

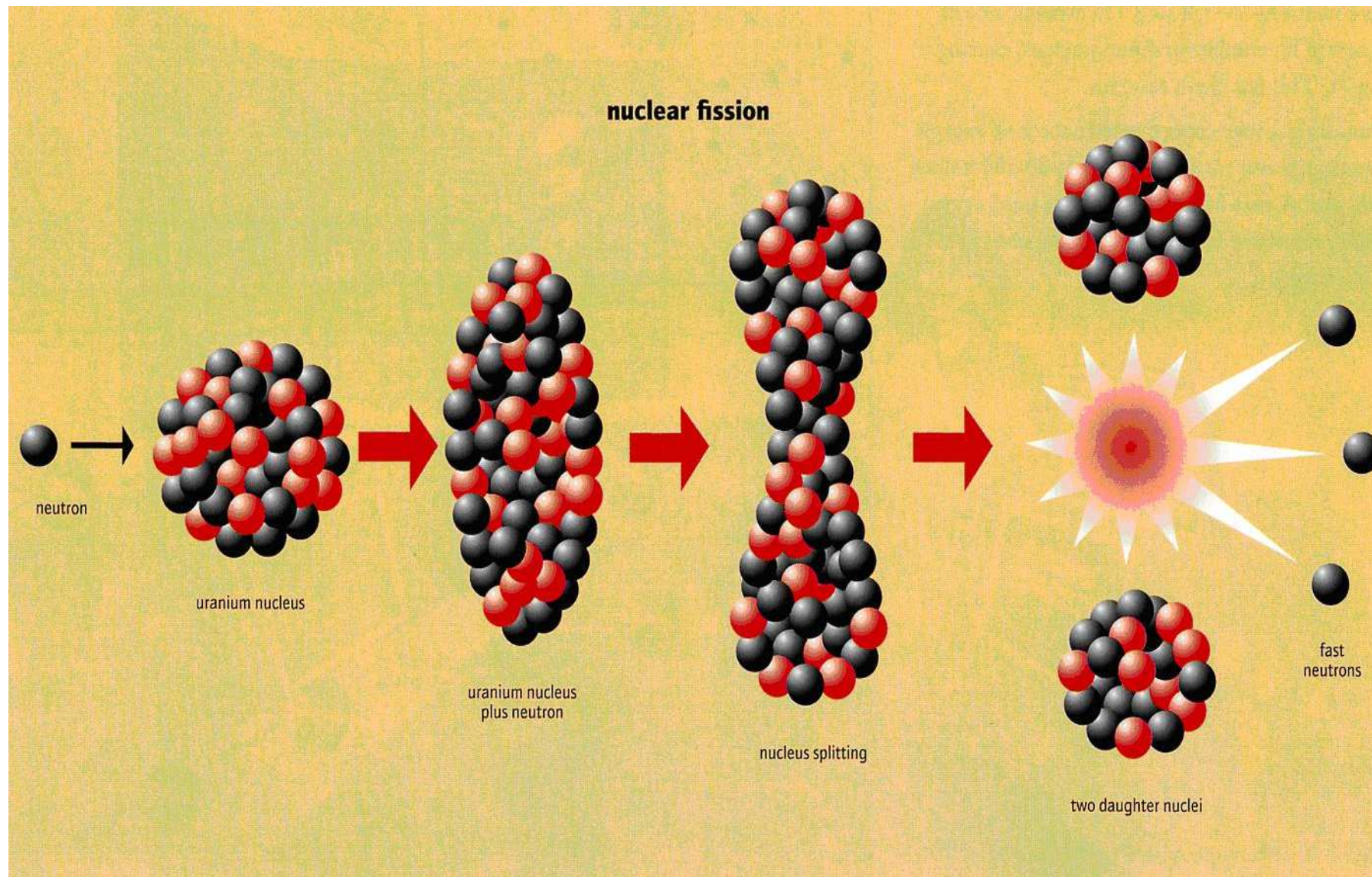
# Властивості уламків поділу

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 ( $p, n, d, \alpha$ , ядро) або  $\gamma$ -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  $(E - E_f)$  MeV 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.

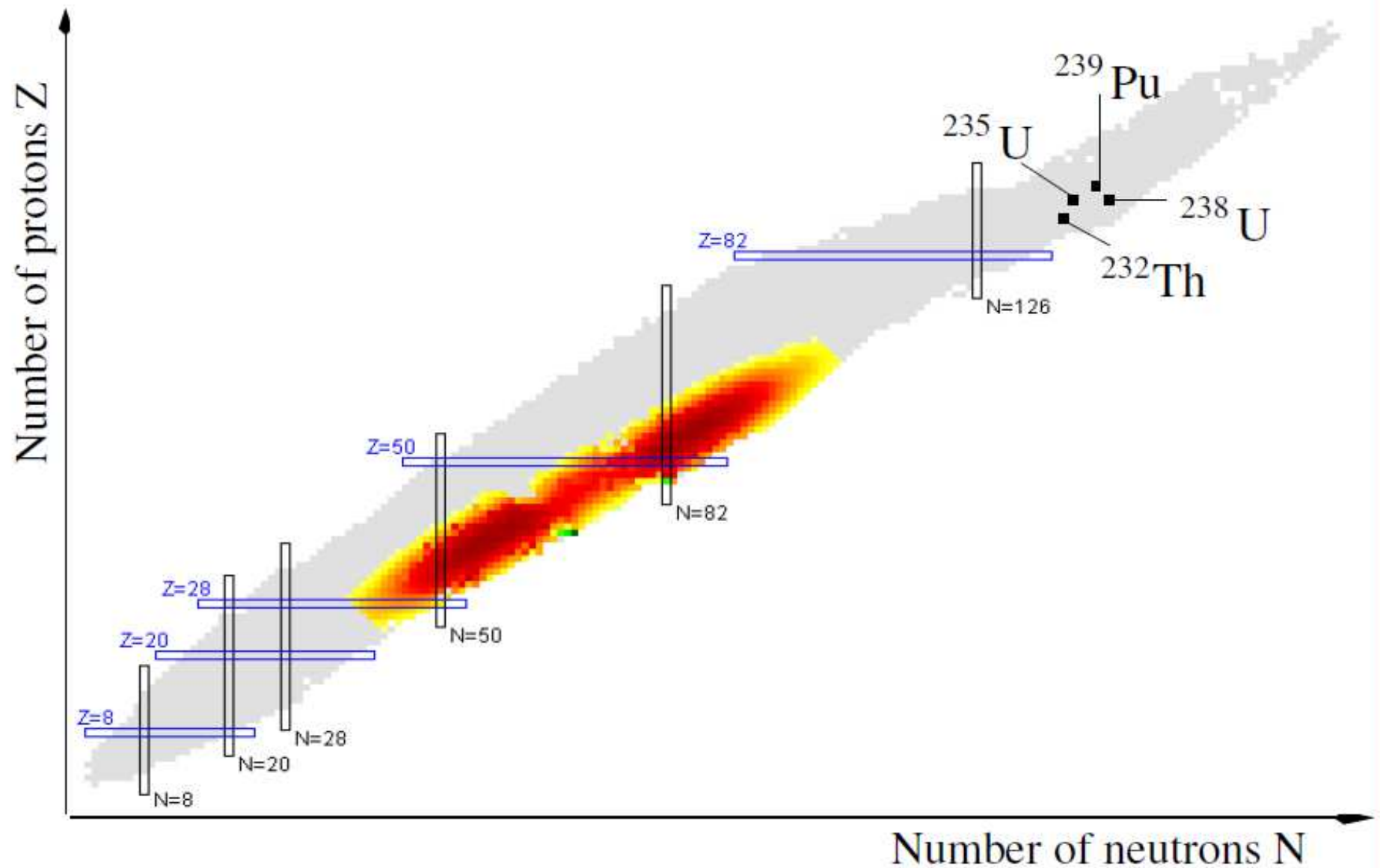
9. Випромінювання  $\gamma$ -квантів у часовий інтервал порядку  $10^{-11}$  с.

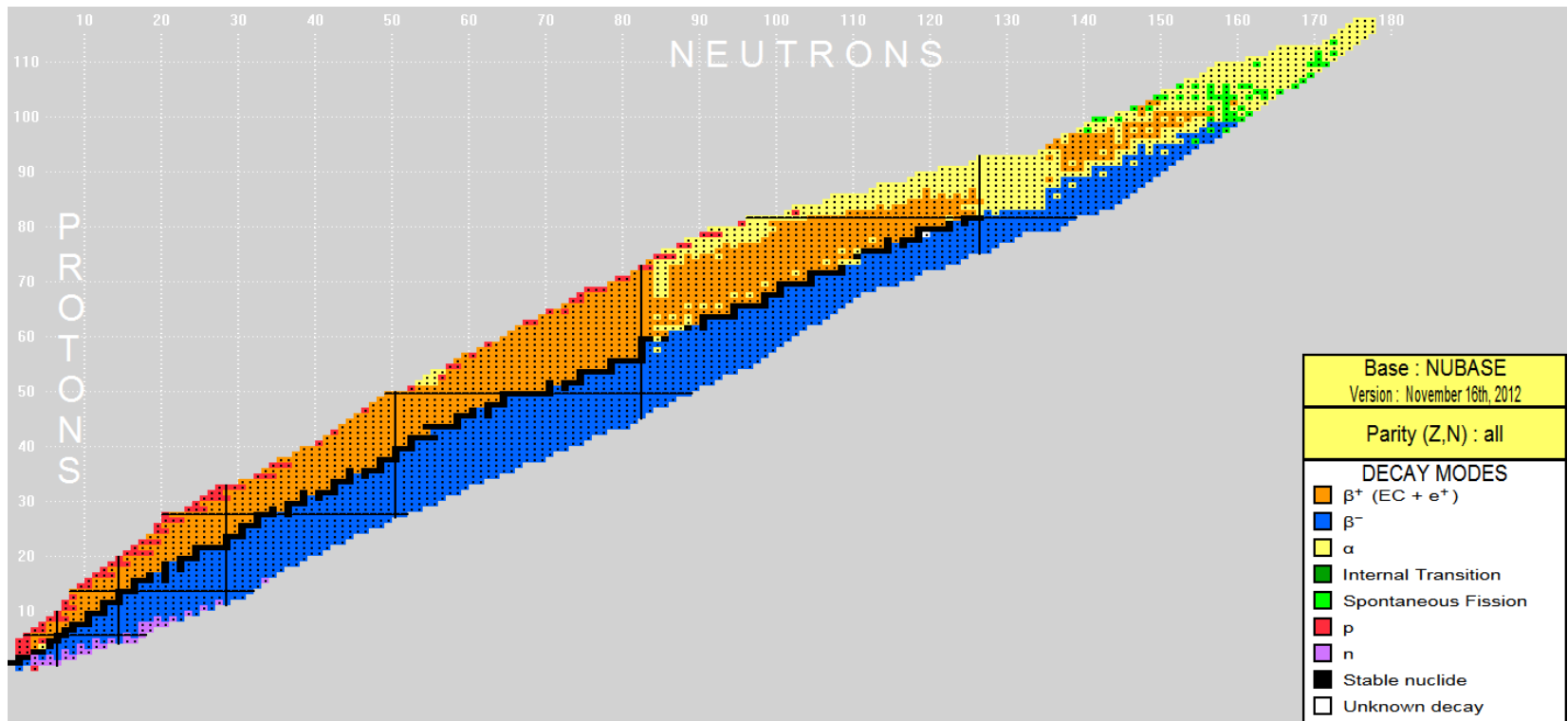
10. Продукти первинного поділу. Фрагменти вторинного поділу розпадаються в їхньому основному стані.

