

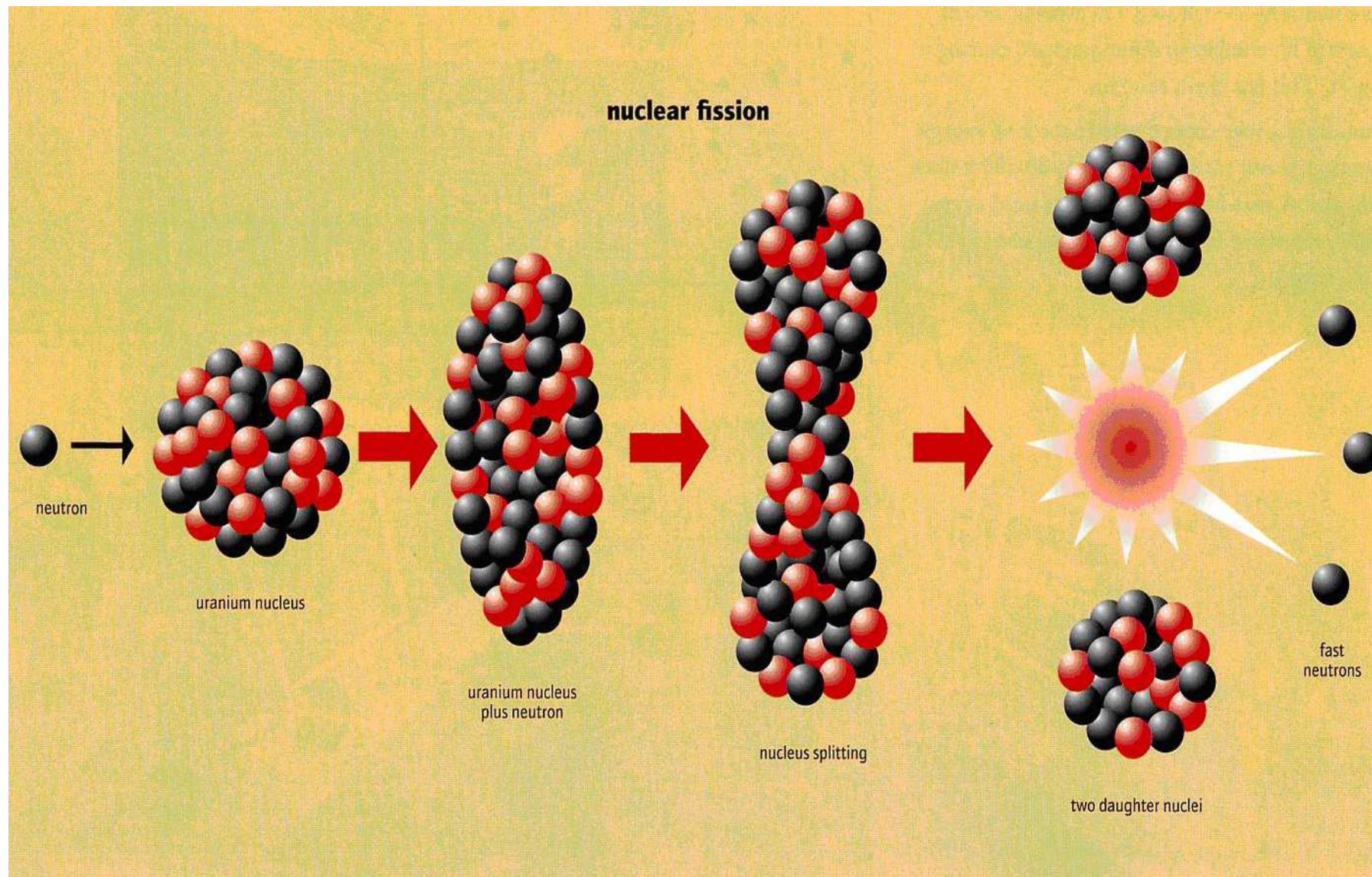
Вимушений поділ ядер

В.Ю. Денисов

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Інститут ядерних досліджень, Київ, Україна

Кроки індукованого поділу



Кроки індукованого поділу

1. Зіткнення важкого ядра і снаряду (p, n, d, α , ядро) або γ -кванта.

2. В реакції зіткнення важкого ядра і снаряду утворюється збуджене важке ядро з енергією збудження E .

Значення параметрів деформації збудженого ядра близькі до рівноважних значень.

3. Еволюція форми та перехід через бар'єр поділу E_f .

Ядро перехідного стану з деформацією сідла і $(E - E_f)$ МеВ збудження. Час життя залежить від $E - E_f$ і становить приблизно 10^{-5} сек для захоплення теплових нейтронів.

4. Швидкий перехід від сідлової точки до точки розриву $t \approx 10^{-20}$ с.

5. Розривна конфігурація, формування двох ядерних фрагментів.

Фрагменти сильно деформовані зі ступенем деформації залежно від жорсткості фрагмента; кінетична енергія фрагментів мала; періодично виділяються невеликі частинки, хоча вихід нейтронів може бути порівняно великим.

6. Прискорення первинних фрагментів взаємодією Кулона; приблизно за 10^{-20} с уламки досягають 90%

їх кінцевої кінетичної енергії.

7. Прискорені первинні фрагменти розділені відносно великою відстані.

8. Випромінювання нейтронів у часовий інтервал порядку $10^{-15} - 10^{-18}$ с.

9. Випромінювання γ -квантів у часовий інтервал порядку 10^{-11} с.

10. Продукти первинного поділу. Фрагменти вторинного поділу розпадаються в їхньому основному стані.

Ці ядра далеко віддалені від бета-стабільності і є радіоактивними.

11. Радіоактивний розпад; дуже повільний процес; $t > 10^{-3}$ с; інколи бета-розпад заселяє нейтронно-нестабільний рівень, даючи затримані нейтрони. Радіохіміки спостерігають відносно триваліших членів цього процесу радіоактивного розпаду.

12. Стабільні кінцеві продукти.

Основні риси поділу

Ядро поділилося на два фрагменти.

Уламки мають високу кінетичну енергію.

Фрагменти добре деформовані в точці розриву.

Фрагменти мають високу енергію збудження.

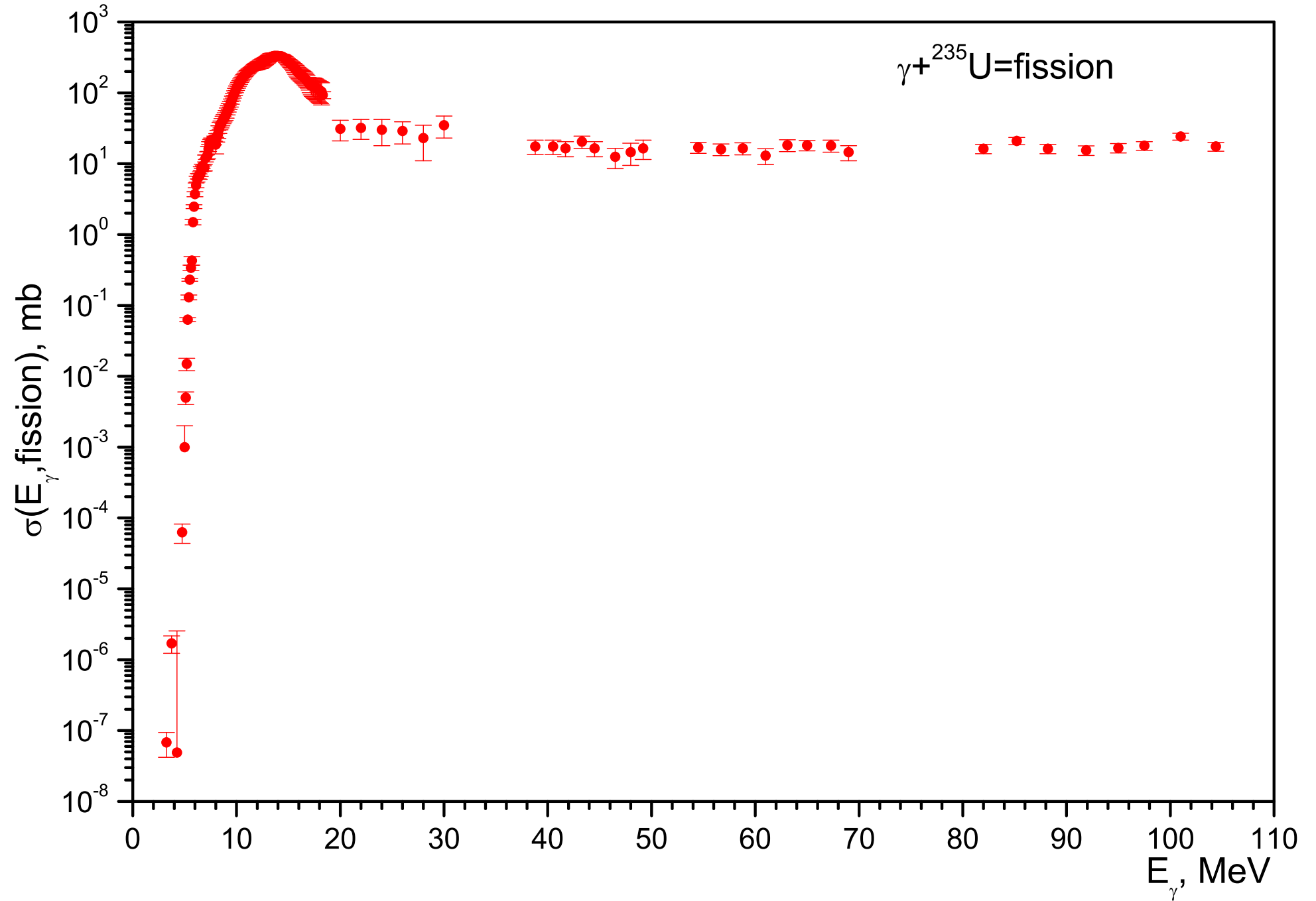
Емісія γ та n .

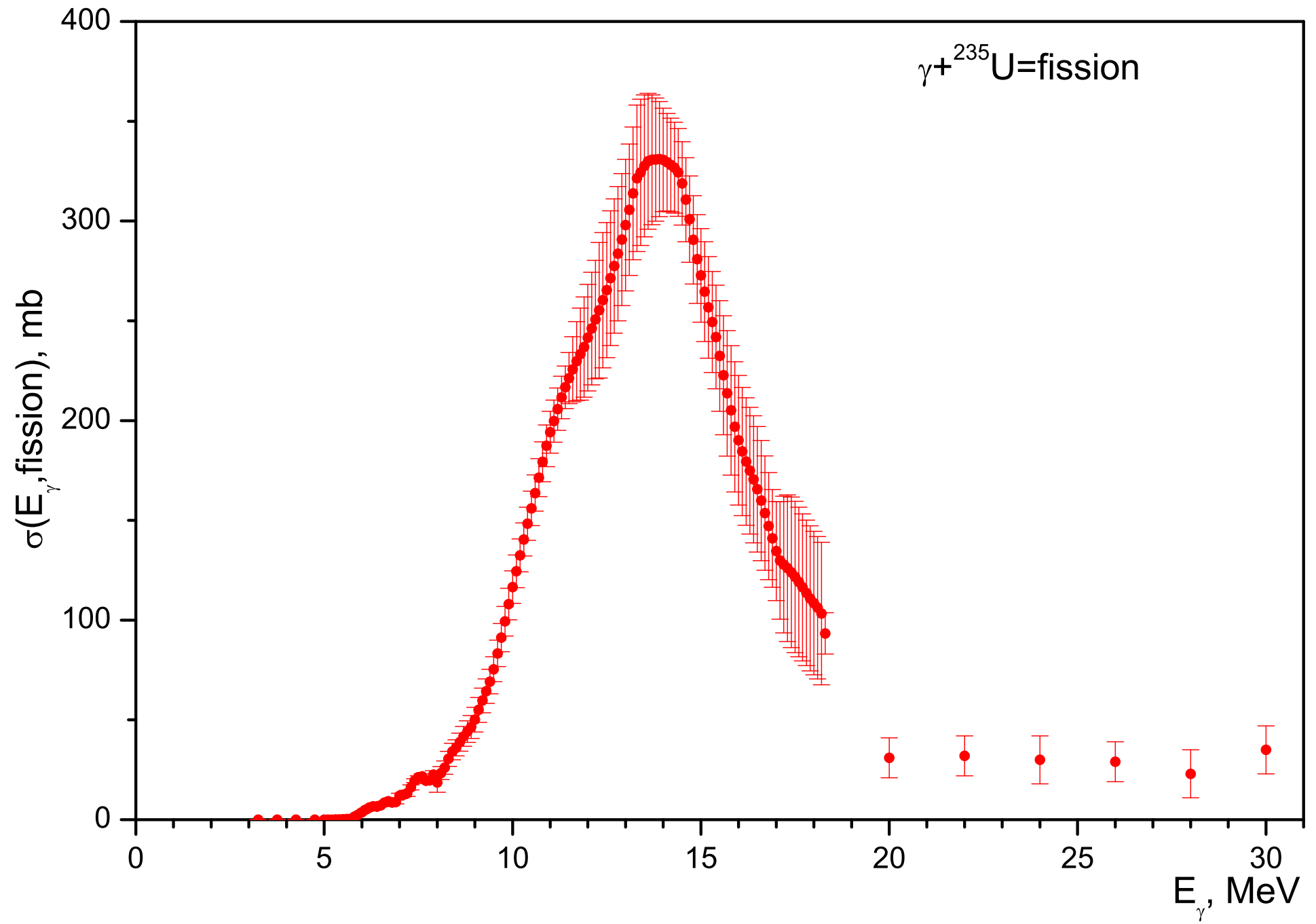
Емісія нейтрино.

