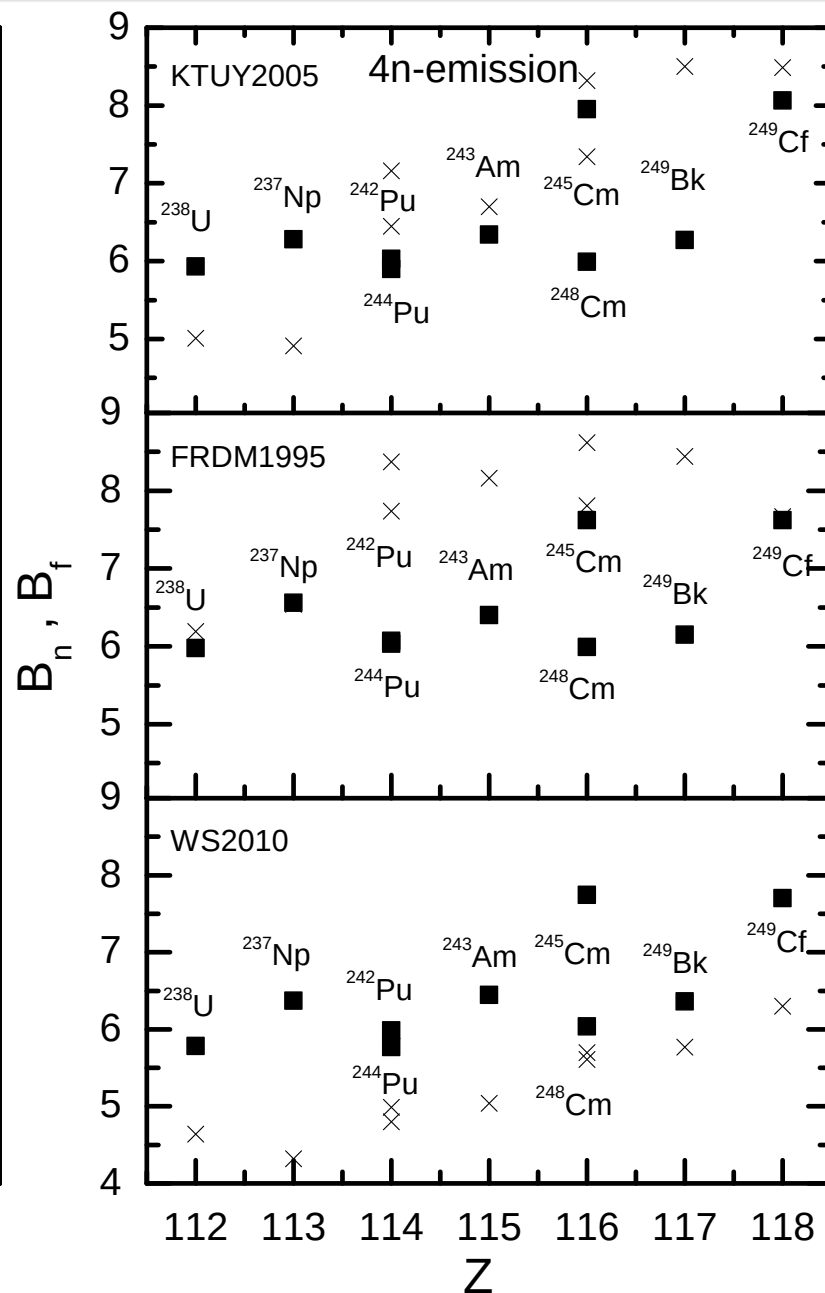
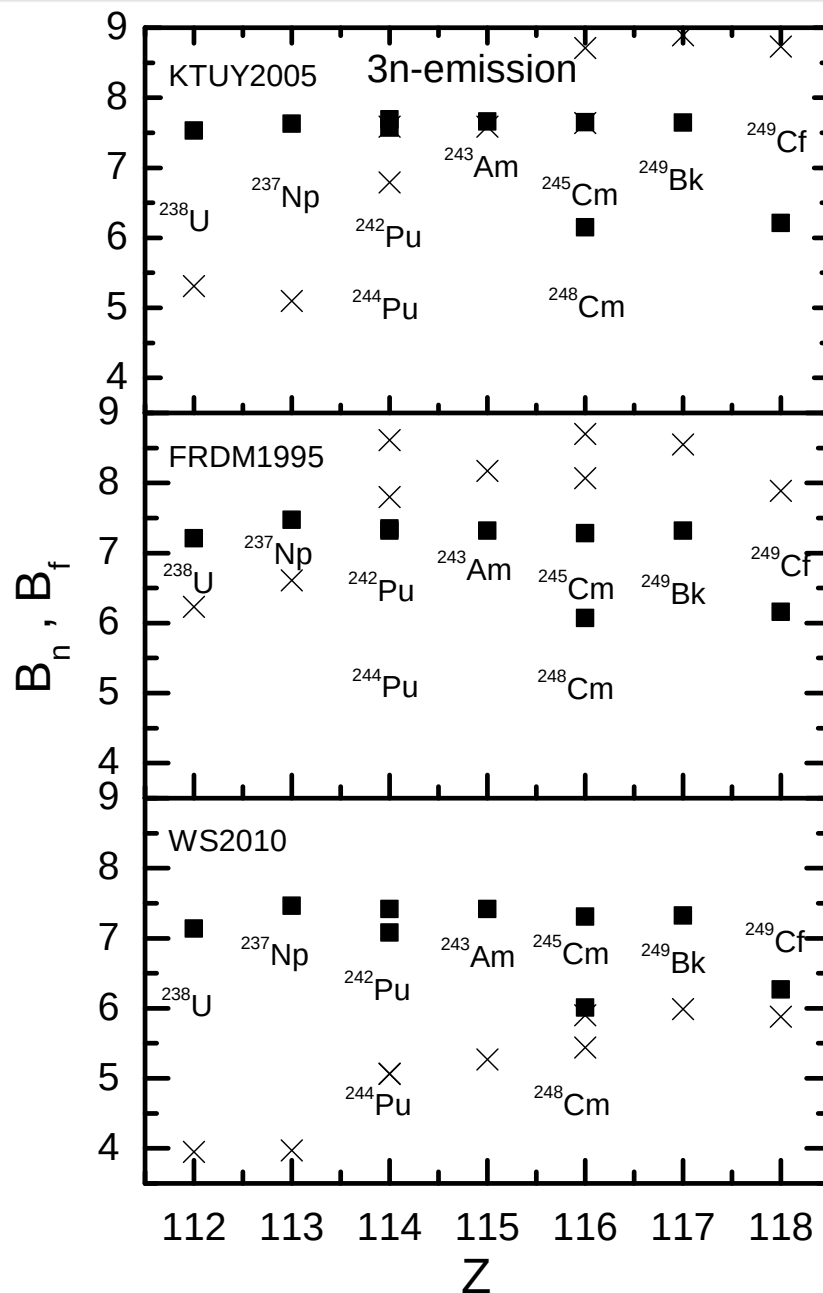
$$U(\beta_1, \beta_2, t) = M(A_1, Z_1, \beta_1) + M(A_2, Z_2, \beta_2) + U_N + U_C \quad (21)$$