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

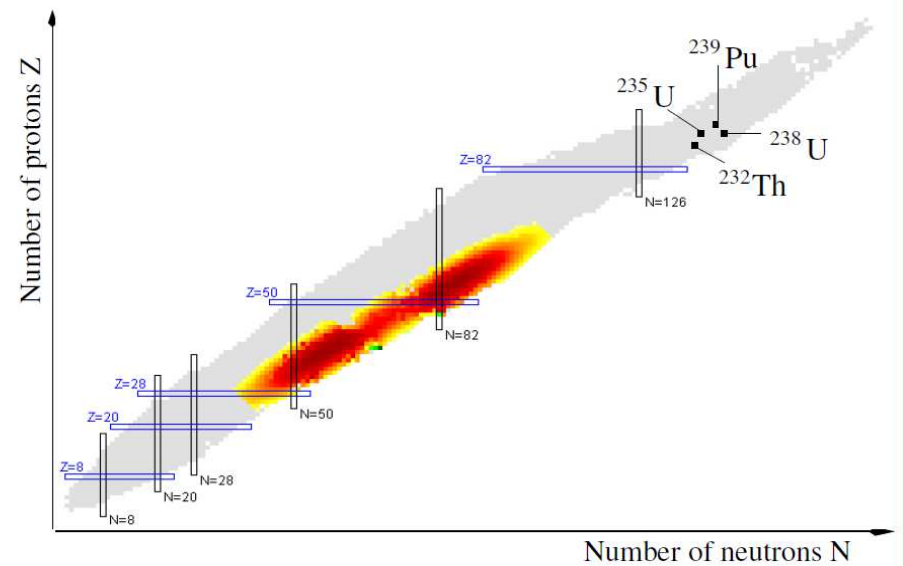


# $^{235}\text{U}$ fission fragment yields



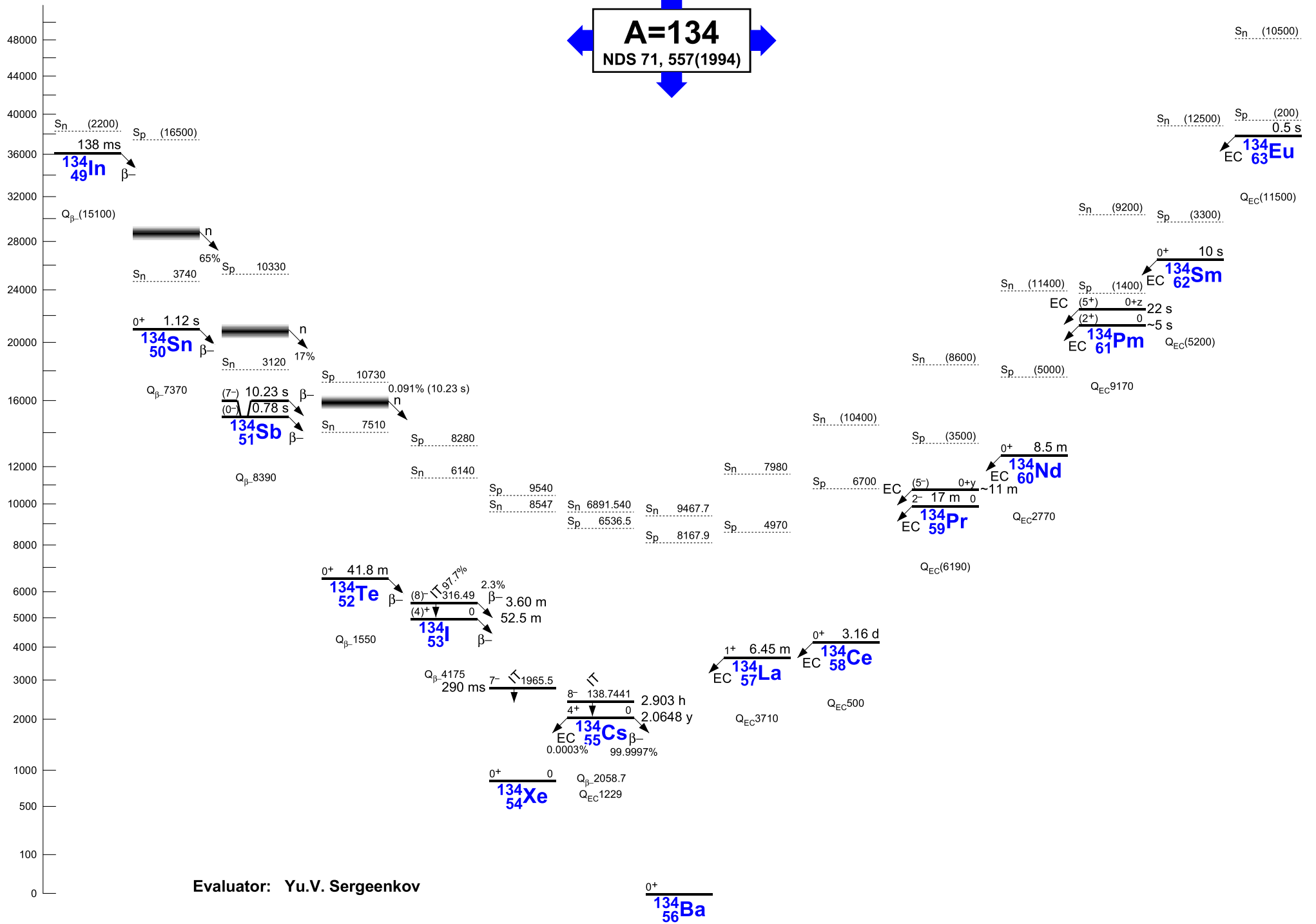


### $^{235}\text{U}$ fission fragment yields





**A=134**  
NDS 71, 557(1994)



Evaluator: Yu.V. Sergeenkov



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.

$A =$	91	93	140	142
	Se 0,37 с			
	↓			
	Br 0,64 с	Br 0,1 с	I 0,86 с	I 0,2 с
	↓	↓	↓	↓
	Kr 8,6 с	Kr 1,3 с	Xe 14 с	Xe 1,2 с
	↓	↓	↓	↓
	Rb 58 с	Rb 5,8 с	Cs 64 с	Cs 1,8 с
	↓	↓	↓	↓
	Sr 9,5 ч	Sr 7,4 мин	Ba 13 сут	Ba 11 мин
	↓	↓	↓	↓
	Y 5,8 сут	Y 10,5 ч	La 40 ч	La 92 мин
	↓	↓	↓	↓
	Zr стаб.	Zr $1,5 \cdot 10^6$ лет	Ce стаб.	Ce стаб.

Цепочки  $\beta$ -распадов осколков деления для массовых чисел  $A = 91, 93, 140, 142$

Таблица 4. Излучатели двух и трех запаздывающих нейтронов

Осколок	$Y, 1/f$		$Q_{\beta}, \text{ МэВ}$	$B_{2n}, \text{ МэВ}$	$B_{3n}, \text{ МэВ}$	$P_{2n}, \%$	$P_{3n}, \%$
	$^{235}\text{U}(n, f)$	$^{252}\text{Cf}, \text{ s.f.}$					
$^{86}\text{As}$	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	11,98	10,67	18,68	0,02	
$^{88}\text{As}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	13,28	9,13	15,60	0,51	
$^{90}\text{As}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	14,68	8,42	14,25	2,65	
$^{91}\text{As}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$4,8 \cdot 10^{-8}$	13,09	7,89	10,95	3,21	0,6
$^{92}\text{Br}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$4,1 \cdot 10^{-3}$	12,13	10,36	16,93	0,01	
$^{94}\text{Br}$	$9,0 \cdot 10^{-5}$	$8,6 \cdot 10^{-5}$	13,28	9,55	15,92	3,12	
$^{96}\text{Br}$	$5,0 \cdot 10^{-7}$	$2,8 \cdot 10^{-7}$	14,66	8,99	14,04	5,85	0,4
$^{98}\text{Rb}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	12,13	10,85	17,74	0,23	
$^{100}\text{Rb}$	$3,9 \cdot 10^{-6}$	$3,0 \cdot 10^{-5}$	13,65	9,71	15,20	0,89	
$^{102}\text{Rb}$	$8,7 \cdot 10^{-10}$	$2,9 \cdot 10^{-8}$	14,83	8,56	14,45	2,25	0,01
$^{132}\text{In}$	$4,4 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	13,09	12,01	14,70	0,01	
$^{134}\text{In}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$	$5,9 \cdot 10^{-6}$	14,47	6,95	13,85	99	0,03
$^{136}\text{Sb}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	10,59	8,37	15,86	10,6	
$^{138}\text{Sb}$	$5,0 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	12,22	6,92	11,90	2,0	
$^{140}\text{Sb}$	$2,0 \cdot 10^{-8}$	$2,1 \cdot 10^{-7}$	12,51	6,08	10,49	16,4	0,07
$^{140}\text{J}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	9,61	8,29	13,63	0,01	
$^{142}\text{J}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$2,7 \cdot 10^{-3}$	10,87	8,61	13,91	0,76	
$^{144}\text{J}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	11,68	7,97	13,28	1,99	
$^{146}\text{J}$	$1,1 \cdot 10^{-10}$	$2,2 \cdot 10^{-9}$	12,60	7,70	12,07	2,27	0,01

Таблица 5. Изомерные отношения в осколках деления

Осколок	$E_{is}$ , кэВ	$I_{is}^{\pi}$	$I_{gr}^{\pi}$	$Y_{is}/Y_{gr}$		
				$^{235}\text{U}(n, f)$	$^{238}\text{U}(\gamma, f)$	$^{239}\text{Pu}(n, f)$
$^{129}\text{Sn}$		$11/2^{-}$	$1/2^{+}$		11,8(1)	
$^{131}\text{Sn}$		$11/2^{-}$	$1/2^{+}$	0,76(2)	0,45(7)	
$^{130}\text{Sb}$		$8^{-}$	$5^{+}$	0,81(31)	1,81(8)	1,2(2)
$^{132}\text{Sb}$	182	$8^{-}$	$4^{+}$	0,25(5)	0,40(8)	0,44(12)
$^{133}\text{Te}$	334	$11/2^{-}$	$3/2^{+}$	1,55(20)	2,4(6)	1,6(2)
$^{136}\text{J}$		$6^{-}$	$2^{-}$	1,9(3)	2,8(4)	
$^{133}\text{Xe}$	233	$11/2^{-}$	$3/2^{+}$	2,8(5)		1,5(2)
$^{135}\text{Xe}$	526	$11/2^{-}$	$3/2^{+}$	1,77(29)		1,41(16)

Таблица 6. Изомерные отношения и угловые моменты осколка  $^{135}\text{Xe}$  при фотоделении ядер

Параметр	$^{232}\text{Th}(\gamma, f)$	$^{238}\text{U}(\gamma, f)$	$^{237}\text{Np}(\gamma, f)$	$^{243}\text{Am}(\gamma, f)$	$^{248}\text{Cm}(\gamma, f)$
$Y(^{135}\text{Xe}), 1/f$	0,0012(8)	0,0033(8)	0,023(3)	0,015(2)	0,024(5)
$\nu$	1,0(3)	1,3(3)	1,5(4)	1,8(4)	2,5(5)
$\sigma_{is}/\sigma_{gr}$	0,75(10)	0,76(12)	1,41(18)	2,73(35)	2,68(35)
$I, \hbar$	4,6(1,0)	4,9(6)	5,6(8)	7,5(1,0)	7,3(1,0)





## 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  $\gamma$  та  $n$ .

Емісія нейтрино.