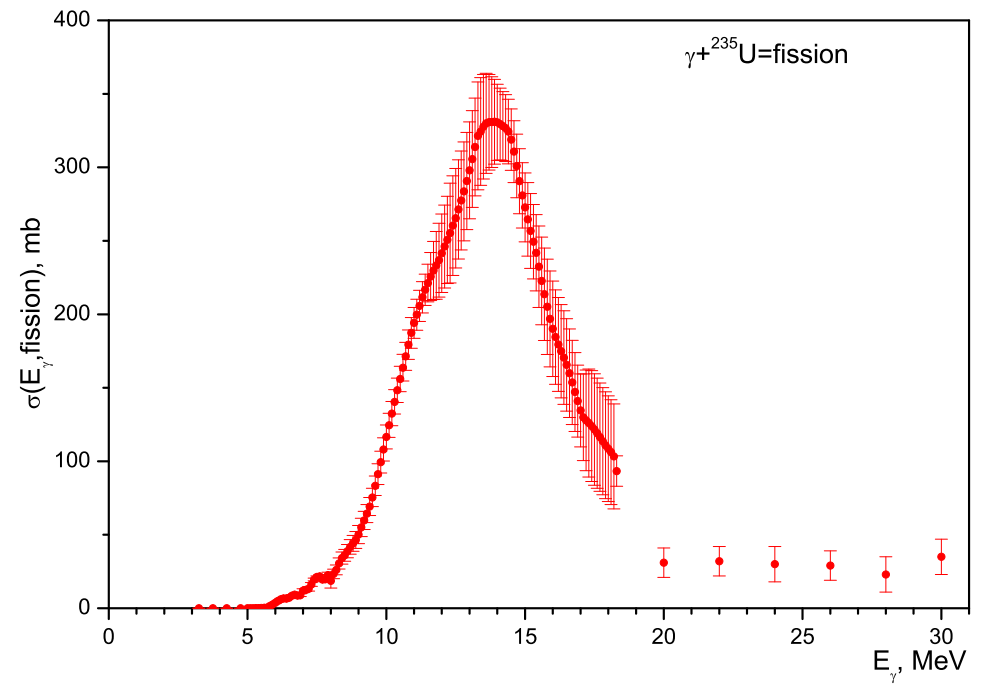
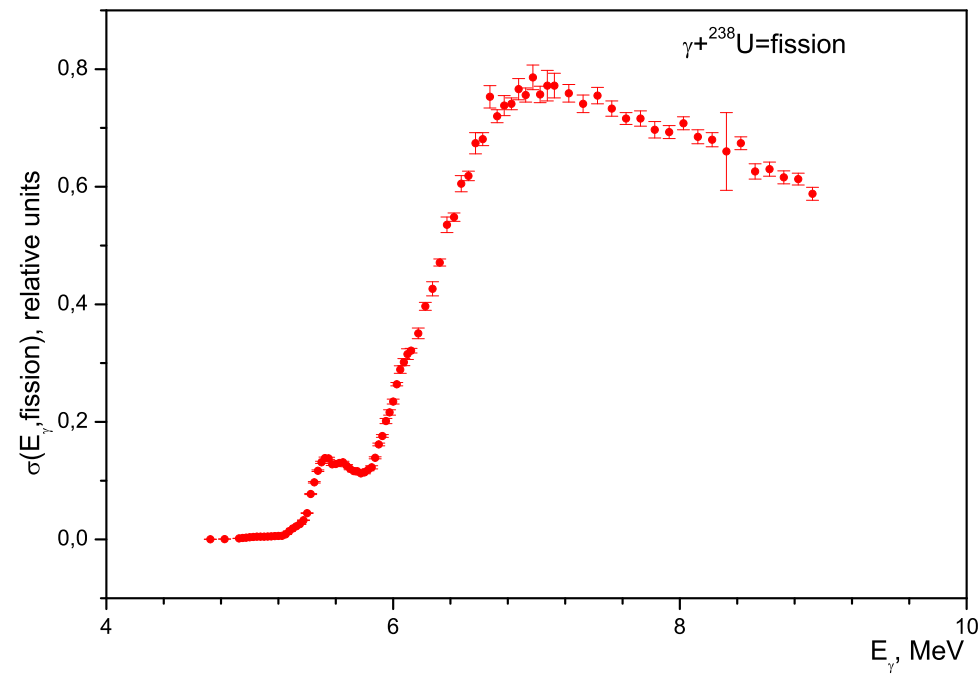
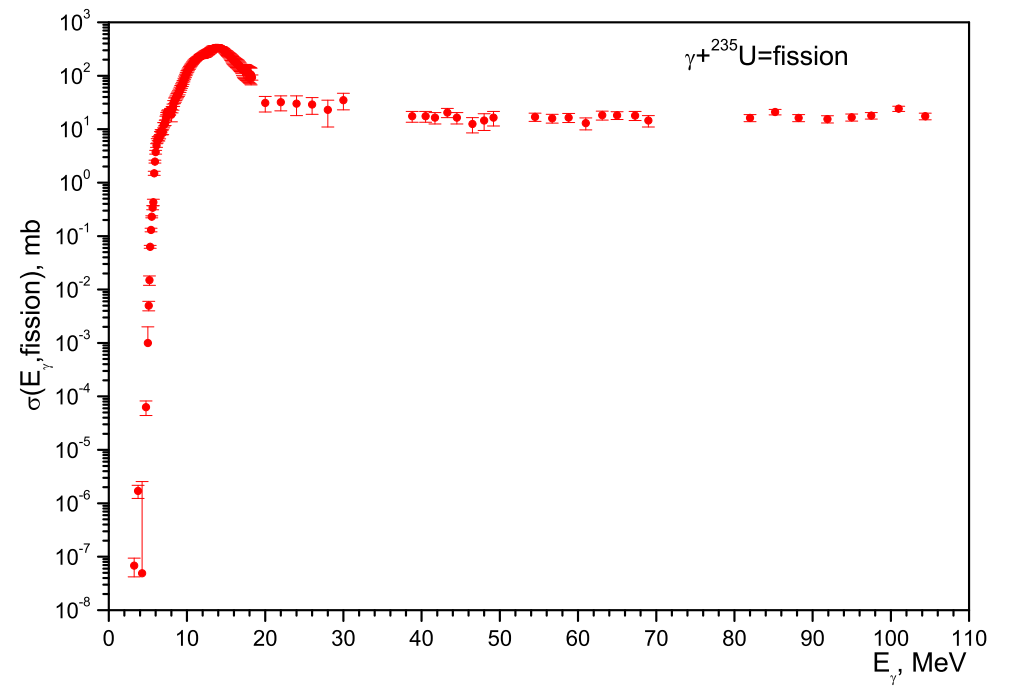
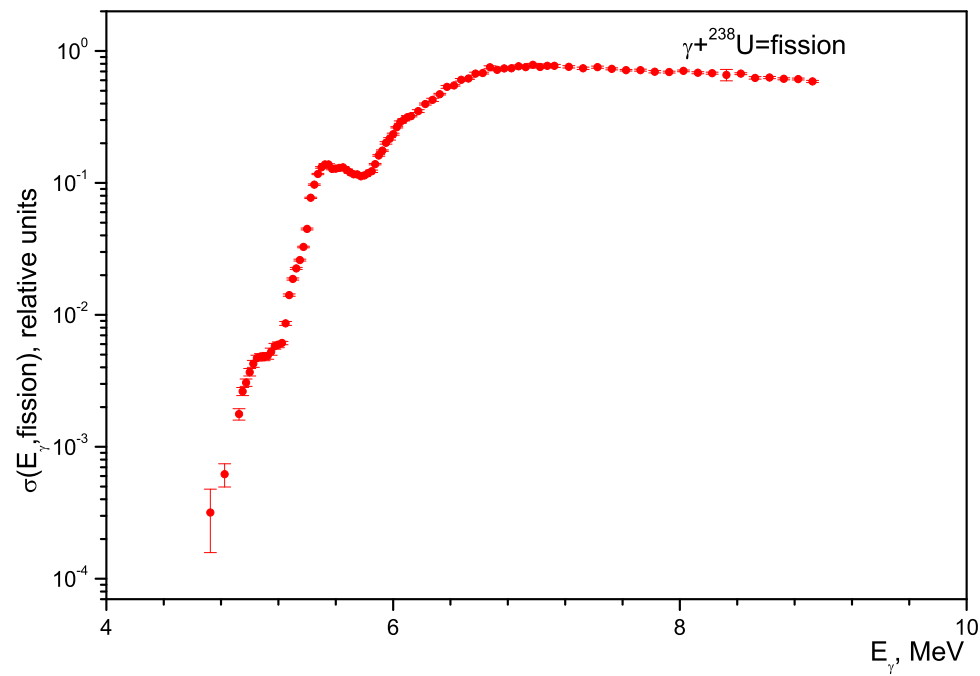
Розподіл енергії поділу у MeV:

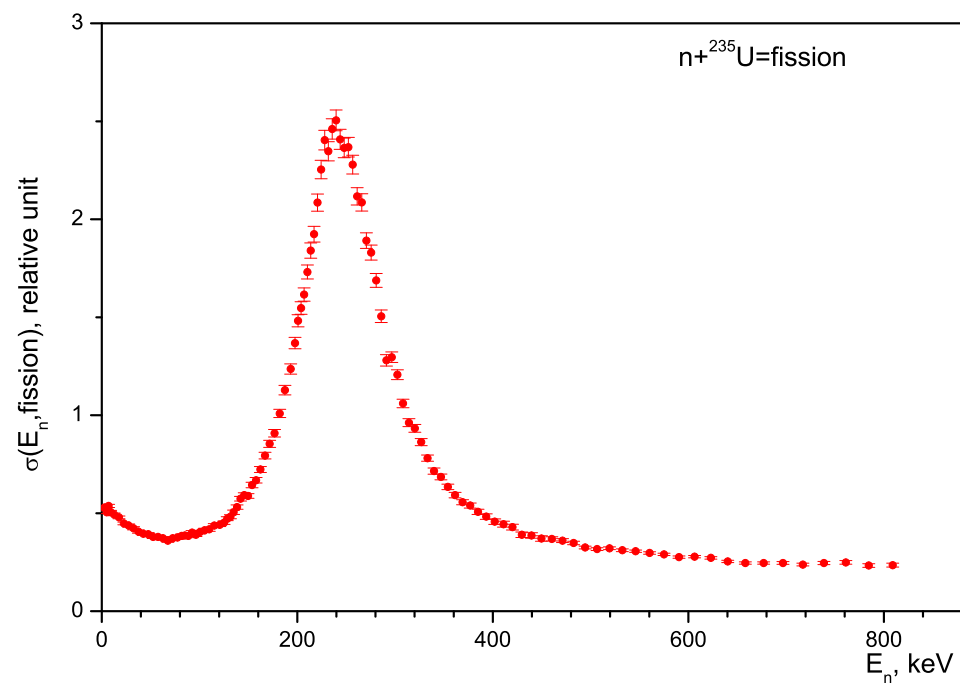
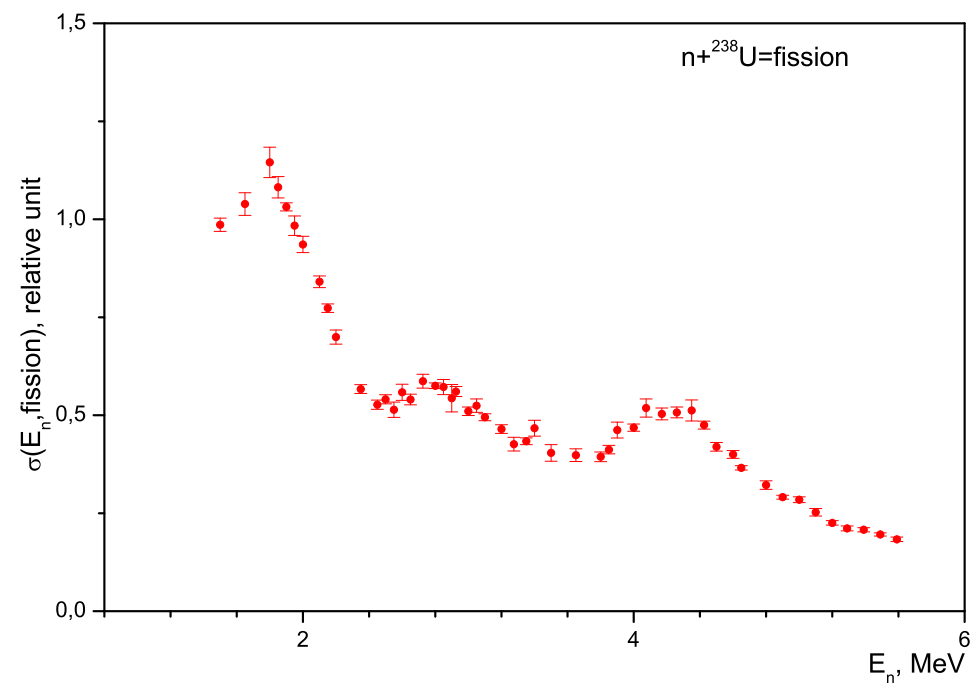
Ядро	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu
Кінетична енергія фрагментів	160,5	166,0	171,5
Швидкий енергетичне гамма-випромінювання	7,0	7,2	7,0
Енергія затриманих гамма-променів	7,0	7,2	7,0
Енергія нейтронів	5,0	4,9	5,8
Енергія бета-частинок	9,0	9,0	9,0
Енергія антинейтрино	10	10	10
Загальна енергія	198,5	204,1	210,3