$$U_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \left(\frac{9}{20\pi}\right)^{1/2} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^3} \sum_{i=1}^2 R_i^2 \beta_i P_2(\cos \theta_i) \\ + \left(\frac{3}{7\pi}\right) \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^3} \sum_{i=1}^2 R_i^2 (\beta_i P_2(\cos \theta_i))^2 \quad (22)$$

$$U_N = \begin{cases} V_0 + \frac{1}{2} \mu \omega^2 [r - \sum_{i=1}^2 R_i (1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_i)]^2 & r \leq R_{int} \\ 0 & r \geq R_{int} \end{cases}$$

L.Yu, PLB et al 730(2014)105

中子分离能和裂变位垒



完全熔合与非完全熔合

- ◎ 主方程中, $W_{Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2; Z_1, N'_1, \beta_1, \beta_2}$, $d_{Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2}$, $\Lambda^{qf}(Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2)$ 依赖于双核系统的局域激发能。双核系统的局域激发能:

$$\varepsilon^* = E_x - [U(N_1, Z_1, N_2, Z_2, R, \beta_1, \beta_2, J) - U(N_P, Z_P, N_T, Z_T, R, \beta_{10}, \beta_{20}, J)], \quad (23)$$

📖 N. Wang, M. Liu, and X. Wu, Phys. Rev. C **81**, 044322 (2010)

- ◎ 跃迁几率表示为:

$$W_{Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2; Z_1, N'_1, \beta_1, \beta_2}(t) = \frac{\tau_{mem}(Z_1, N_1, E_1, \beta_1, \beta_2; Z_1, N'_1, E'_1, \beta_1, \beta_2)}{\hbar^2 d_{Z_1, N_1, \beta_1, \beta_2} d_{Z_1, N'_1, \beta_1, \beta_2}} \quad (24)$$

$$\times \sum_{ii'} | \langle Z_1, N'_1, E'_1, \beta_1, \beta_2, i' | V(t) | Z_1, N_1, E_1, \beta_1, \beta_2, i \rangle |$$

$$\tau_{mem}(Z_1, N_1, E_1, \beta_1, \beta_2; Z_1, N'_1, E'_1, \beta_1, \beta_2) \quad (25)$$

$$= \hbar \sqrt{2\pi} \{ \langle V^2(t) \rangle_{N_1, Z_1, \beta_1, \beta_2, E_1} + \langle V^2(t) \rangle_{N'_1, Z'_1, \beta'_1, \beta'_2, E'_1} \}^{-1/2},$$

- ◎ 统计谱方法:

J.P.Draayer et al Ann of Phys 106(1977)472

$$\langle V_{kk'} V_{kk'}^\dagger \rangle = \frac{1}{4} U_{kk'}^2 g_k g_{k'} \Delta_{kk'} \Delta \varepsilon_k \Delta \varepsilon_{k'} \times \left[\Delta_{kk'}^2 + \frac{1}{6} (\Delta \varepsilon_k^2 + \Delta \varepsilon_{k'}^2) \right]^{-1/2} \quad (26)$$

超重核合成机制：熔合几率(P_{CN})

跃迁几率表示为：

$$W(N_1, E_1; N'_1, E'_1) = \frac{\tau_{int}(N_1, E_1; N'_1, E'_1)}{d_{N_1} d_{N'_1}} \left\{ \omega_{11}(N_1, E_1; E'_1) + \omega_{22}(N_1, E_1; E'_1) \delta_{N_1, N'_1} \right. \\ \left. + \omega_{12}(N_1, E_1; E'_1) \delta_{N'_1, N_1-1} + \omega_{21}(N_1, E_1; E'_1) \delta_{N'_1, N_1+1} \right\} \quad (27)$$

$$\omega_{kk'}(N_1, E_1; E'_1) = \sum_{ii' N'_1} \left| \langle N_1, E_1, i | V_{kk'} | N'_1, E'_1, i' \rangle \right|^2 = d_{N_1, Z_1} \langle V_{kk'} V_{kk'}^\dagger \rangle \quad (28)$$