Розподіл енергії поділу у MeV:

Ядро	$^{233}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$
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

**Залежність розподілу енергії від енергії збудження початкового ядра.**

Кінетична енергія фрагментів поділу залежить від енергії збудження початкового ядра дуже слабкою.

Енергія збудження фрагментів поділу пов'язана з

- енергією збудження початкового ядра,
- дисіпації енергії під час процесу поділу та
- перетворення енергії деформації фрагментів у внутрішню енергію.

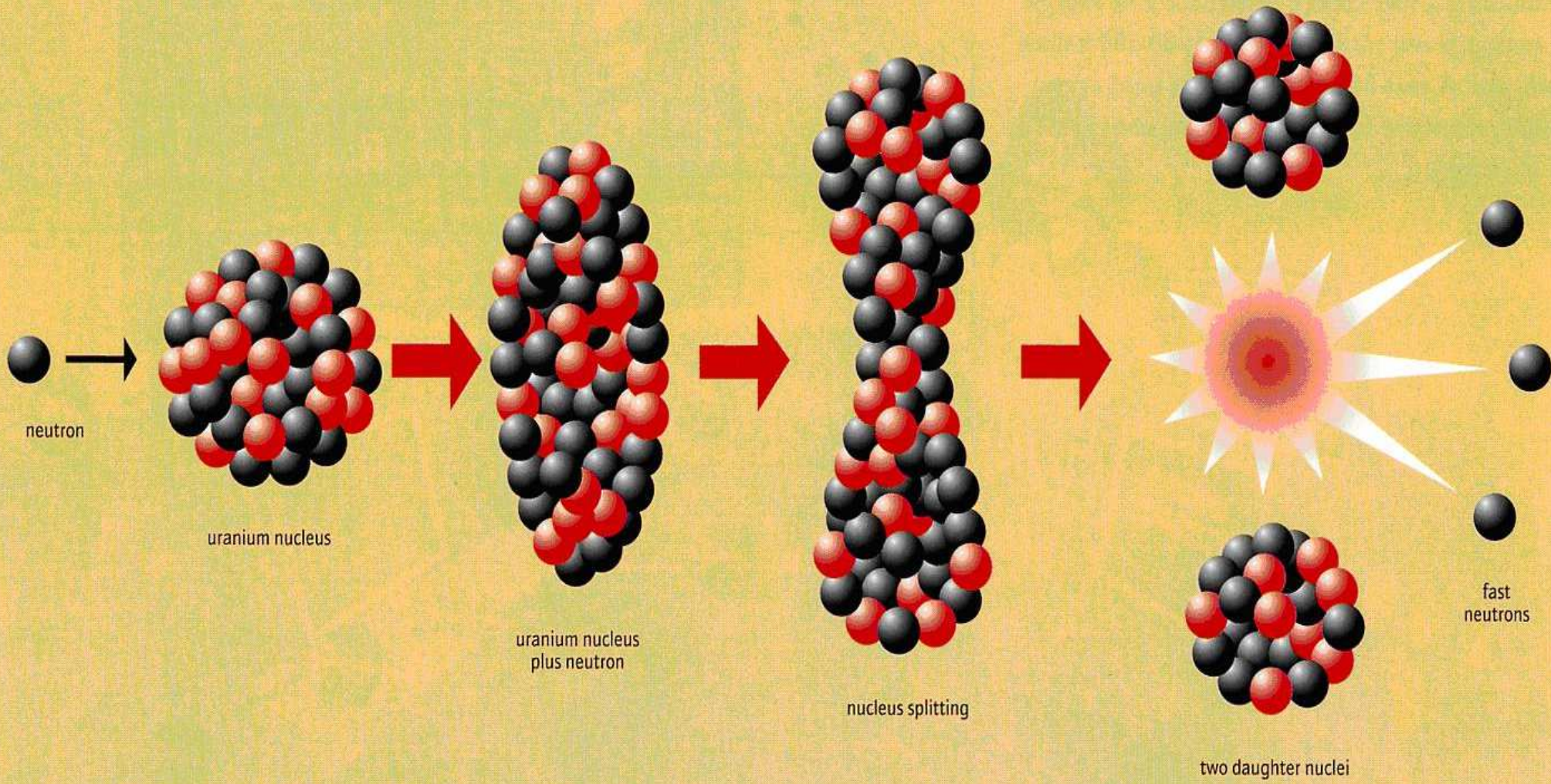
Енергія збудження фрагментів поділу зростає з енергією збудження початкового ядра. Тому кількість нейтронів, що виділяються з фрагментів, збільшується за рахунок енергії збудження початкового ядра.

Фрагменти поділу, отримані при більш високій енергії збудження початкового ядра, ближче до лінії стійкості  $\beta$ , тому частина загальної енергії, реалізованої при розщепленні та виділена  $\beta$ -розпадам фрагментів поділу, зменшується на енергію збудження початкового ядра.

Кількість  $\gamma$ -кванти слабо підвищена енергія збудження початкового ядра.  $\Gamma$ -кванта випромінюється після випромінювання нейтронів, а частина попередньої рівноваги  $\gamma$ -кванта невелика.