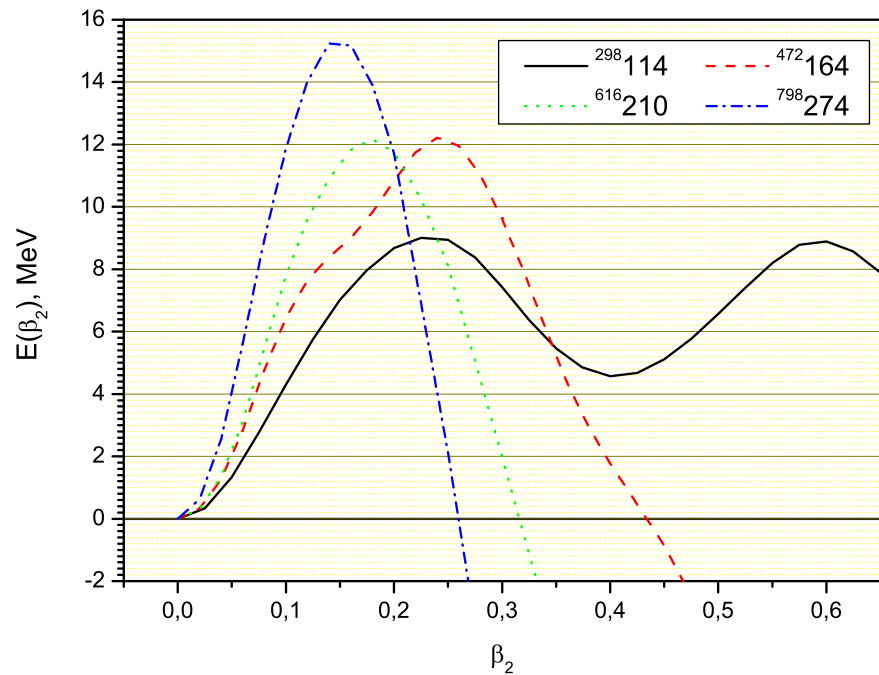
Індукований γ -квантами поділ



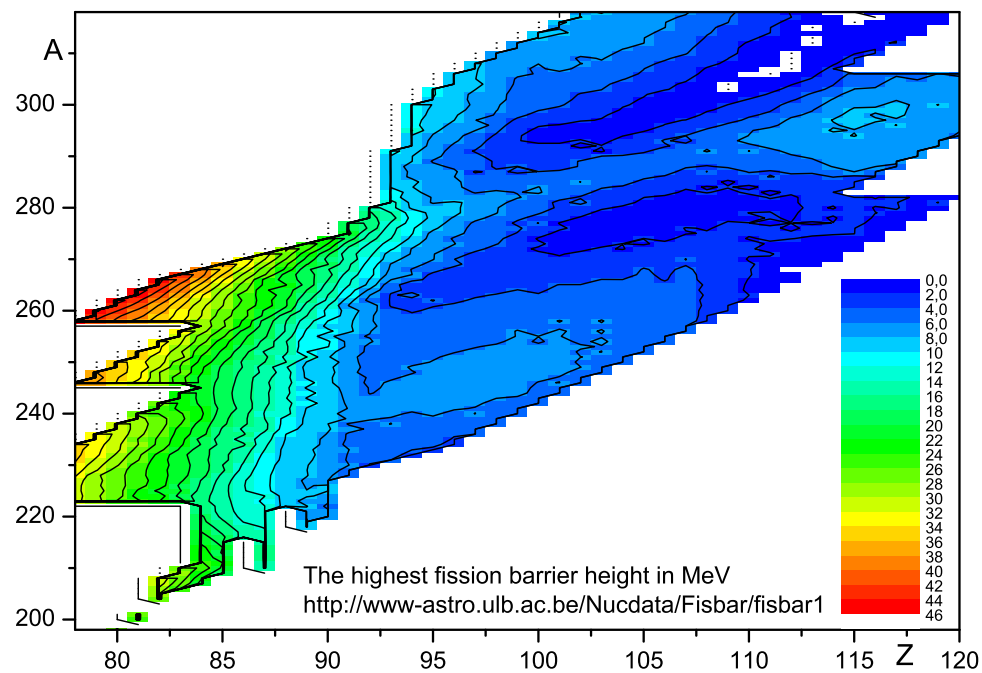
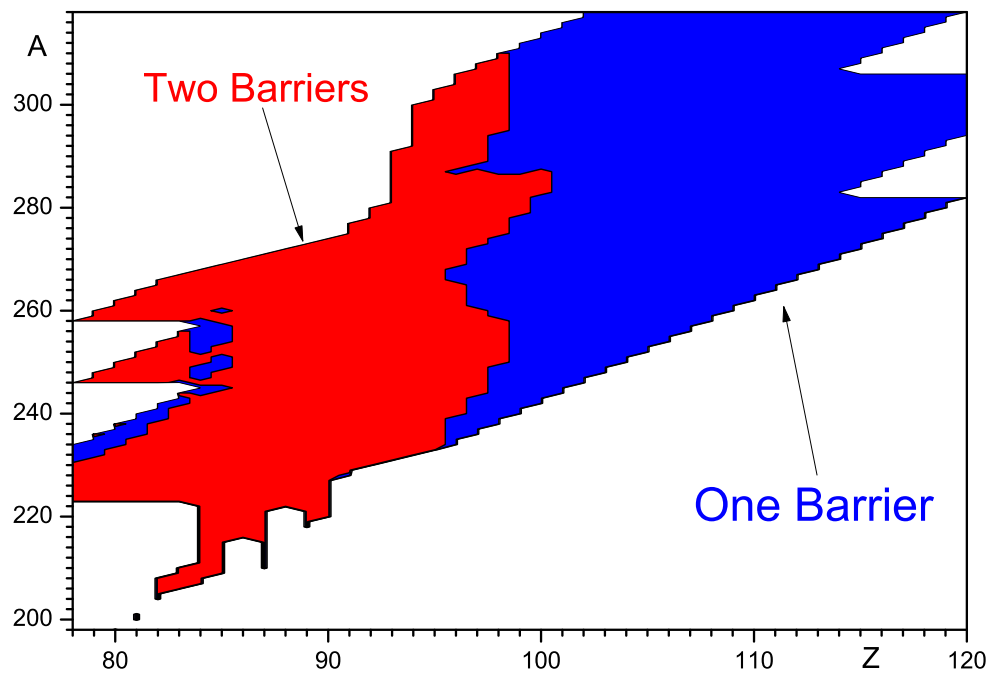
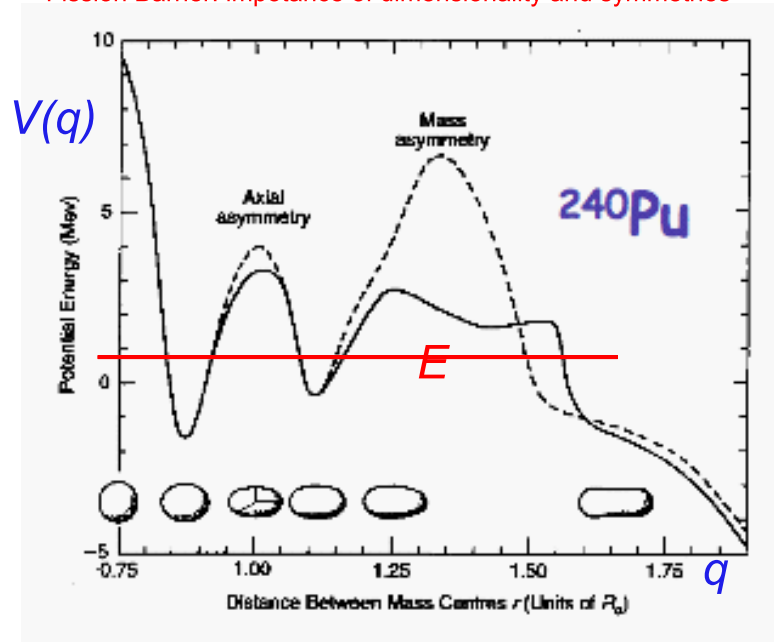


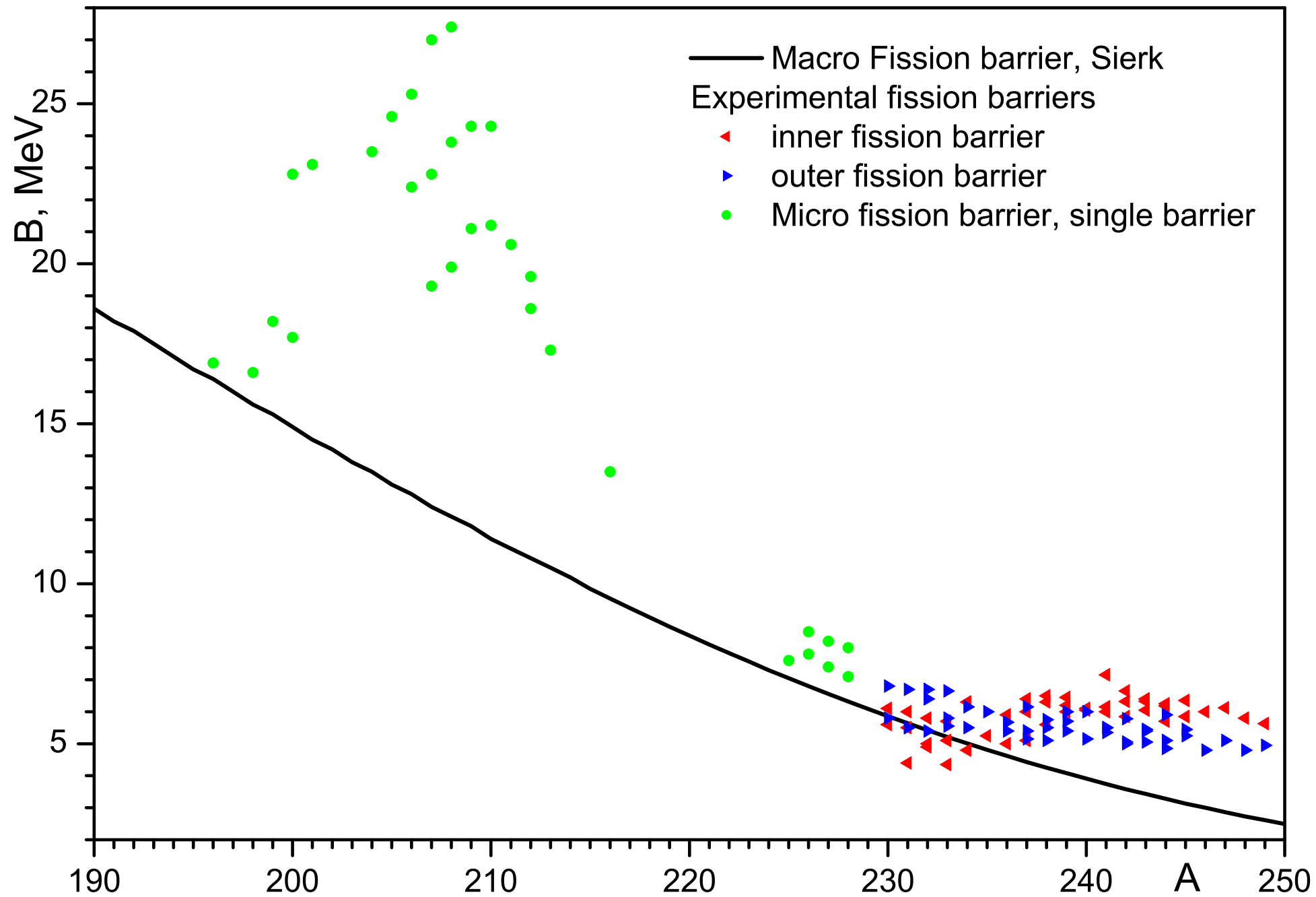






Fission Barrier: importance of dimensionality and symmetries





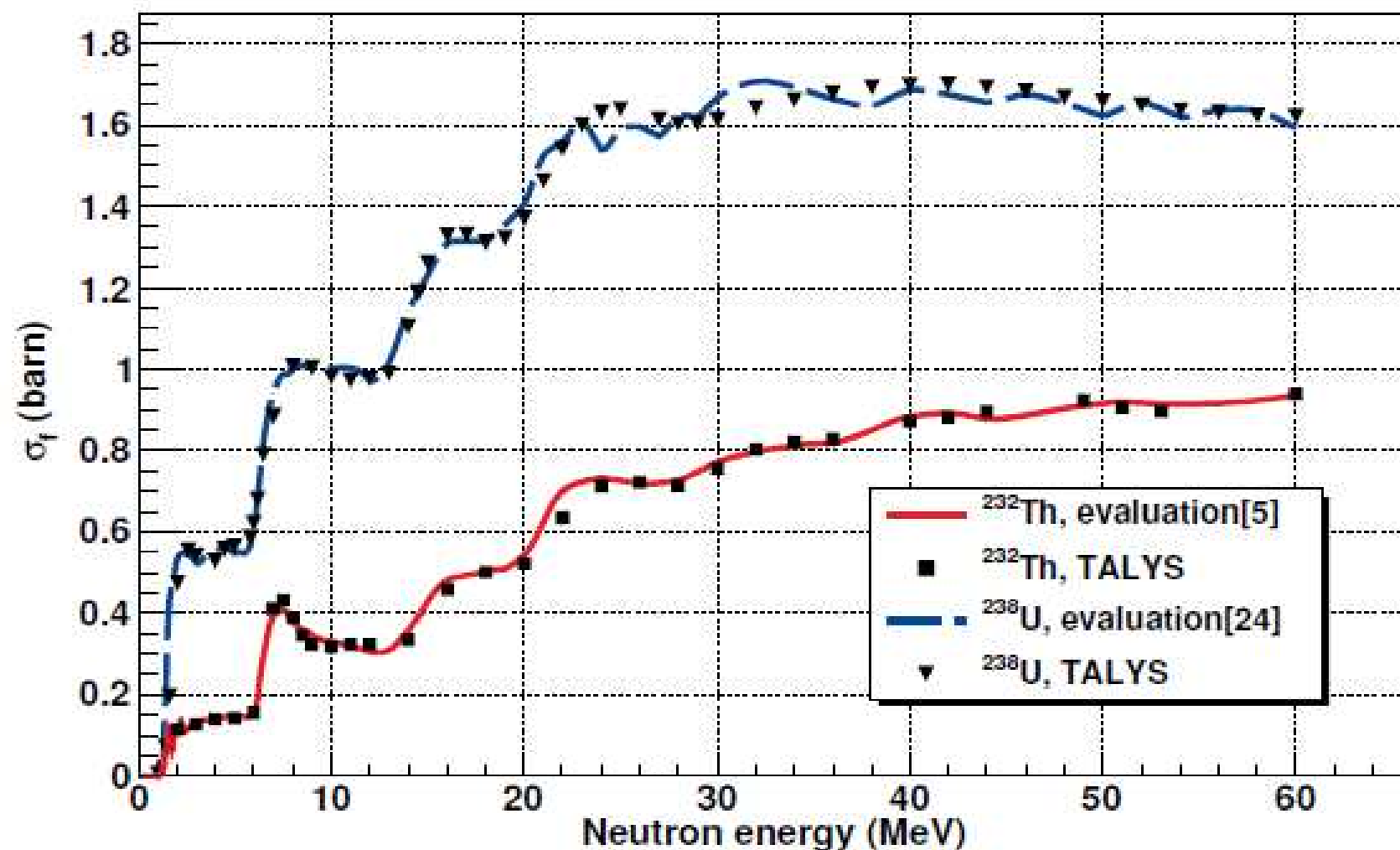


Figure 4.6: Calculated neutron-induced fission cross-section of ^{232}Th (black squares) and ^{238}U (black triangles) in comparison with evaluations [5] (blue dashed line) and [24] (red solid line), respectively.