统计谱方法：

J.P.Draayer et al Ann of Phys 106(1977)472

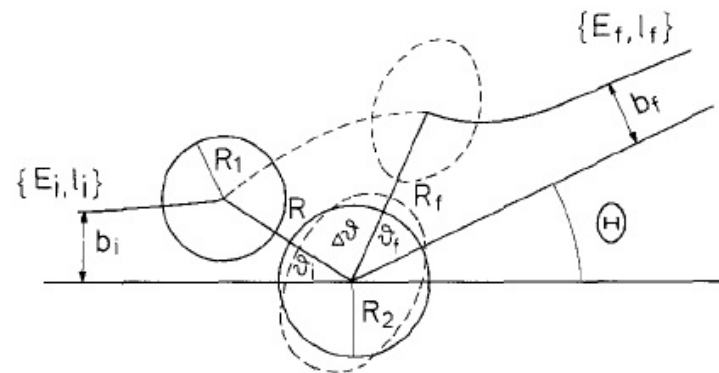
$$\langle V_{kk'} V_{kk'}^\dagger \rangle = \frac{1}{4} U_{kk'}^2 g_k g_{k'} \Delta_{kk'} \Delta \varepsilon_k \Delta \varepsilon_{k'} \times \left[\Delta_{kk'}^2 + \frac{1}{6} (\Delta \varepsilon_k^2 + \Delta \varepsilon_{k'}^2) \right]^{-1/2} \quad (29)$$

耗散能量 E_{dis} 与相互作用时间 t 由经典偏转函数法求解。 Li J.Q, PRC 27 590(1983)

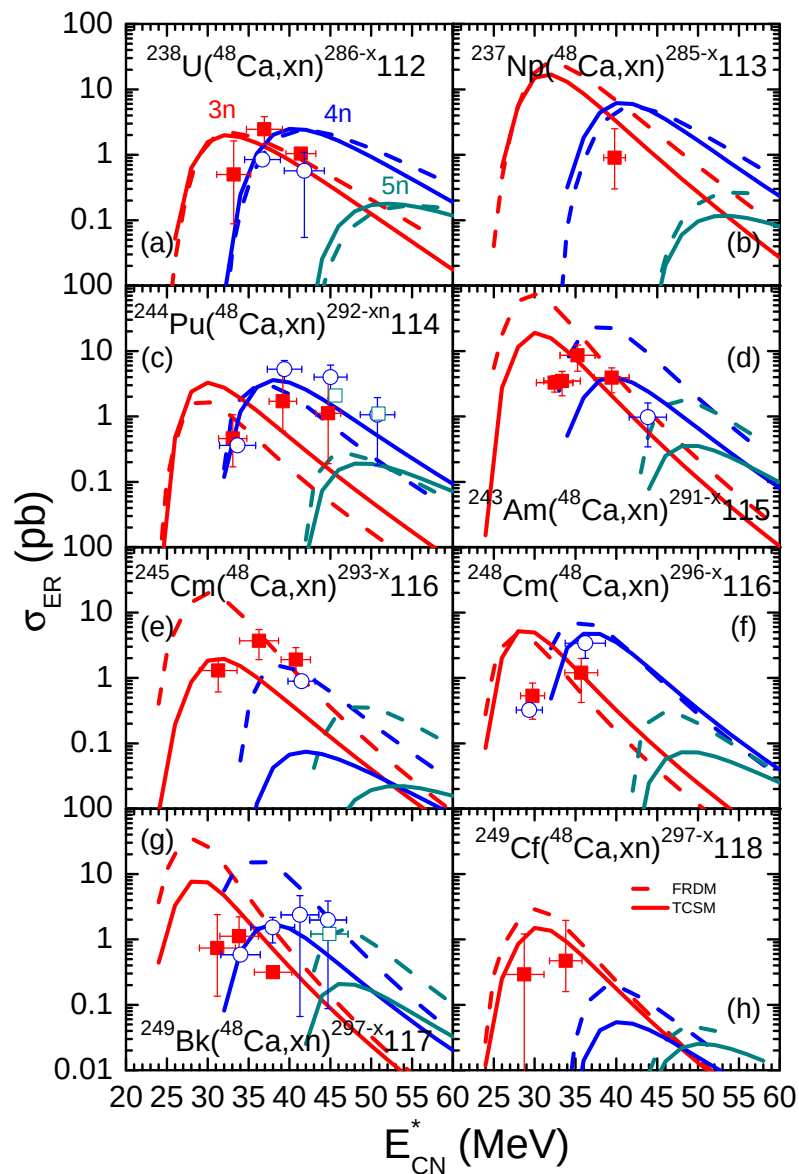
$$\Delta \theta(l) = \pi - \theta_i - \theta_f - \theta(l)$$