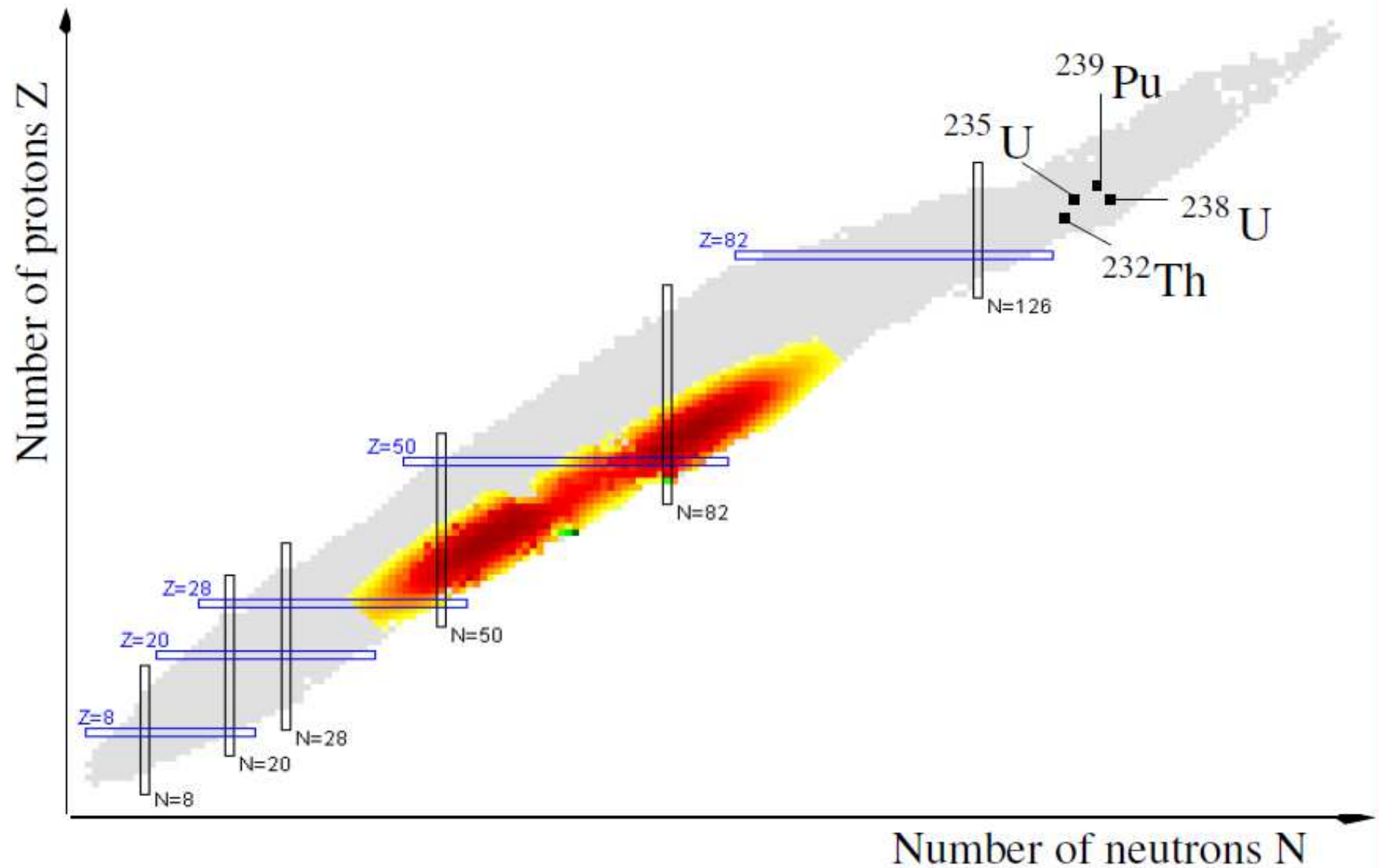


**nuclear fission**

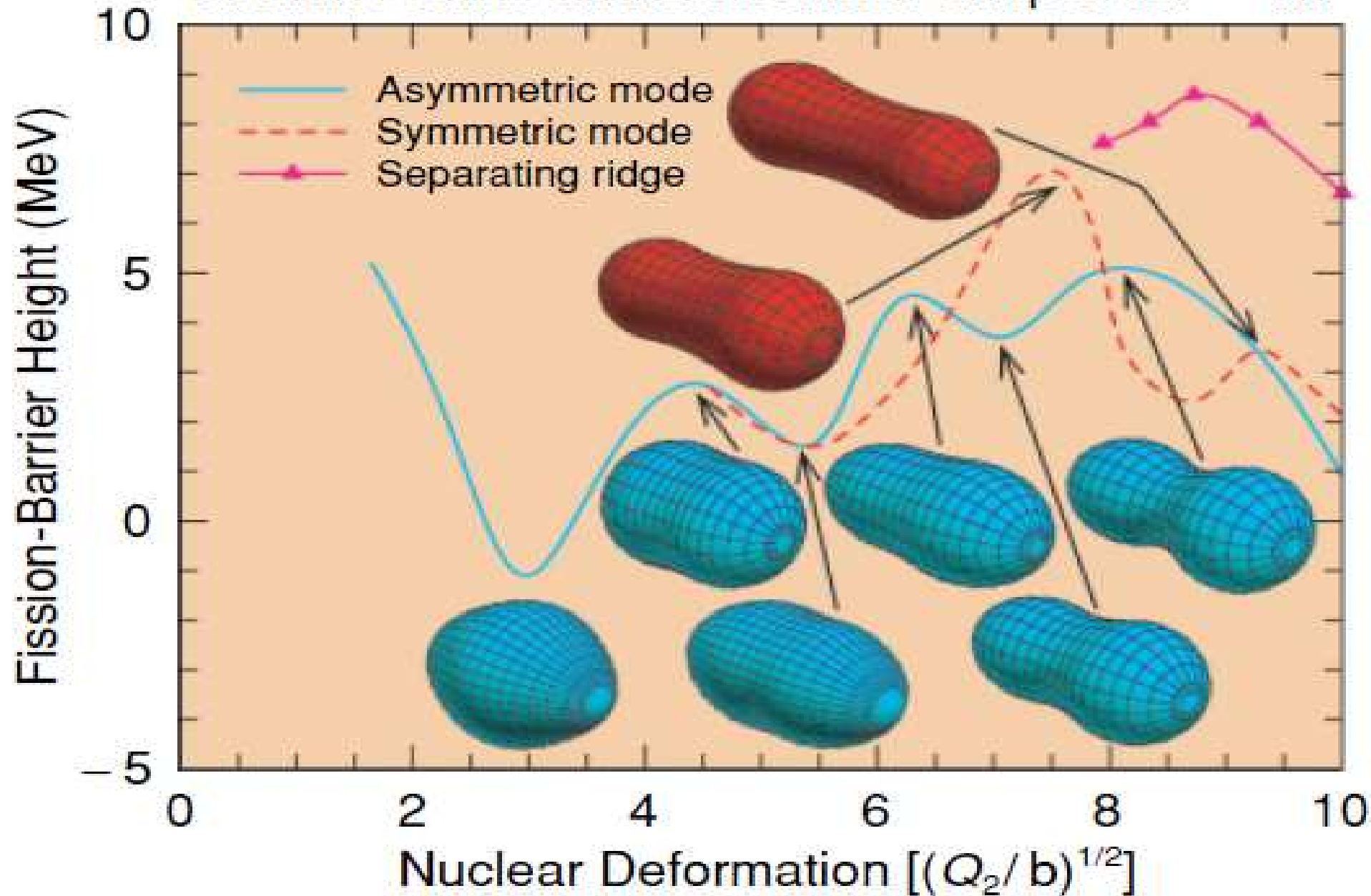




# $^{235}\text{U}$ fission fragment yields

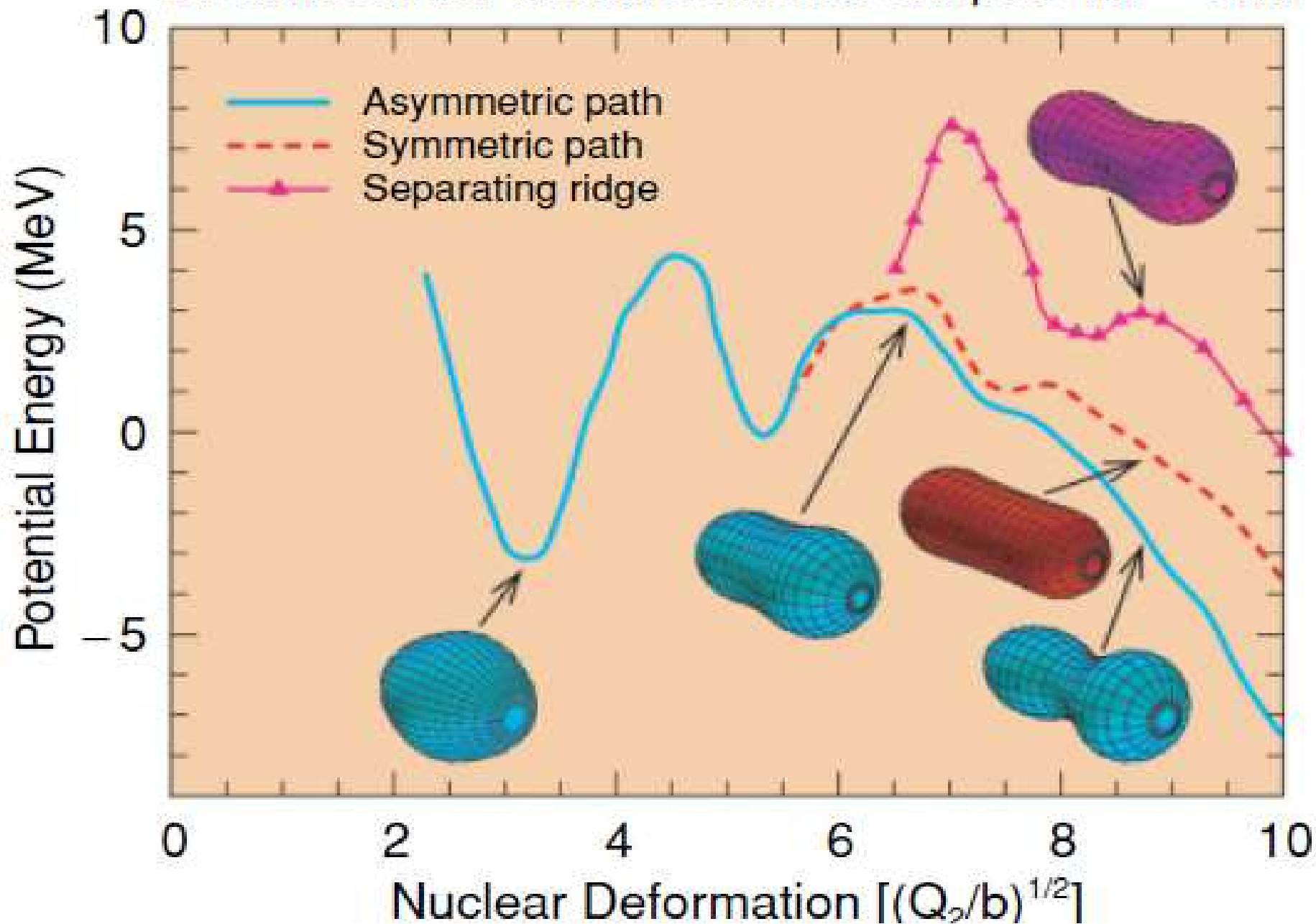


# Fission Barrier and Associated Shapes for $^{232}\text{Th}$





# Fission Barrier and Associated Shapes for $^{243}\text{Am}$



$$Y(A) = \sum_c p_c Y_c(A), \quad (7.1)$$

$$\overline{\text{TKE}}(A) = \sum_c p_c \overline{\text{TKE}}_c(A) Y_c(A) / Y(A), \quad (7.2)$$

$$\bar{v}(A) = \sum_c p_c \bar{v}_c(A) Y_c(A) / Y(A), \quad (7.3)$$

where the channel probabilities  $p_c$  indicate how much channel  $c$  is frequented. They are normalized as

$$\sum_c p_c = 1. \quad (7.4)$$

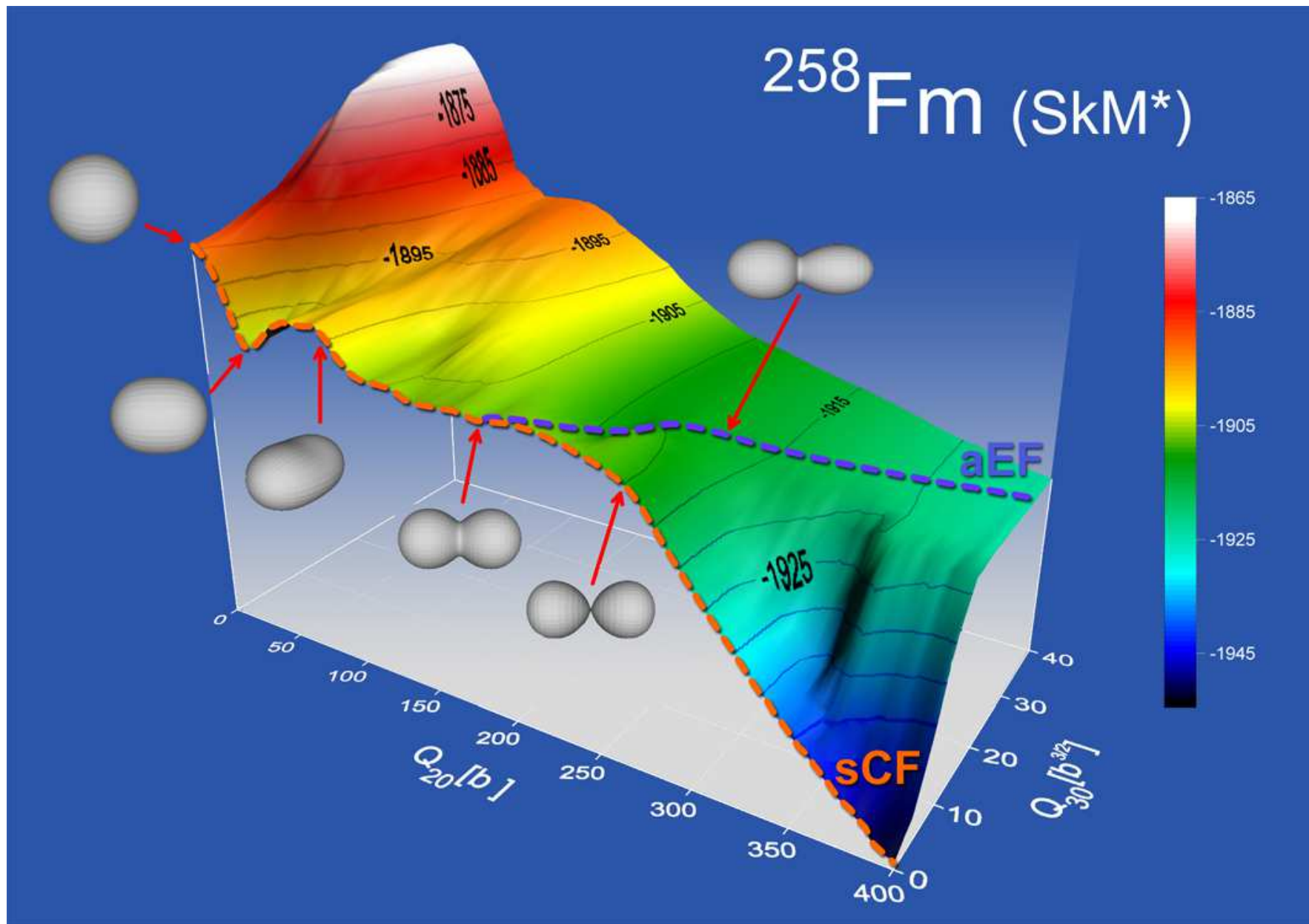
All functions  $Y_c(A)$ ,  $\overline{\text{TKE}}_c(A)$  and  $\bar{v}_c(A)$  are output of the procedures of random neck rupture. However, for information reduction one may write without loss of accuracy

$$Y_c(A) = \frac{1}{(2\pi\sigma_{A,c}^2)^{1/2}} \left[ \exp\left(-\frac{(A - \bar{A}_c)^2}{2\sigma_{A,c}^2}\right) + \exp\left(-\frac{(A - A_{\text{cn}} + \bar{A}_c)^2}{2\sigma_{A,c}^2}\right) \right] \quad (7.5)$$

and

$$\overline{\text{TKE}}_c(A) = \frac{A(A_{\text{cn}} - A)}{\bar{A}_c(A_{\text{cn}} - \bar{A}_c) - \sigma_{A,c}^2} \overline{\text{TKE}}_c \quad (7.6)$$

# Bimodal fission





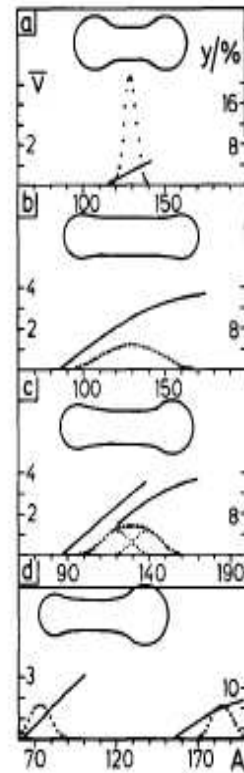


Fig. 3.1. Some important correlations that a pre-scission shape mediates. Shown are mass yields  $Y$  (dotted lines, right-hand-side scales) and neutron multiplicities  $\bar{\nu}$  (solid lines, left-hand-side scales) as functions of fragment mass number  $A$ . Although the pictures were made for general illustration, they display the components that should be relevant for the fission of  $^{238}\text{Fm}$ . In terms to be explained in sections 7.1 and 8.5: part (a) shows a supershort pre-scission shape and its products, part (c) the standard and part (d) the supersymmetrical pre-scission shape. The figure appeared first in ref. [3.1].