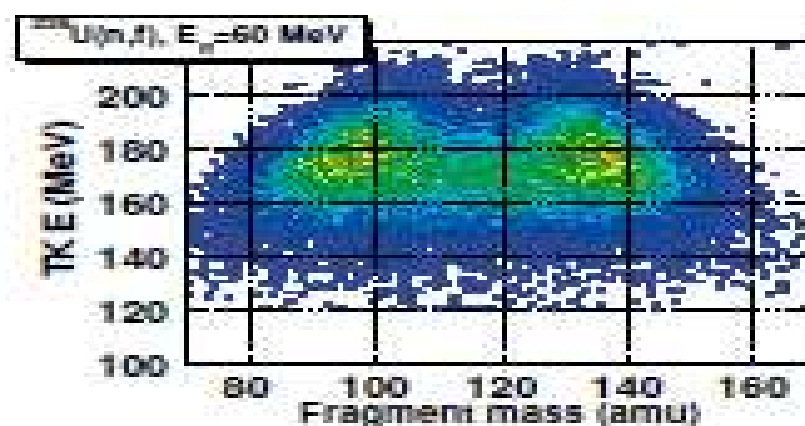
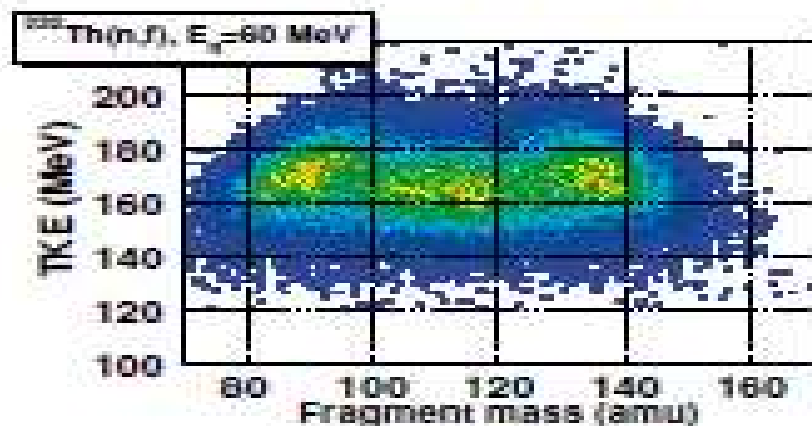
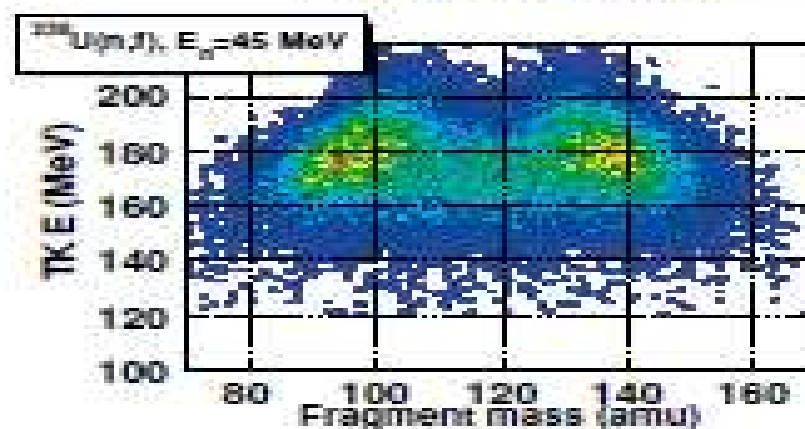
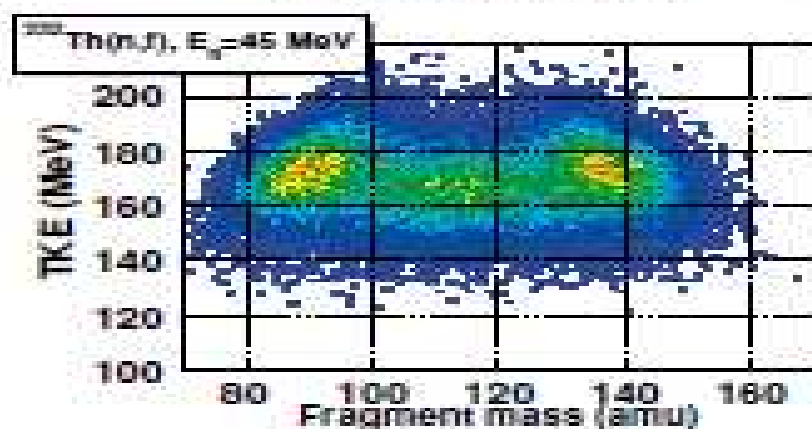
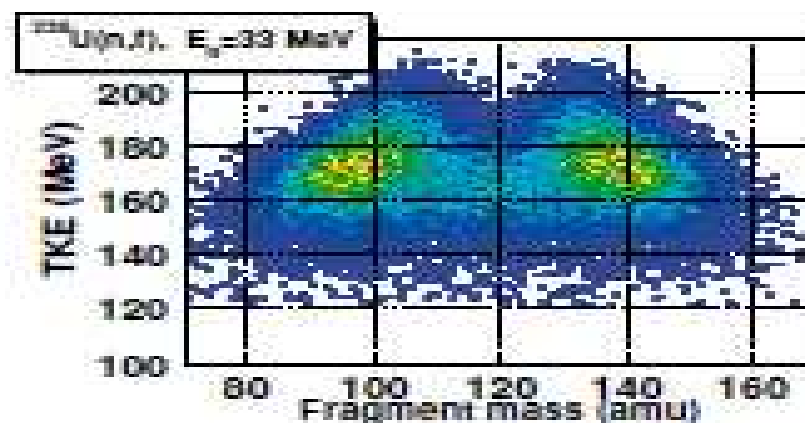
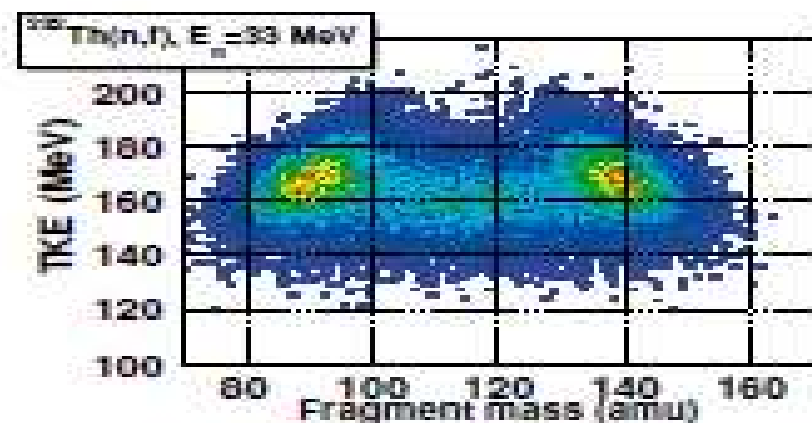


Figure 4.1: Mass-TKE distributions measured in neutron-induced fission of ^{232}Th

Компаунд-ядро може утворюватися у різних ядерних реакціях, як, наприклад,

- поглинання нейтронів;
- гамма-поглинання;
- поглинання протона-, альфа-, будь-який легкий зарядженої частинки (d , 3H , 3He , ...) ;
- реакції злиття важких іонів.

Поперечний переріз утворення компаунд-ядра та послідовний статистичний розпад у специфічний канал розпаду c (пов'язаний з викидом частинки c або фотона)

$$\sigma(a + b \rightarrow CN \rightarrow c|E) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sigma(a + b \rightarrow CN|E, \ell) \frac{\Gamma(CN \rightarrow c|E, \ell)}{\Gamma_{\text{total}}(CN|E, \ell)},$$

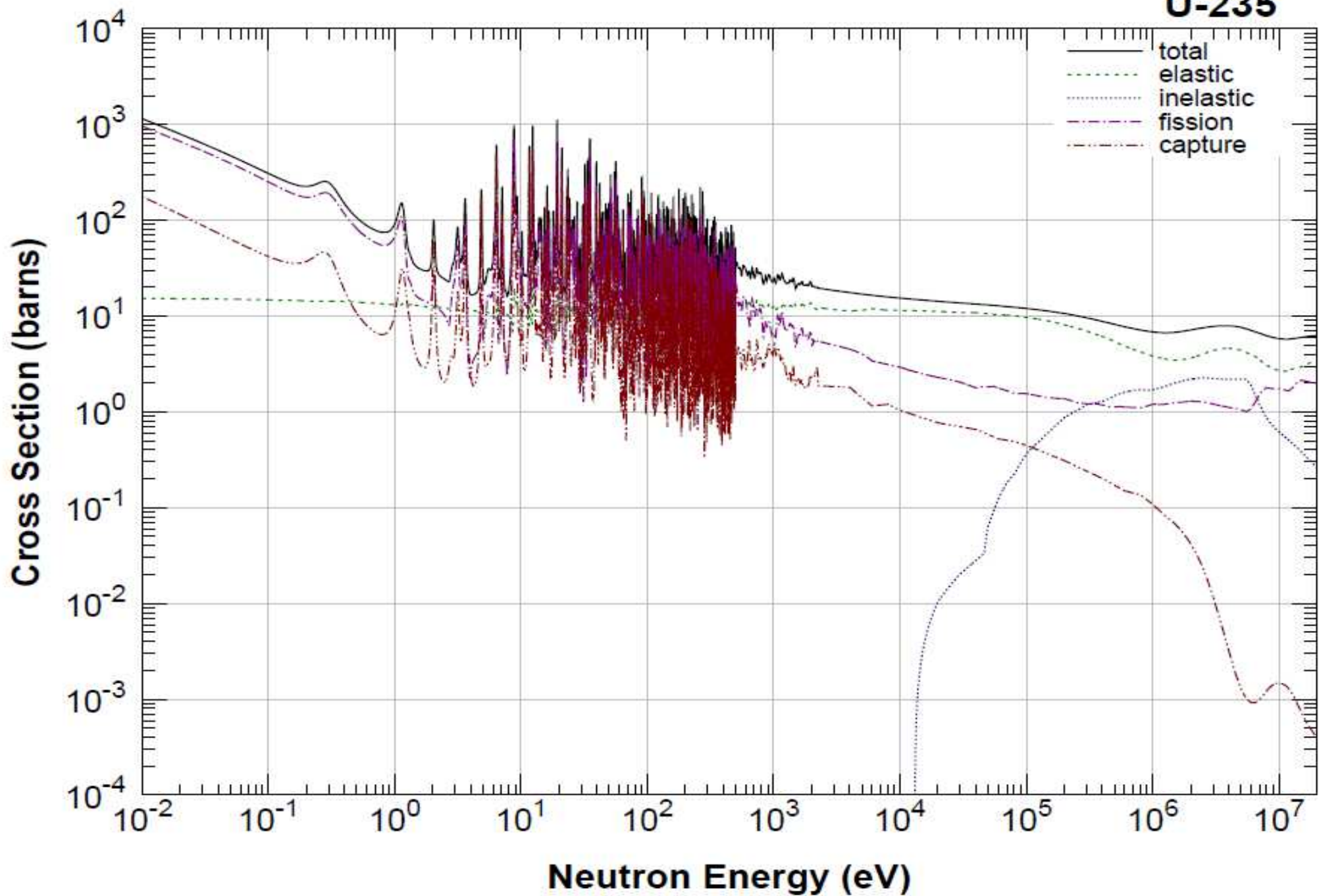
де $\sigma(a + b \rightarrow CN|E, \ell)$ є парціальний перетин утворення компаунд-ядер,

$\Gamma(CN \rightarrow c|E, \ell)$ є парціальна ширина розпаду компаунд-ядер та

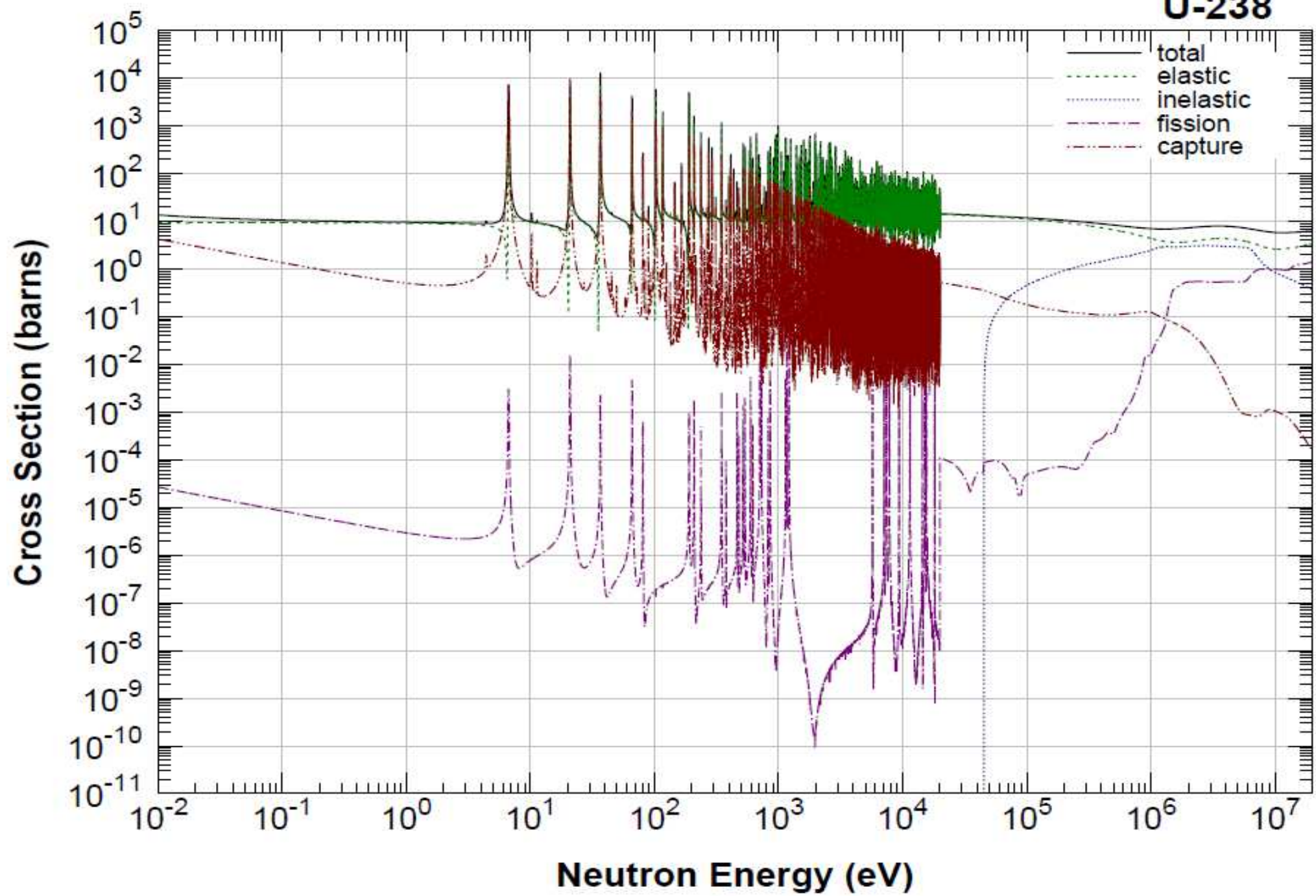
$$\Gamma_{\text{total}}(CN|E, \ell) = \sum_{\text{all possible decay channels } c} \Gamma(CN \rightarrow c|E, \ell)$$

є повна ширина розпаду компаунд-ядер.