$$\Delta \theta(l) = \int_0^t dt \frac{d\theta}{dt} = \int_0^t dt \frac{\hbar l(t)}{I_{rel}(t)}$$

$$E_{dis}^l = E_{c.m.} - E_f^l$$

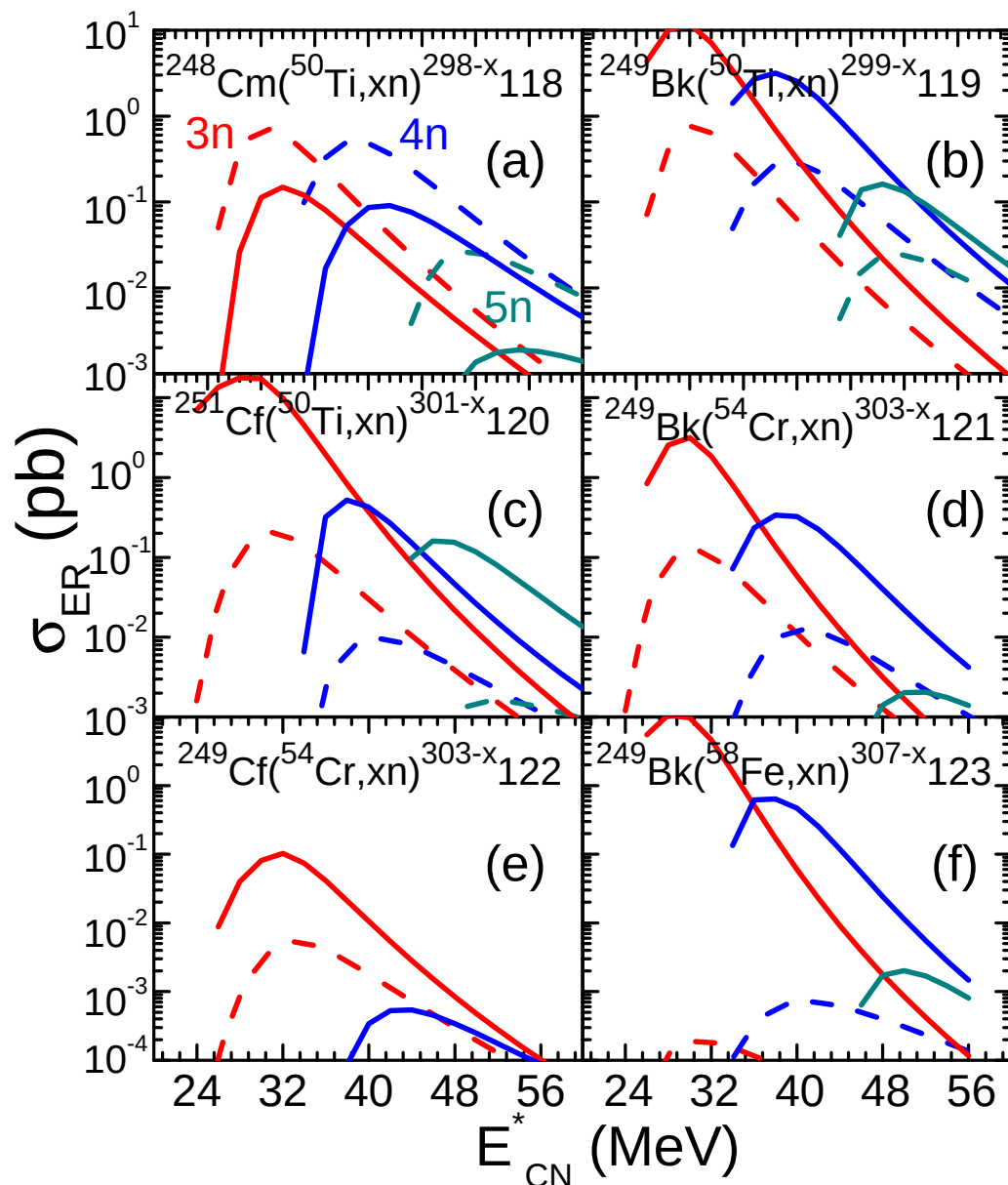
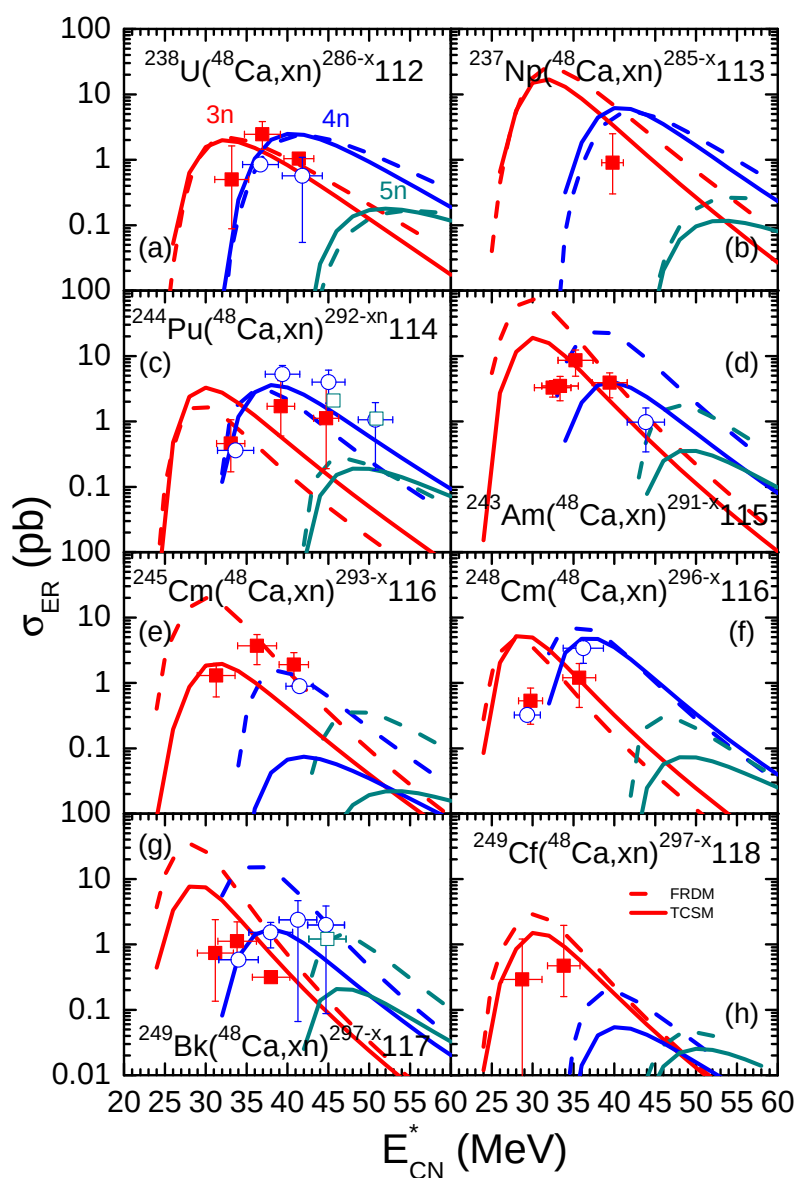


幻数位置对蒸发剩余截面的影响



Adamian(2012), Moller(1995)

幻数位置对蒸发剩余截面的影响



Adamian(2012), Moller(1995)

X.J.Bao, S.Q.Guo, J.Q.Li, H.F.Zhang JPG44,045105(2017)

$^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Bk}$ (119), $^{50}\text{Ti} + ^{251}\text{Cf}$ (120)

包小军 (Hunan Normal University)

超重核与丰中子核

2019.06.23

39 / 39