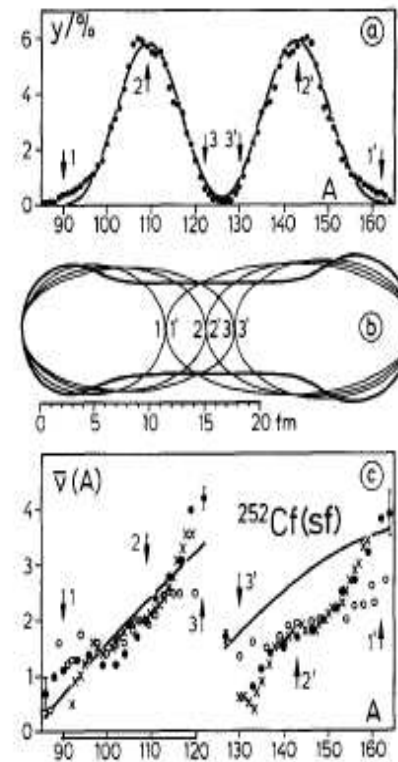


Fig. 3.2. Random neck rupture and the sawtooth shape of the neutron multiplicity  $\bar{\nu}(A)$ . In the central part, (b), the pre-scission shape valid for the spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$  is depicted. More precisely, it is approximately the standard pre-scission shape. Some embedded spheroids are inserted. They are marked by numbers, 2 and 2', for example. The 2 and 2' fragments are produced with a large probability because the neck of the pre-scission shape is thinnest at the 2-2' position. Therefore, in part (a), arrows 2 and 2' point at the maxima of the yield  $Y(A)$ . Rupture at 3-3', in contrast, rarely happens due to the increased thickness of the neck. It is now most important to notice that the split at 3-3' gives rise to fragments that are about equal by mass but very different by deformation. As the neutron multiplicity  $\bar{\nu}(A)$  increases with deformation, the data shown in part (c) become understandable. Lines represent the results of random neck rupture while experimental material is displayed by symbols. The figure stems from [3.2] where references to the early experimental papers can also be found.

**Total number of evaporated neutrons =  $E^*/8$**



Кулонівська взаємодія сферичних ядер поблизу бар'єрної відстані

$$R_{bar\ sph} = R_1 + R_2 + 2.4 = 1.2(A_1^{1/3} + (A - A_1)^{1/3}) + 2.4\text{фм}$$

$$V_{Coul\ sph} = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{R_{bar}} = \frac{e^2 (Z A_1/A) [Z(1 - A_1/A)]}{1.2((A_1^{1/3} + (A - A_1)^{1/3}) + 2.4)}.$$

$$R(\theta) = R[1 + \beta Y_{20}(\theta)]$$

$$\beta \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (3\cos(\theta)^2 - 1) = 0.25 \quad \text{for } \beta = 0.4, \theta = 0.$$

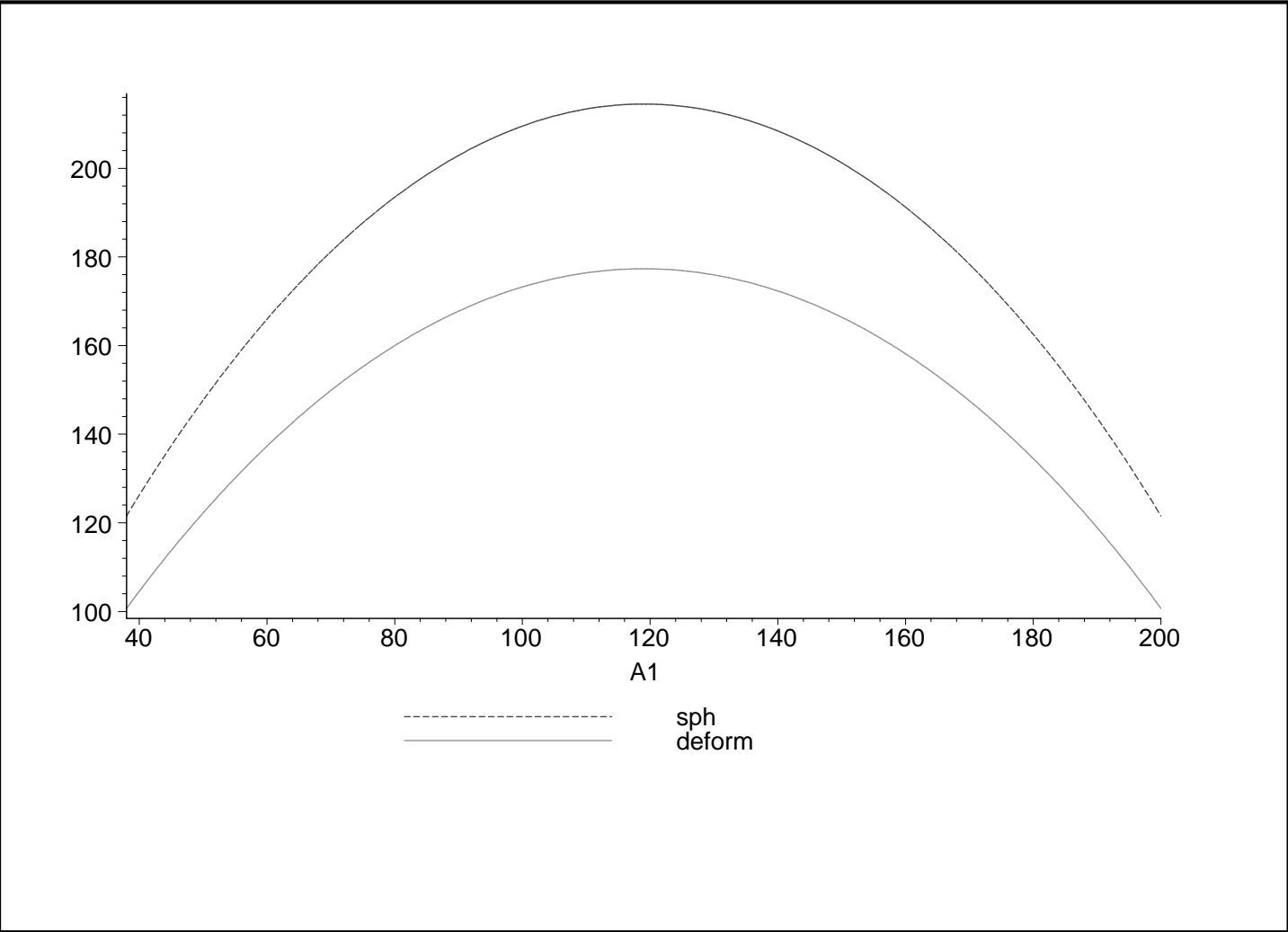
Кулонівська взаємодія деформованих ядер поблизу бар'єрної відстані

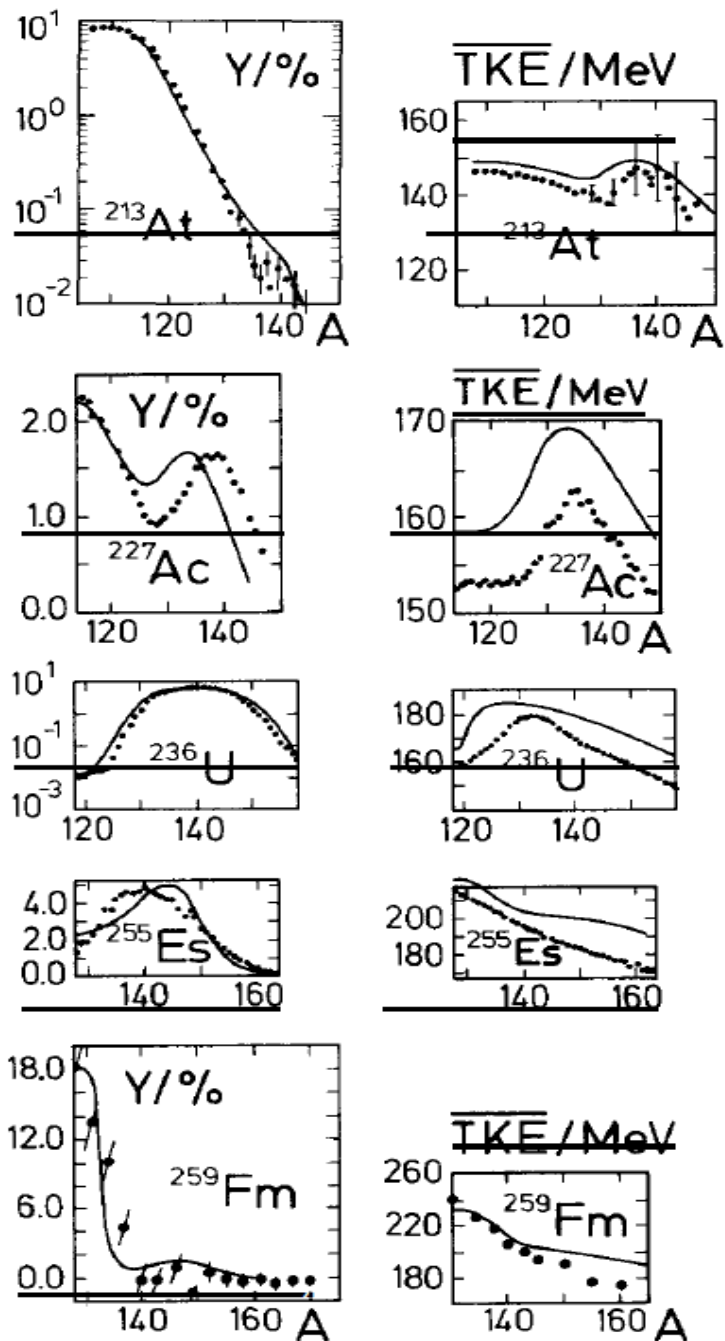
$$R_{bar\ def} = 1.2((A_1^{1/3} + (A - A_1)^{1/3})(1 + \beta \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (3\cos(\theta)^2 - 1)) + 2.4 = 1.2((A_1^{1/3} + (A - A_1)^{1/3})(1 + 0.25) + 2.4)\text{фм}$$

$$V_{Coul\ def} = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{R_{bar\ def}} = \frac{e^2 (Z A_1/A) [Z(1 - A_1/A)]}{1.2((A_1^{1/3} + (A - A_1)^{1/3})(1 + 0.25) + 2.4)}.$$

Розрахунок для  $^{238}\text{U}$  ( $A = 238$ ,  $Z = 92$ ,  $e^2 = 1.44 \text{ MeV fm}$ ):

Середня кінетична енергія фрагментів поділу  $n + ^{238}\text{U}$  ( $E_n \approx 1-15 \text{ MeV}$ ):  $\approx 168,5 - 171,5 \text{ MeV}$ .