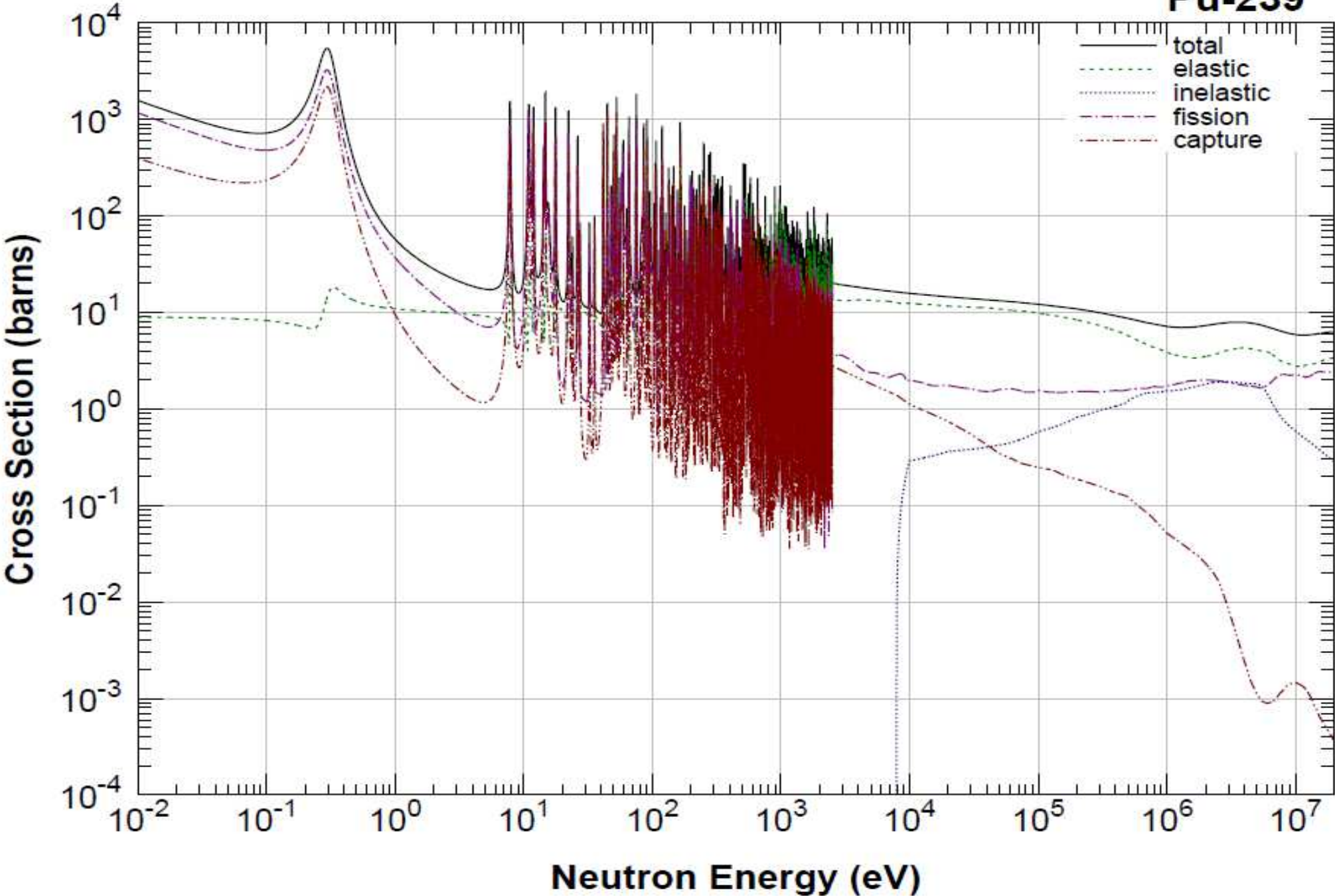
U-235



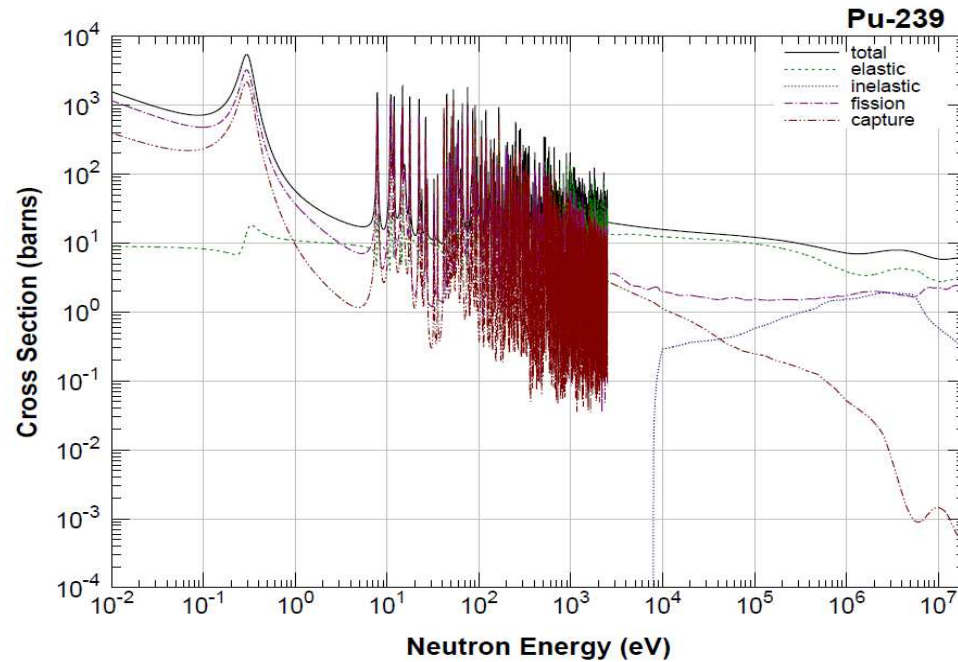
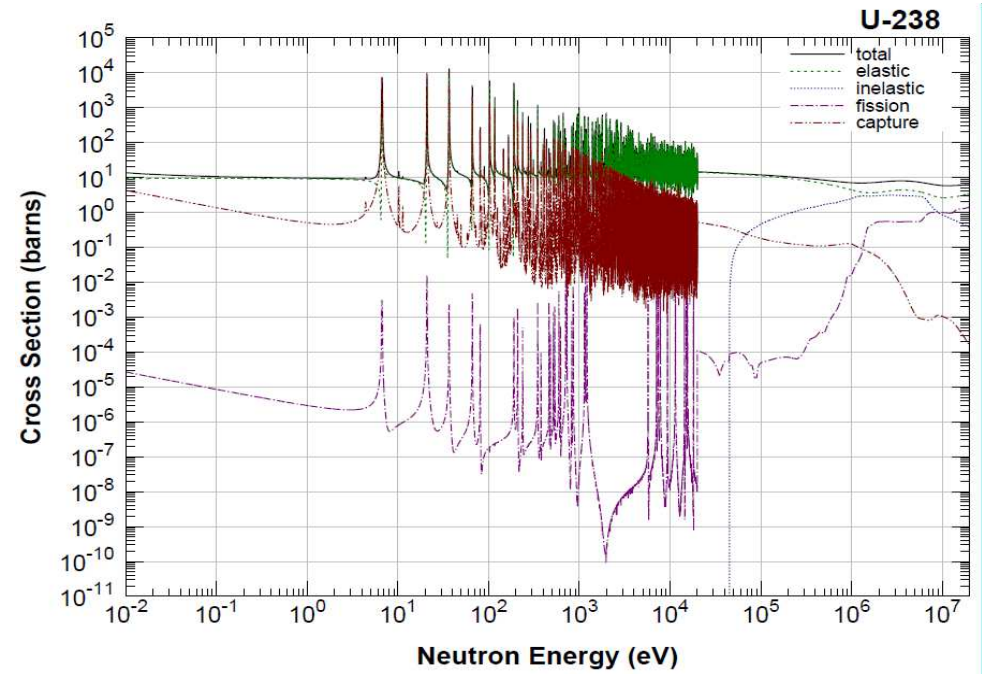
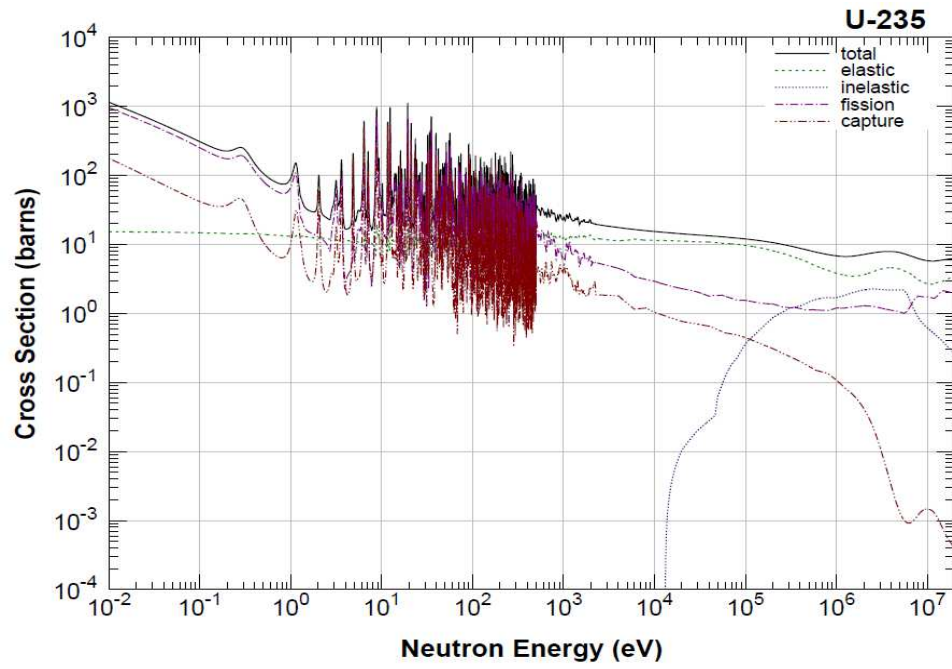
U-238



Pu-239



The values of cross sections at low energies are the reason to use the corresponding nuclei for nuclear fuel.



Розпад збудженого компаунд-ядра описано статистичною теорією.

Процес статистичного розпаду не залежить від процесу утворення компаунд-ядра.

Іноді енергія збудження компаунд-ядра після викиду частинки c (CN^{1c}) від початкового компаунд-ядра (CN^0) висока, тому частинка c може випромінюватися знову і знову, тому

$$\sigma(a + b \rightarrow CN \rightarrow c|E) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sigma(a + b \rightarrow CN|E, \ell) \frac{\Gamma(CN \rightarrow c|E, \ell)}{\Gamma_{\text{total}}(E, \ell)} \left[1 + \frac{\Gamma(CN^{1c} \rightarrow c|E, \ell)}{\Gamma_{\text{total}}(CN^{1c}|E, \ell)} + [1 + \dots] \right],$$

Ширина $\Gamma(CN \rightarrow c|E, \ell)$ пов'язана з перехідним матричним елементом (або коефіцієнтом пропускання $T(c|E, \ell)$) та рівнями густина складеного ядра $\rho(E)$.

Густина рівнів фермі-системи з одного типу частинок

$$\rho(N, E^*) = \frac{\exp(2\sqrt{aE^*})}{\sqrt{48E^*}}.$$

Якщо 2 типу частинок (Z протоні та N нейтроні, $A = N + Z$), то густина рівнів у двокомпонентному фермі-газі з A частинками та енергією збудження E^* є

$$\rho(A, E^*) = \frac{\exp(2\sqrt{aE^*})}{12\sqrt{2}a^{1/4}(E^*)^{5/4}}.$$

Залежність збудження оболонкової поправки

⇒ Значення оболонкових поправок залежить від енергії збудження. Оболонкові ефекти зникають зі зростом температури.

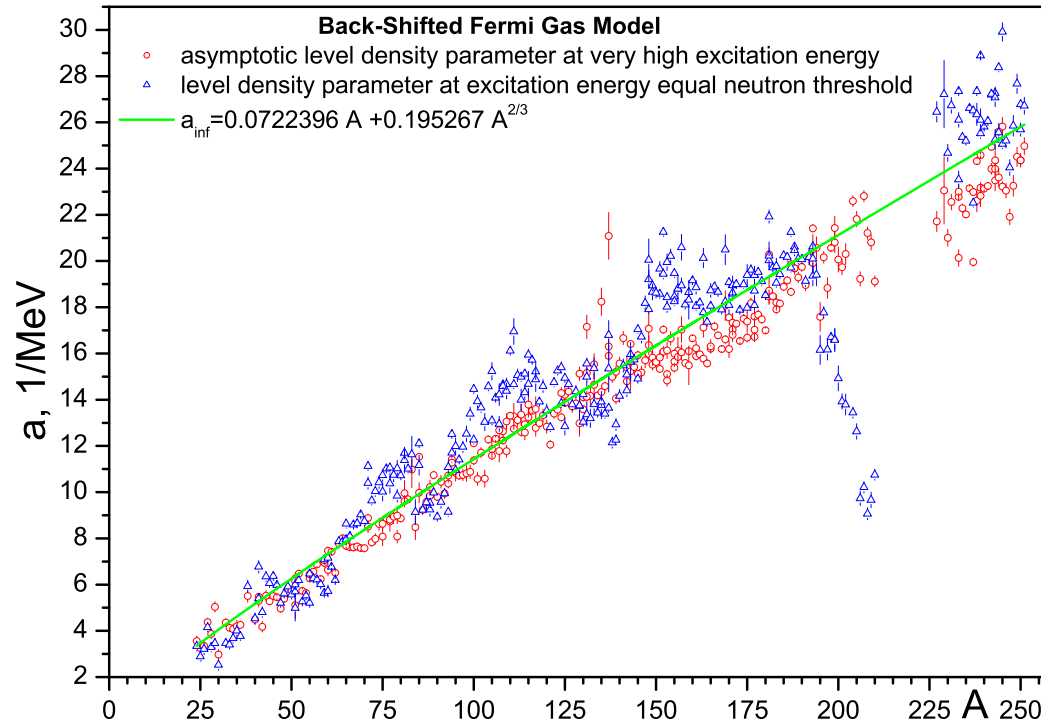
$$a(A, Z, E^*) \equiv \frac{E^*}{T^2} = a_{inf}(A, Z) \left[1 + \frac{\delta W(A, Z)}{E^*} (1 - \exp(-\gamma E^*)) \right]$$

Отже, параметр $a_{inf}(A, Z)$ є регулярним при високій енергії збудження, коли немає нерівномірності рівнів у наслідок оболонкової структури.

При високих енергіях збудження E^* : $a = a_{inf}(A, Z)$,

при $E^* = 0$: $a = a_{inf}(A, Z) [1 + \gamma \delta W(A, Z)]$,

де $a_{inf}(A, Z) = \frac{A}{a_0} \approx 0.0722396A + 0.195267A^{2/3} \approx \frac{A}{13} \div \frac{A}{8}$ є асимптотичне значення параметра густини рівнів і $\delta W(A, Z)$ є значення оболонкової поправки, $\gamma = 0.410289$.



Розподіл маси фрагментів для режимів бінарного поділу можна описати в мультимодовому підході як

$$Y_s(A) = g(A, A_0/2, \sigma_s), \quad (1)$$

$$Y_{ai}(A) = g(A, A_{ai}, \sigma_{ai}) + g(A, A_0 - A_{ai}, \sigma_{ai}). \quad (2)$$

Тут $g(a, b, \sigma) = \exp[-((a - b)/\sigma)^2]/(\sqrt{\pi}\sigma)$, σ_s, σ_{ai} є ширина розподілу, $i = 1, 2$, A_0 є кількість нуклонів у ядрі, A_{ai} кількість нуклеонів у фрагменті, пов'язаним з положення максимального виходу відповідної асиметричної моди поділу.

$$B^* = [\mathcal{E}_{\text{sadl}}^{\text{macro}} + \delta\mathcal{E}_{\text{sadl}}^{\text{shell}}(E^*)] - [\mathcal{E}_{\text{gs}}^{\text{macro}} + \delta\mathcal{E}_{\text{gs}}^{\text{shell}}(E^*)],$$

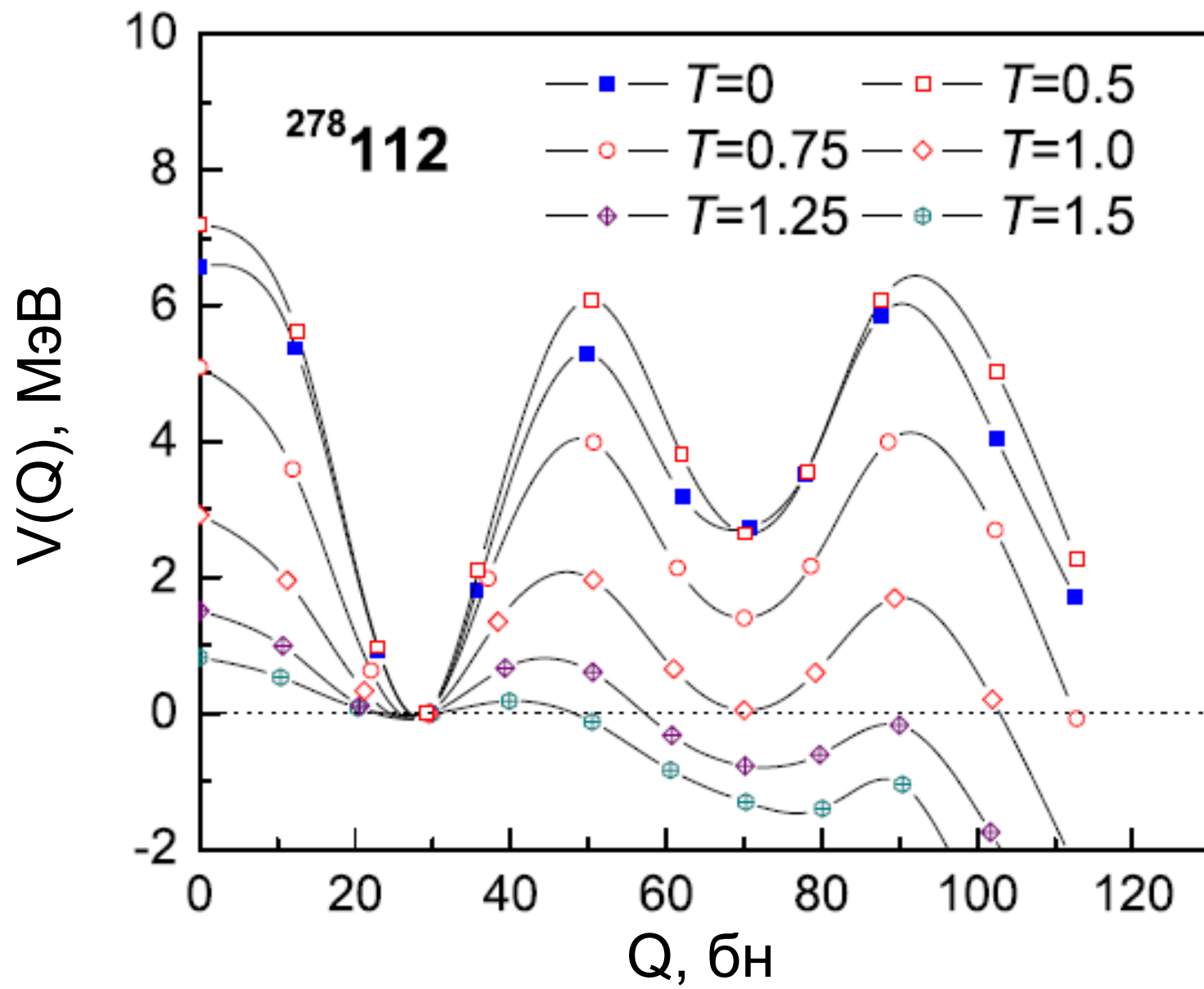
де $\mathcal{E}_{\text{sadl}}^{\text{macro}}$ та $\mathcal{E}_{\text{gs}}^{\text{macro}}$ є макроскопічні енергії, обчислені для ядра при деформації точки сідла та основного стану відповідно. Ми переписуємо вираз для бар'єру у формі

$$B^* \approx [\mathcal{E}_{\text{sadl}}^{\text{macro}} - \mathcal{E}_{\text{gs}}^{\text{macro}}] - \delta\mathcal{E}_{\text{gs}}^{\text{shell}}(E^*),$$

тому що енергія оболонкової поправки в точці сідла близька до нуля.

Енергія оболонкової поправки збуджених ядер менша, як у основному стані, вона зменшується зі збільшенням енергії збудження E^* . Використовується наступний анзац

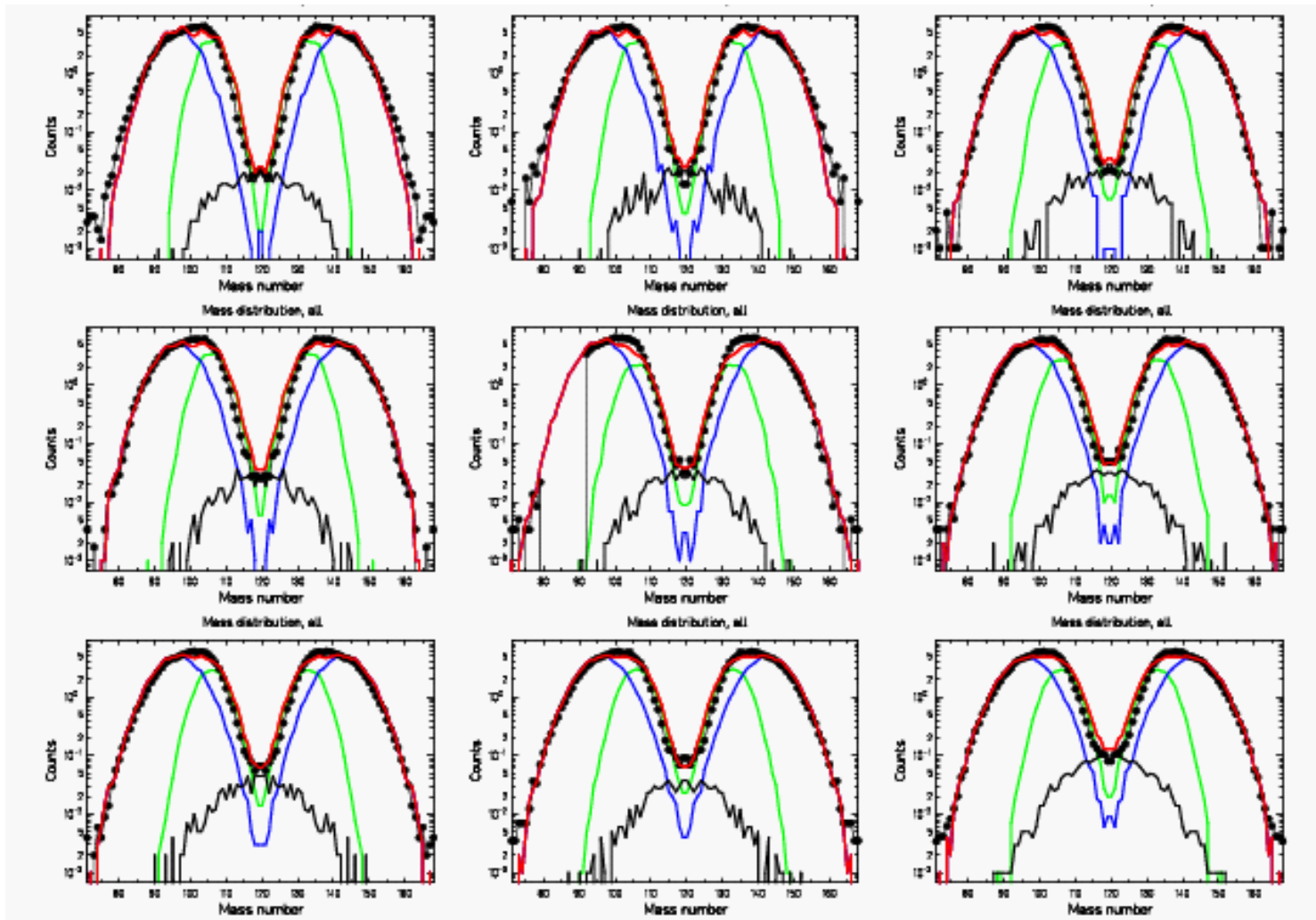
$$\delta\mathcal{E}^{\text{shell}}(E^*) = \delta\mathcal{E}^{\text{shell}}(0)f(E^*),$$



Fission fragment modes

Data - F. Vives et al, Nucl. Phys. A662 (2000) 63;

Lines - Model calculations



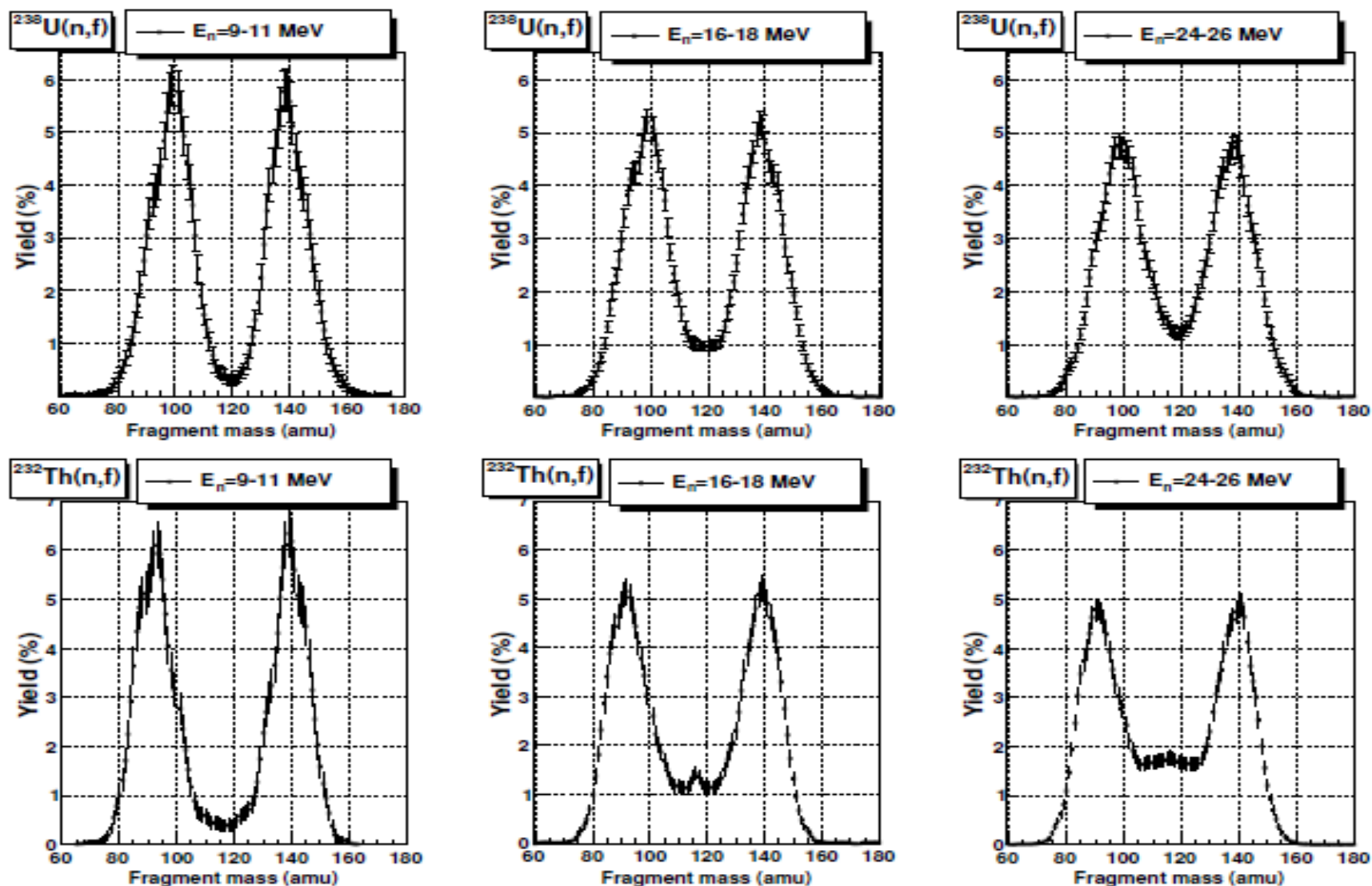


Figure 4.2: Preliminary pre-neutron emission fragment mass distributions for neutron-induced fission of ^{238}U (upper row) and ^{232}Th (lower row) at the incident energy intervals 9-11, 16-18 and 24-26 MeV.