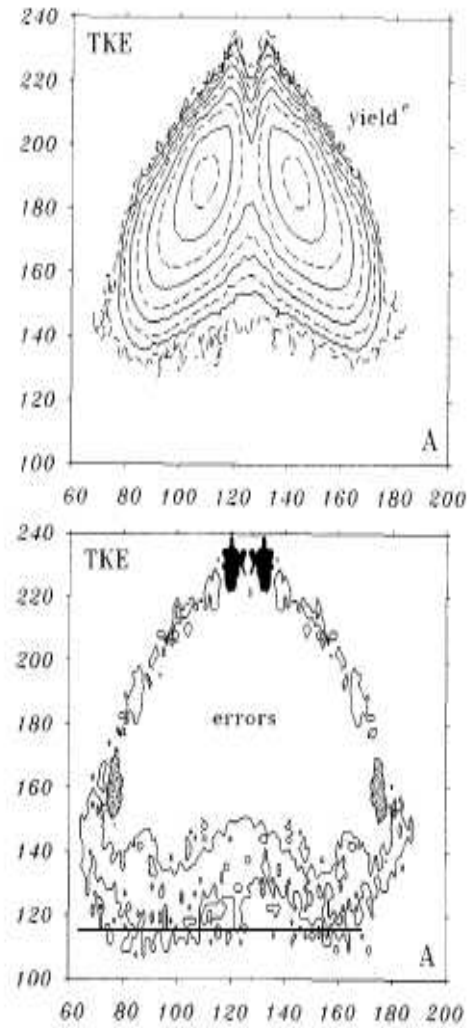


Fig. 8.6. Upper part: measured yield<sup>†</sup> [6.14] from the spontaneous fission of <sup>252</sup>Cf as a contour plot over the plane of fragment mass number *A* and total kinetic energy TKE. The dashed contours are for 3, 30, 300, 3000 and 30000 counts, from outside inwards, while the full ones indicate 10, 100, 1000 and 10000 counts, respectively. Lower part: the errors of a fit with the representation (8.6). The contours are defined by  $|yield^* - yield^d|/yield^* = 0.5$ ,  $yield^*$  is computed with the parameters of table 8.9, except for the supersymmetric contribution, which was cancelled.

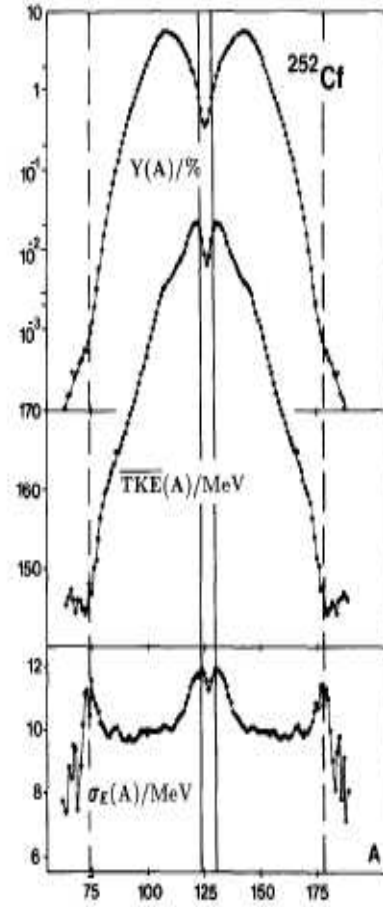
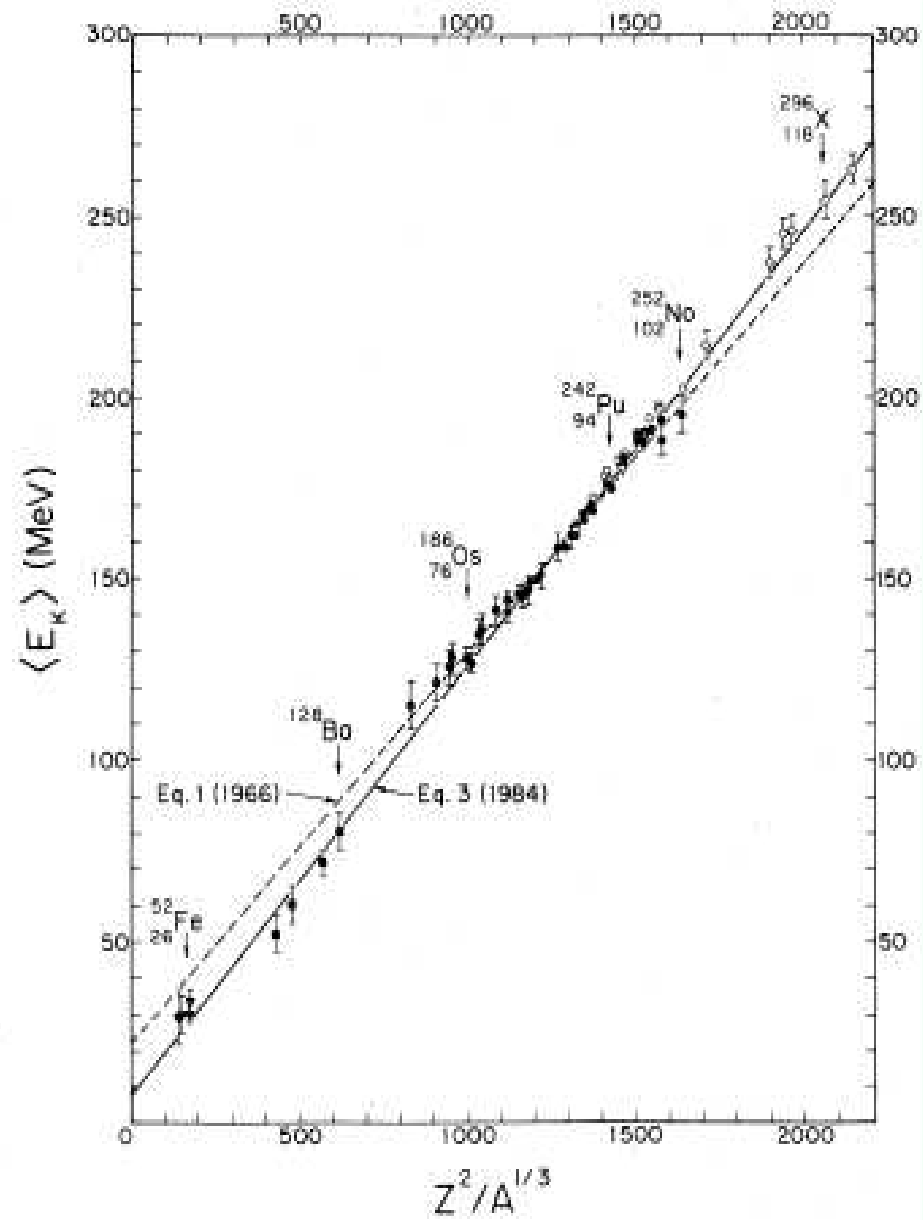


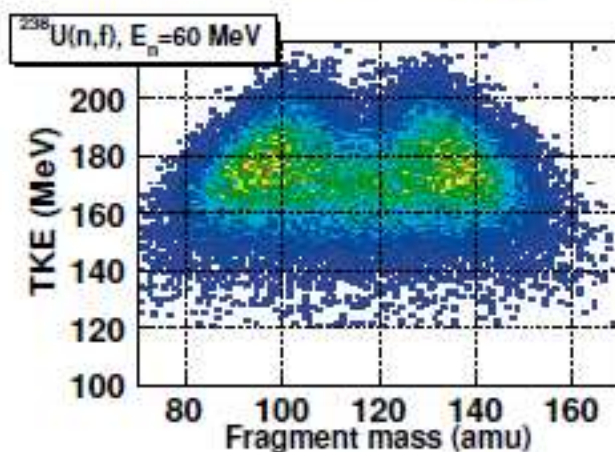
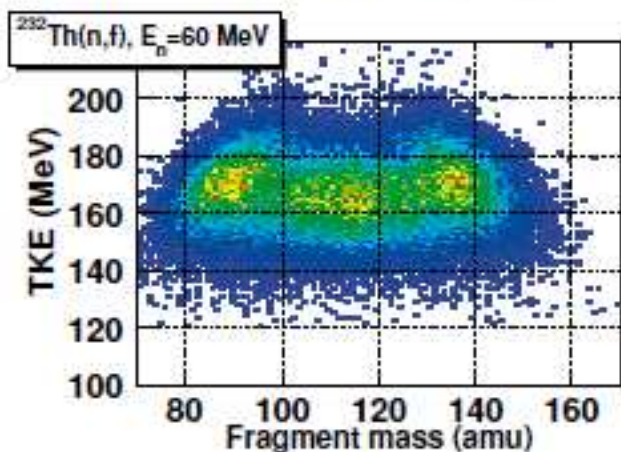
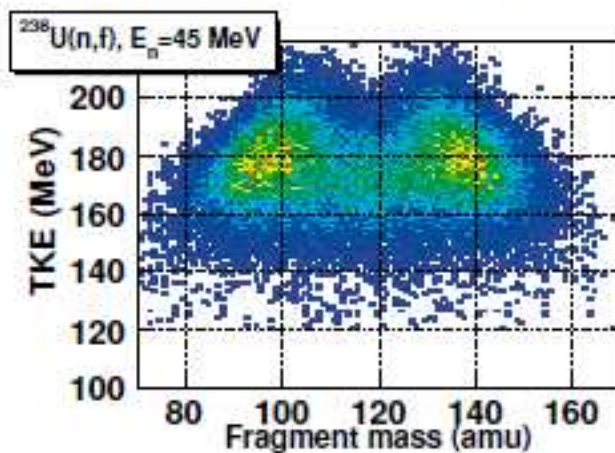
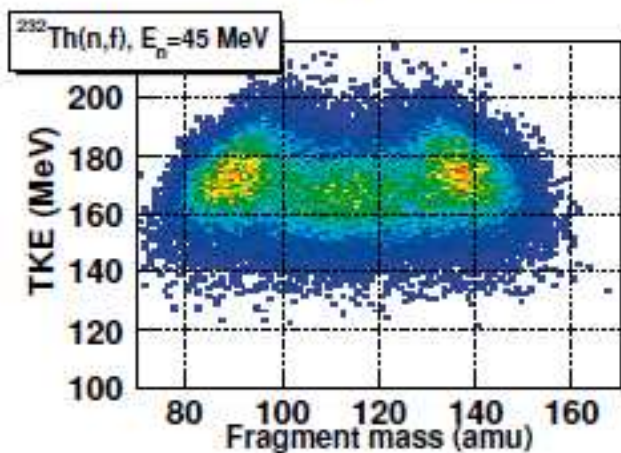
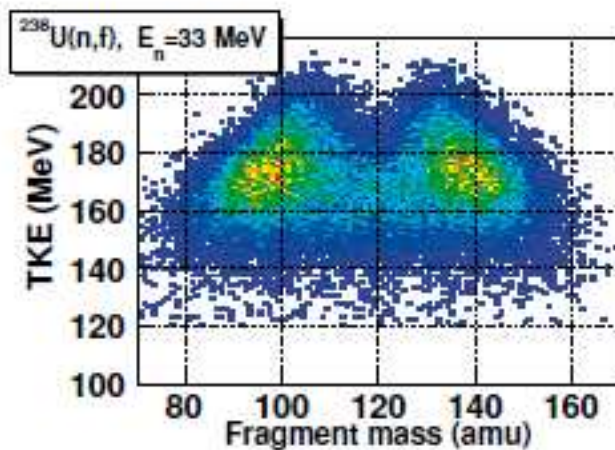
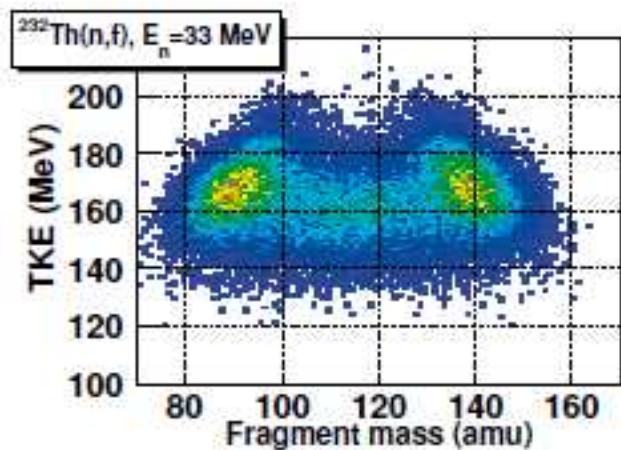
Fig. 8.7. Yield  $Y(A)$ , average total kinetic energy  $\overline{TKE}(A)$  and standard deviation  $\sigma_T(A)$  of the total kinetic energy for the spontaneous fission of californium. The figure is taken from [3.15]. The measurements were done by Budtz-Jørgensen and Knitter [6.14].