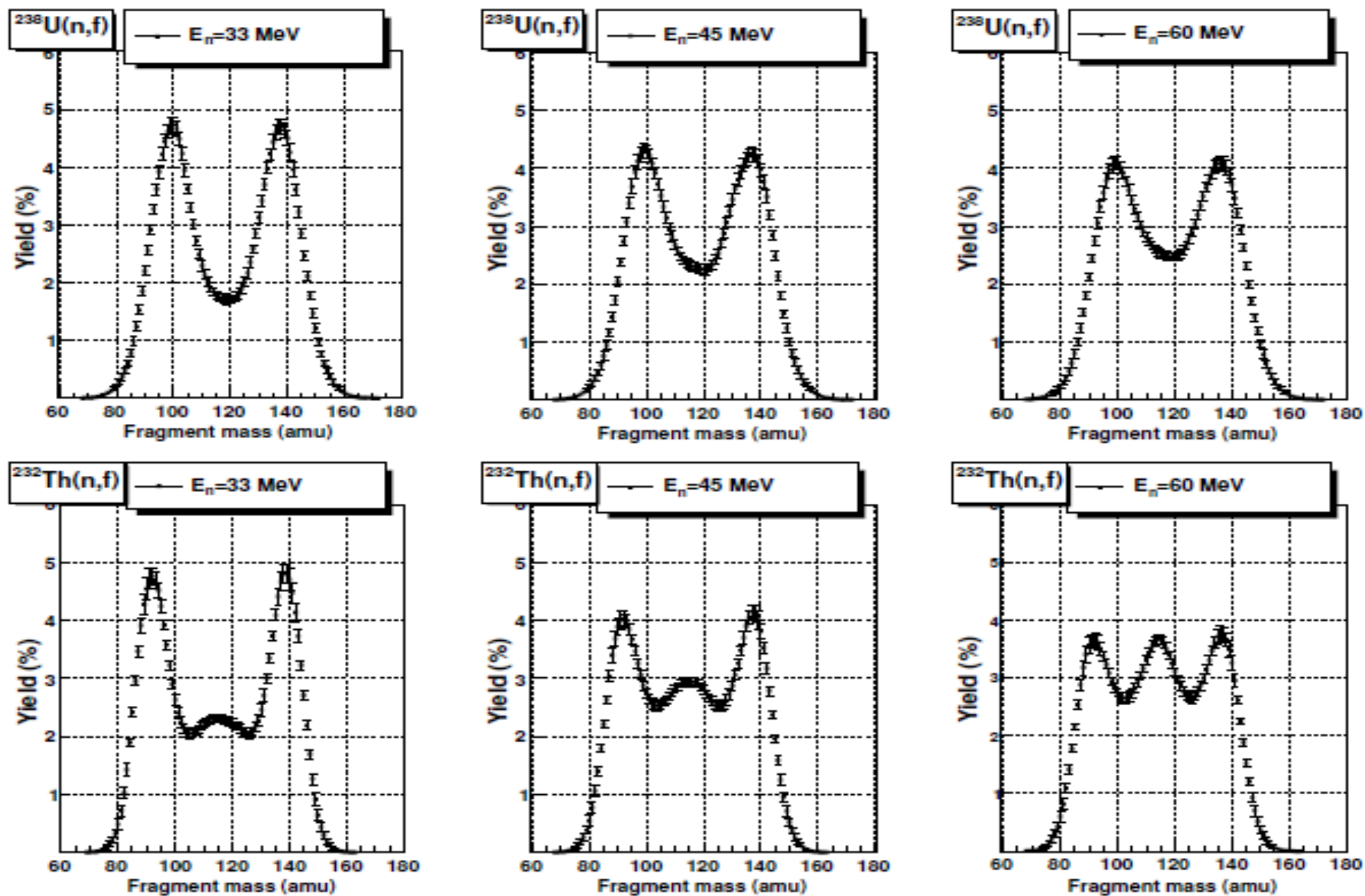


Figure 4.3: Pre-neutron emission fragment mass distributions for neutron-induced fission of ^{238}U (upper row) and ^{232}Th (lower row) at 33, 45 and 60 MeV.

Емісія нейтронів

$$\begin{aligned}\Gamma_n(E^*, L, A, Z) &= \int_0^{E^* - E_{\text{sep}}} d\varepsilon \gamma(\varepsilon, E^*, L, A, Z) \\ &= \int_0^{E^* - E_{\text{sep}}} d\varepsilon \sum_{j_n} \frac{\varepsilon \rho(E^* - E_{\text{sep}} - \varepsilon, |\mathbf{L} - \mathbf{j}_n|, A - 1, Z, \beta_{\text{gs}})}{2\pi \rho(E^*, L, A, Z, \beta_{\text{gs}})} T_n(E^*, \varepsilon, \ell_n, j_n, A, Z)\end{aligned}$$

це повна ширина нейтронного випромінювання зі складеного ядра з

A нуклонами, Z протонами, кутовим моментом L і енергією збудження E^* .

Тут ε , ℓ_n , j_n - енергія, орбітальний кутовий момент та повний кутовий момент, що випромінюється нейтроном,

E_{sep} - енергія відокремлення нейтрона від початкового складеного ядра,

$\rho(E^*, L, A, Z, \beta_{\text{gs}})$ є густина рівнів початкового компаунд-ядра,

$\rho(E^* - E_{\text{sep}} - \varepsilon, |\mathbf{L} - \mathbf{j}_n|, A - 1, Z, \beta_{\text{gs}})$ є густина рівнів кінцевого компаунд-ядра (після емісії нейтрона),

$T_n(E^*, \varepsilon, \ell_n, j_n, A, Z)$ є коефіцієнт передачі.

Коефіцієнт передачі можна розрахувати в квазикласичному наближенні ВКБ як

$$T_n(E^*, \varepsilon, \ell_n, j_n, A, Z) = 1 / \{1 + \exp[\mathcal{A}(\varepsilon, \ell_n, j_n, A, Z)]\},$$

де

$$\mathcal{A}(\varepsilon, \ell_n, j_n, A, Z) = \frac{2}{\hbar} \int_a^b \sqrt{2M(V_{\text{nucl}}(r, R_0, d) + V_{\text{LS}}(r, R_0, d, J, L) + V_{\text{rot}}(r)) - \varepsilon} dr,$$

- це дія, і M - маса нейтронів, a і b - точки повороту.

Взаємодія між нейтроном і ядром

$$V_{\text{tot}}(r) = V_{\text{nucl}}(r, R_0, d) + V_{\text{LS}}(r, R_0, d, J, L) + V_{\text{rot}}(r),$$

де ядерна частина взаємодії параметризована потенціалом Вудса-Саксону

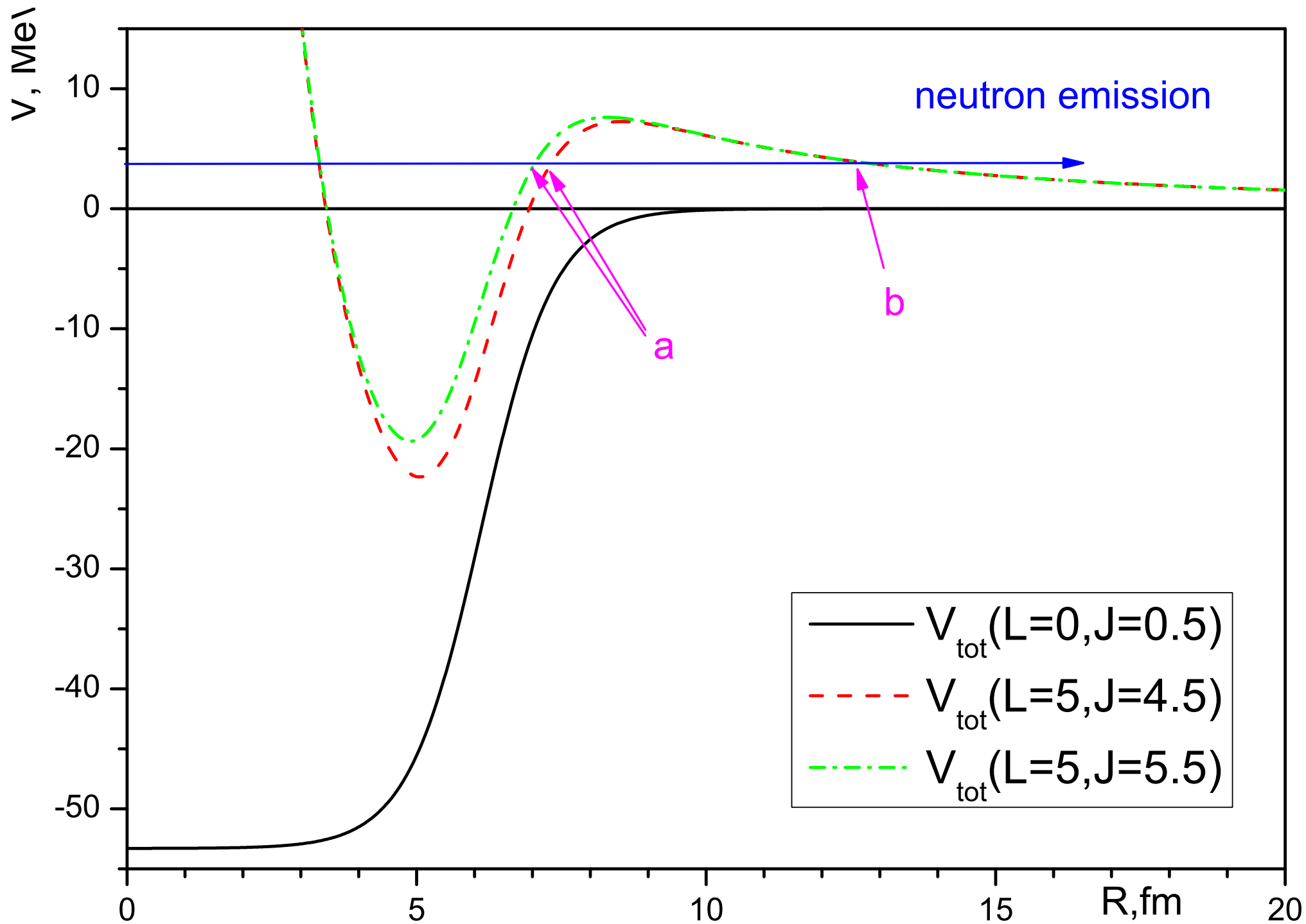
$$V(r, R_0, d) = \frac{V_0}{1 + \exp((r - R_0)/d)},$$

спін-орбітальна частина взаємодії описується потенціалом Вудса-Саксону

$$\begin{aligned} V_{\text{LS}}(r, R_0, d, J, L) &= \frac{\kappa}{r} \frac{d}{dr} \frac{V_0}{1 + \exp((r - R_0)/d)} (\vec{L}\vec{S}) \\ &= \frac{\kappa}{2r} \frac{d}{dr} \frac{V_0}{1 + \exp((r - R_0)/d)} (\vec{J}^2 - \vec{L}^2 - \vec{S}^2) \\ &= \frac{\kappa}{2r} \frac{d}{dr} \frac{V_0}{1 + \exp((r - R_0)/d)} \begin{cases} L, & \text{if } J = L + 1/2, \\ -(L + 1), & \text{if } J = L - 1/2, \end{cases} \end{aligned}$$

і ротаційний внесок є

$$V_{\text{rot}}(r) = \frac{\hbar^2 L(L + 1)}{2M_N r^2}.$$



Емісія заряджених (\mathcal{Z}) частинок

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mathcal{Z}}(E^*, L, A, Z) &= \int_0^{E^* - E_{\text{sep}}} d\varepsilon \gamma(\varepsilon, E^*, L, A - A_{\mathcal{Z}}, Z - \mathcal{Z}) \\ &= \int_0^{E^* - E_{\text{sep}}} d\varepsilon \sum_{j_{\mathcal{Z}}} \frac{\rho(E^* - E_{\text{sep}} - \varepsilon, |\mathbf{L} - \mathbf{j}_{\mathcal{Z}}|, A - A_{\mathcal{Z}}, Z - \mathcal{Z}, \beta_{\text{gs}})}{2\pi \rho(E^*, L, A, Z, \beta_{\text{gs}})} T_{\text{n}}(E^*, \varepsilon, \ell_{\mathcal{Z}}, j_{\mathcal{Z}}, A - A_{\mathcal{Z}}, A_{\mathcal{Z}}, Z - \mathcal{Z}, \mathcal{Z}) \end{aligned}$$

- загальна ширина випромінювання нейтронів з компаунд-ядра з

A нуклонами, Z протонами, кутовим імпульсом L та енергією збудження E^* .

Тут ε , $\ell_{\mathcal{Z}}$, $j_{\mathcal{Z}}$ - енергія, орбітальний кутовий момент та повний кутовий момент частинки, що випромінюється,

E_{sep} - енергія поділу нейтрона від початкового компаунд-ядра,

$\rho(E^*, L, A, Z, \beta_{\text{gs}})$ - густина рівнів початкового компаунд-ядра,

$\rho(E^* - E_{\text{sep}} - \varepsilon, |\mathbf{L} - \mathbf{j}_{\mathcal{Z}}|, A - A_{\mathcal{Z}}, Z - \mathcal{Z}, \beta_{\text{gs}})$ - густина рівнів кінцевого компаунд-ядра (після емісії частинок) \mathcal{Z}),

$T_{\text{n}}(E^*, \varepsilon, \ell_{\mathcal{Z}}, j_{\mathcal{Z}}, A - A_{\mathcal{Z}}, A_{\mathcal{Z}}, Z - \mathcal{Z}, \mathcal{Z})$ є коефіцієнт передачі.

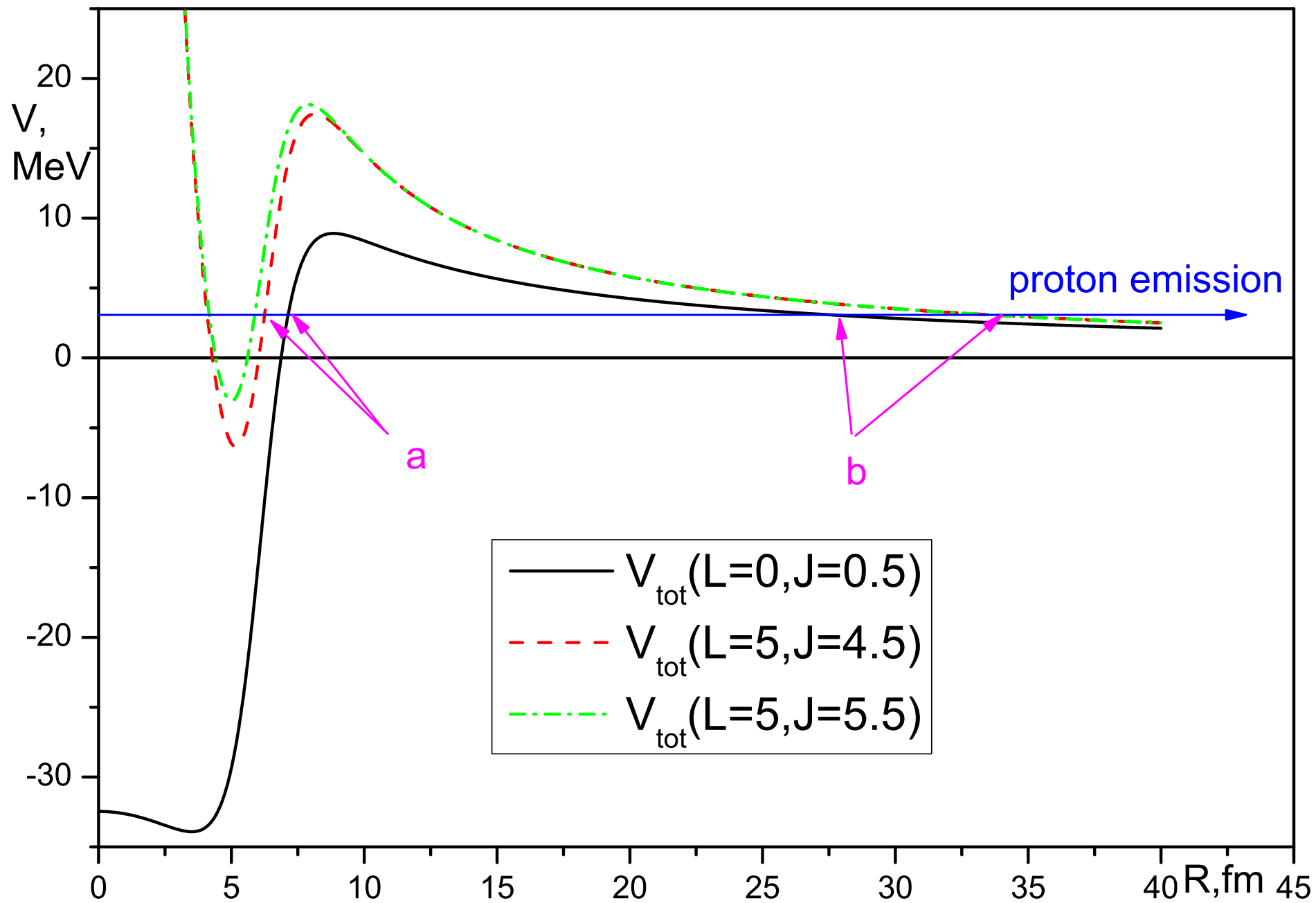
Коефіцієнт передачі можна розрахувати в квазикласичному наближенні ВКБ як

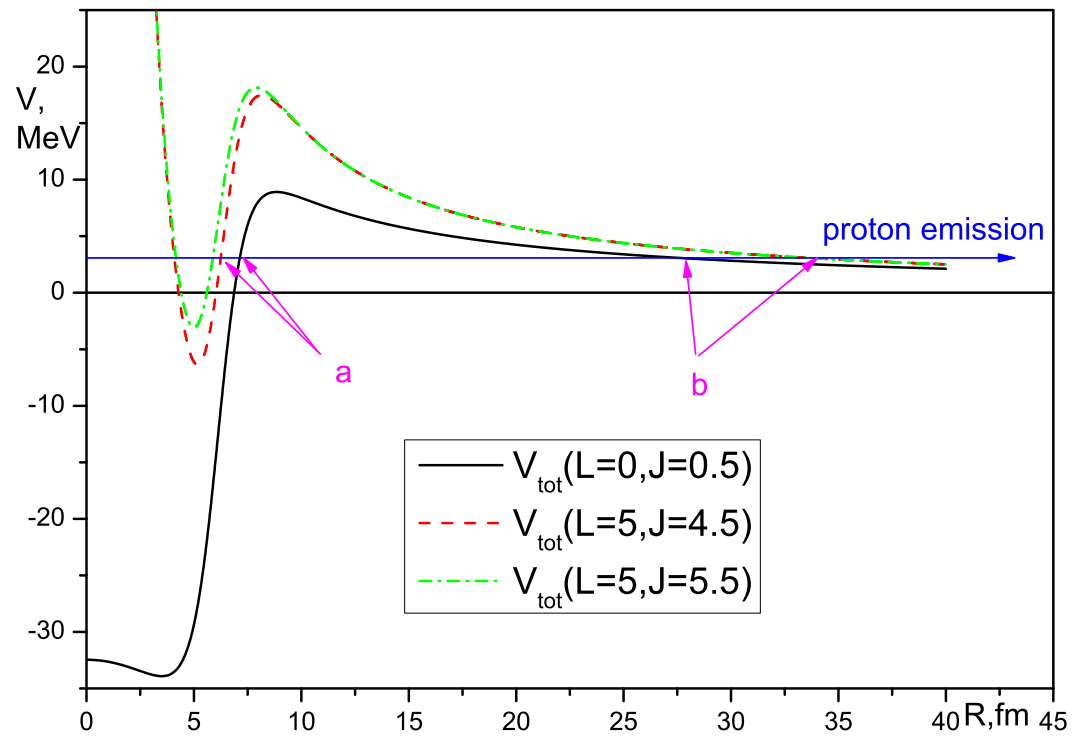
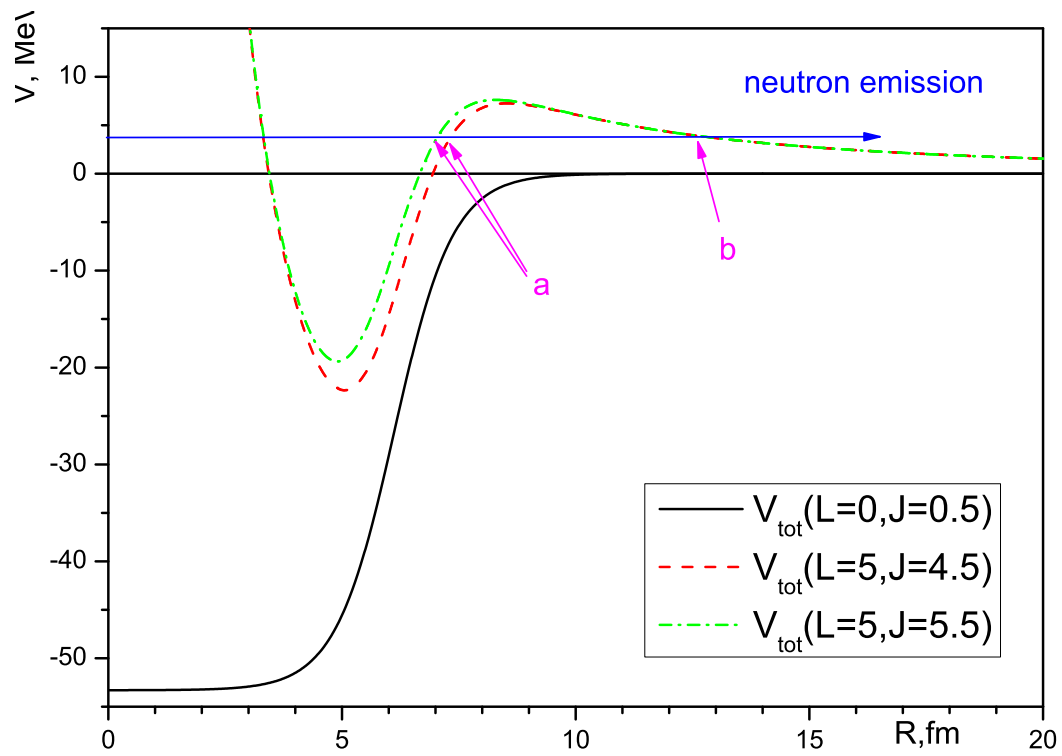
$$T_{\text{n}}(E^*, \varepsilon, \ell_{\mathcal{Z}}, j_{\mathcal{Z}}, A - A_{\mathcal{Z}}, A_{\mathcal{Z}}, Z - \mathcal{Z}, \mathcal{Z}) = 1 / \{1 + \exp[\mathcal{A}(\varepsilon, \ell_{\mathcal{Z}}, j_{\mathcal{Z}}, A - A_{\mathcal{Z}}, A_{\mathcal{Z}}, Z - \mathcal{Z}, \mathcal{Z})]\},$$

де

$$\mathcal{A}(\varepsilon, \ell_Z, j_Z, A - A_Z, A_Z, Z - Z, Z) = \frac{2}{\hbar} \int_a^b \sqrt{2M \frac{(A - A_Z)A_Z}{A} (V_{\text{nucl}}(r) + V_{\text{LS}}(r, j_Z, L) + V_{\text{Coulomb}}(r) + V_{\text{rot}}(r)) - \varepsilon}$$

- це дія, і M - маса нейтронів, a і b - точки повороту.





γ -розпад

$$\Gamma_{\gamma}(E^*, j_i, A, Z) = \int d\varepsilon \sum_{j_f=|j_i-1|}^{j_f=|j_i+1|} \frac{\rho(E^* - \varepsilon, j_f, A, Z, \beta_{gs})}{\rho(E^*, j_i, A, Z, \beta_{gs})} \frac{3.31 \cdot 10^{-6} \text{ MeV} (A - Z) Z \varepsilon^4 \Gamma}{A[(E_0^2 - \varepsilon^2)^2 - (\varepsilon \Gamma)^2]}$$

- ширина емісії γ . $E_0 \approx 80 \cdot A^{1/3}$ MeV - це енергія та $\Gamma \approx 5$ MeV та ширина гігантського дипольного резонансу.

Поділ ядра

$$\Gamma_{\text{fis}}(E^*, l, A, Z) = \int_0^{E^*} d\varepsilon \frac{\rho(\varepsilon, l, A, Z, \beta_{\text{sadl}})}{2\pi\rho(E^*, l, A, Z, \beta_{\text{gs}})} T_{\text{fis}}(E^*, \varepsilon, B_{\text{CN}}^*, l, A, Z)$$

є ширина поділу.

Коефіцієнт передачі для проходження крізь бар'єр поділу $T_{\text{fis}}(E^*, \varepsilon, B(E^*), A, Z)$ оядра з енергією збудження E^* обчислюється за допомогою наближення Хілл-Уілера,

$$T_{\text{fis}}(E^*, \varepsilon, B(E^*), l, A, Z) = 1/[1 + \exp(2\pi(\varepsilon - B(E^*)))/(\hbar\omega)].$$

Кривизна $\hbar\omega$ бар'єру поділу залежить від часу спонтанного поділу T_{sf} у основному стані

$$\hbar\omega = 2\pi B / \ln(T_{\text{sf}}/T_0 - 1)$$

де $T_0 = 2\pi(\ln 2)\hbar/E_{\text{zp}}$. Тут ми беремо значення енергії нульових коливань $E_{\text{zp}} = 0.7$ MeV.

Поділ збудженого ядра - це ізоентропічний процес. За методом оболонкових поправок Струтинського, бар'єр ділення B^* збудженого ядра при $l = 0$ задається

$$B^* = [\mathcal{E}_{\text{sadl}}^{\text{macro}} + \delta\mathcal{E}_{\text{sadl}}^{\text{shell}}(E^*)] - [\mathcal{E}_{\text{gs}}^{\text{macro}} + \delta\mathcal{E}_{\text{gs}}^{\text{shell}}(E^*)],$$

де $\mathcal{E}_{\text{sadl}}^{\text{macro}}$ and $\mathcal{E}_{\text{gs}}^{\text{macro}}$ - макроскопічні енергії, обчислені для ядра при деформації точки сідла та основного стану відповідно. Ми переписуємо вираз для бар'єру у формі

$$B^* \approx [\mathcal{E}_{\text{sadl}}^{\text{macro}} - \mathcal{E}_{\text{gs}}^{\text{macro}}] - \delta\mathcal{E}_{\text{gs}}^{\text{shell}}(E^*),$$

так як енергія оболонкової поправки в сідлової точці близька до нуля.

Енергія оболонкової поправки у збуджених ядер менша, ніж у основному стані, вона зменшується зі збільшенням енергії збудження E^* . Запропонуємо, що

$$\delta\mathcal{E}^{\text{shell}}(E^*) = \delta\mathcal{E}^{\text{shell}}(0)f(E^*),$$

де

$$f(E^*) = \exp(-\gamma E^*).$$

Значення параметра затухання оболонкової поправки γ недостатньо відоме. Наприклад, два різних значення $\gamma = 0,064 \text{ MeV}$ і $\gamma = 0,05 \text{ MeV}$ були скориговані для ядер у зоні свинцю. Параметр демпфування γ також залежить від числа протона та нейтрона.

Розпад компаунд-ядра

З сильно збуджених компаунд-ядер можуть вилітати різні частинки.

Тому необхідно враховувати всі моди розпаду при оцінці повної ширини

$$\begin{aligned}\Gamma_{\text{tot}}(E^*, l, A, Z) &= \Gamma_n(E^*, l, A, Z) + \Gamma_{2n}(E^*, l, A, Z) + \Gamma_{3n}(E^*, l, A, Z) + \dots \\ &+ \sum_{\text{all possible charge particles } \mathcal{Z}} \Gamma_{\mathcal{Z}}(E^*, l, A, Z) \\ &+ \Gamma_{\gamma}(E^*, l, A, Z) \\ &+ \Gamma_{\text{fis}}(E^*, l, A, Z).\end{aligned}$$

Відношення мод розпаду α та β :

$$\frac{\Gamma_{\alpha}(E^*, l, A, Z)}{\Gamma_{\beta}(E^*, l, A, Z)}$$

Наприклад, для ядер, що діляться,

$$\frac{\Gamma_n(E^*, l, A, Z)}{\Gamma_{\text{fis}}(E^*, l, A, Z)}$$

$$\frac{\Gamma_n(E^*, l, A, Z)}{\Gamma_{\text{fis}}(E^*, l, A, Z)} \propto \exp \left[\sqrt{2a_n(E^* - B_n)} - \sqrt{2a_{\text{fiss}}(E^* - B_{\text{fiss}})} \right].$$

Дякую за увагу!