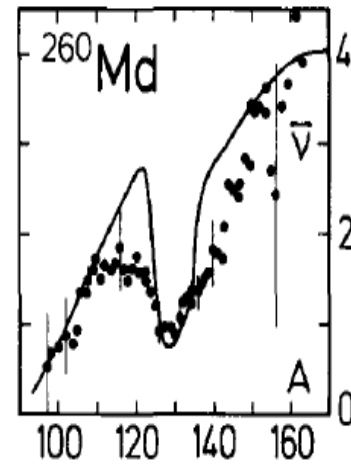
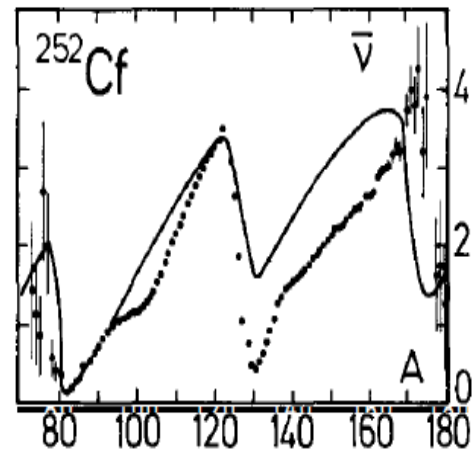
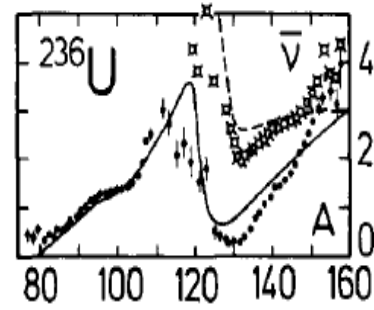
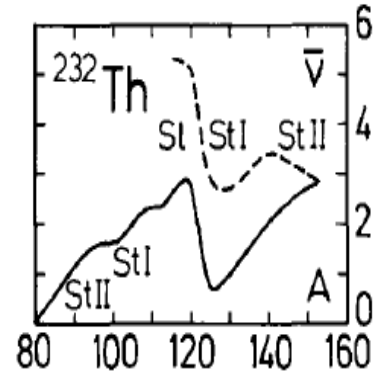
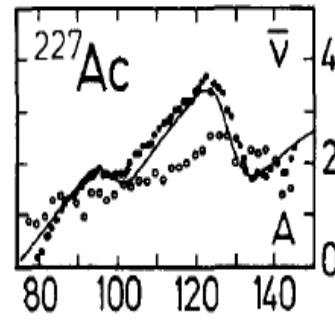
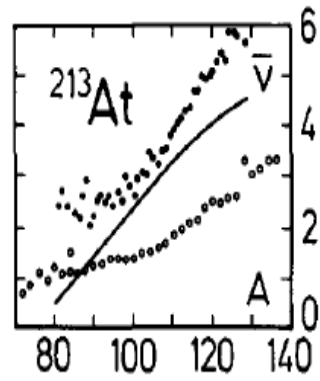


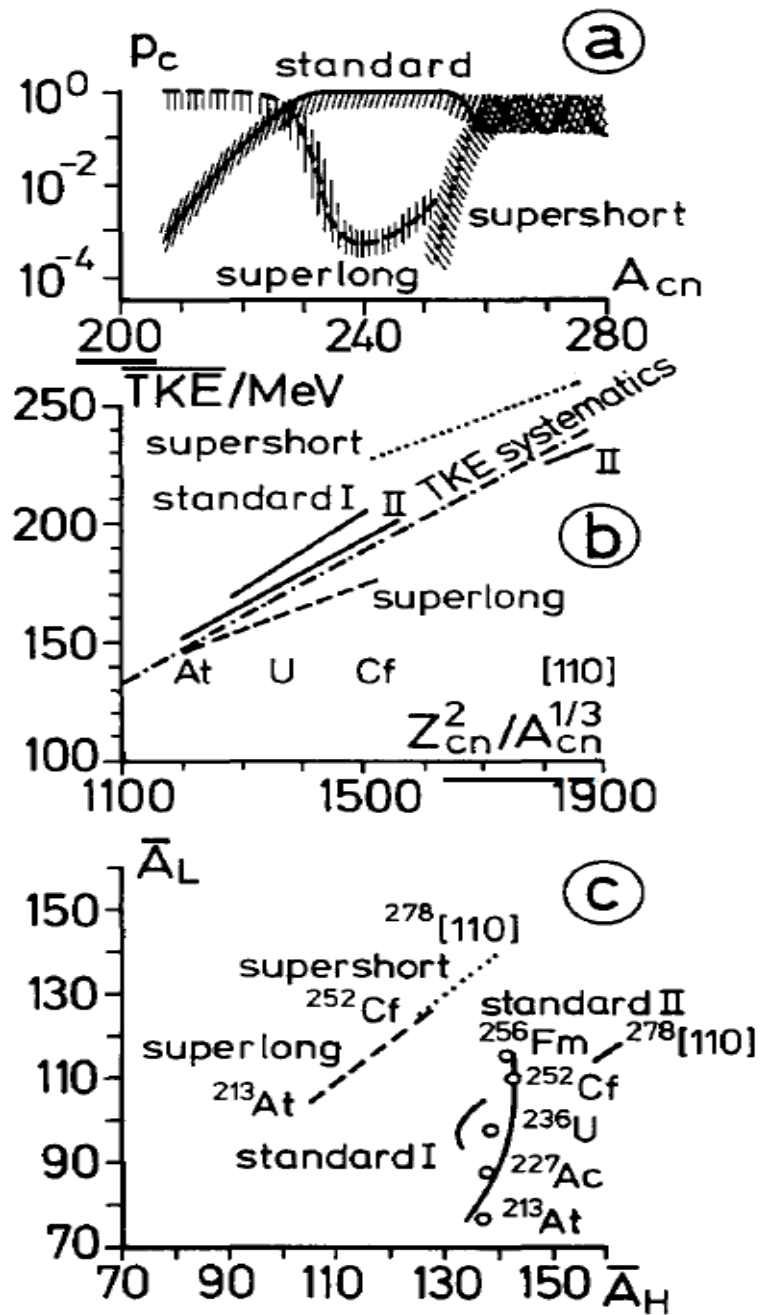
V.E. Viola, K. Kwiatkowski, M. Walker, PRC31, 1550 (1985)

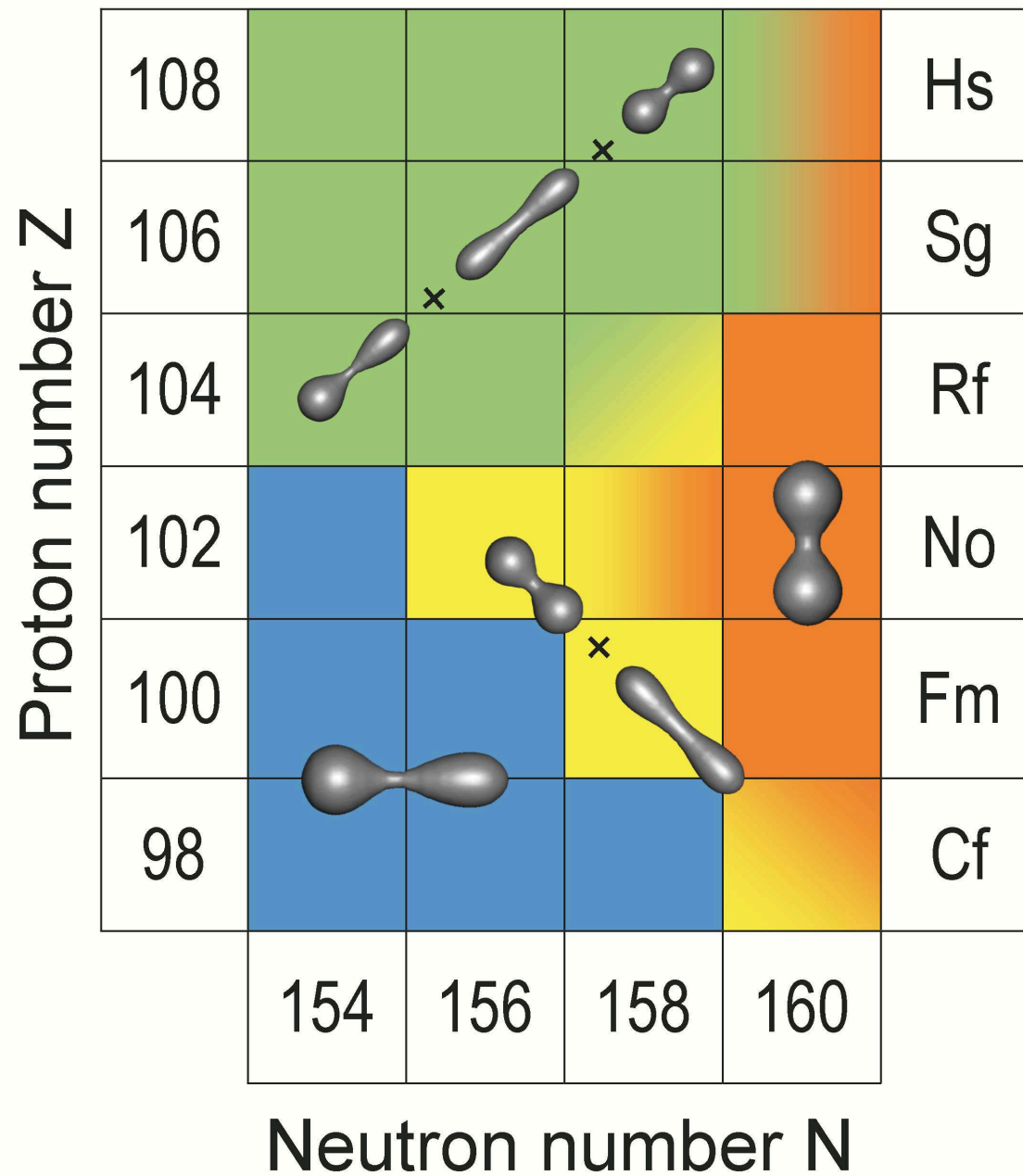
$$\langle \text{TKE} \rangle = [0.1189 Z^2/A^{1/3} + 7.3] \text{ MeV}$$





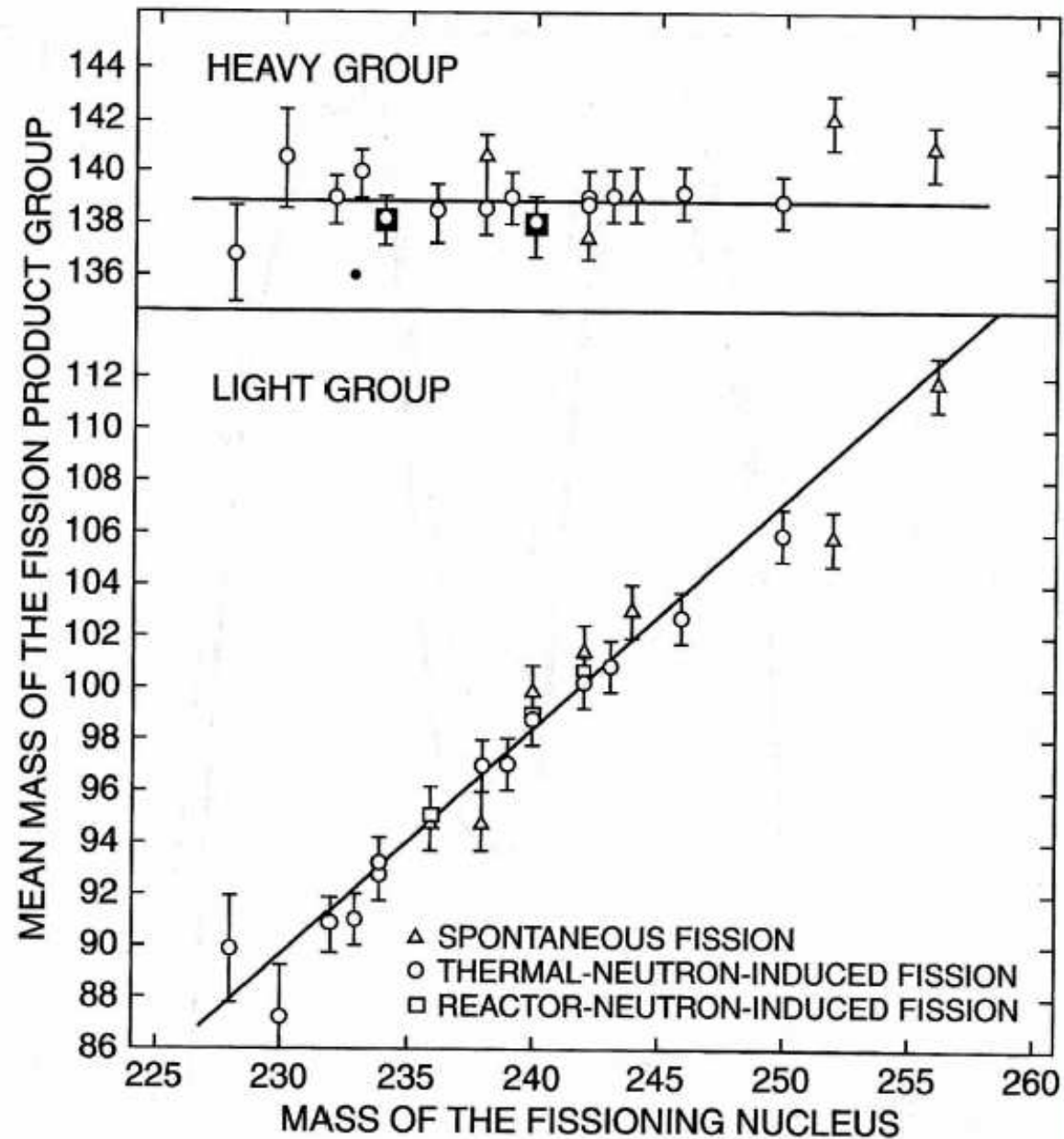




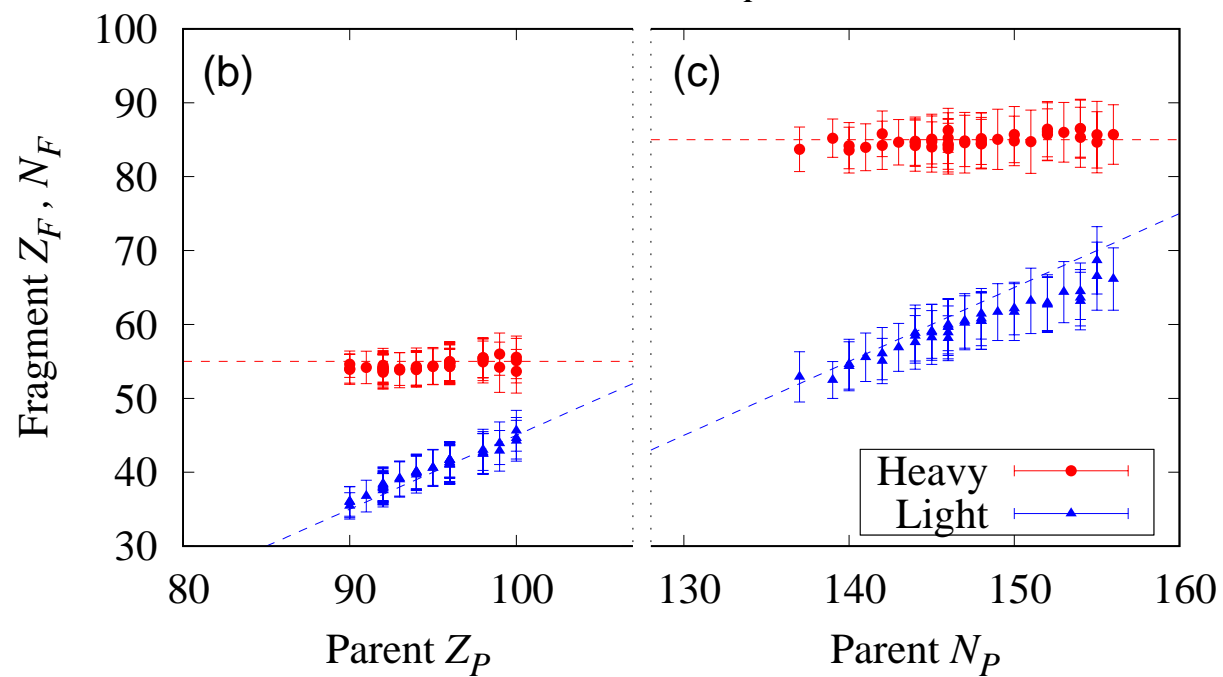
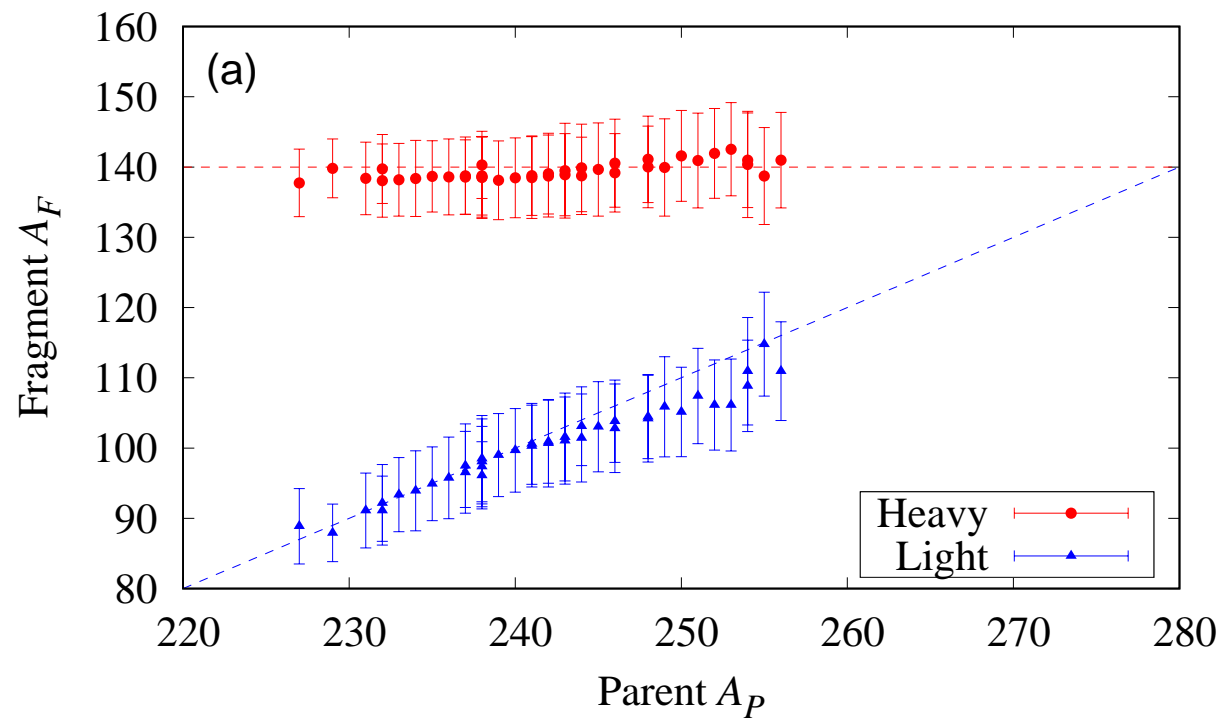


Nucleus	Channel	$\overline{\text{TKE}}^{\text{e}}$ (MeV)	$\overline{\text{TKE}}^{\text{p}}$ (MeV)	$\bar{A}_{\text{H}}^{\text{e}}$	$\bar{A}_{\text{H}}^{\text{p}}$	$\sigma_{\text{A}}^{\text{e}}$	$\sigma_{\text{A}}^{\text{p}}$	$\bar{\nu}^{\text{e}}$	References
$^{215}\text{At}$	standard	153	147	133	137	5.4	3.9	2.3	[7.4, 7.5]
	superlong	148	146	108	107	7.6	8.9	4.9	
$^{227}\text{Ac}$	standard	170	164	134	139	5.6	6.0	3.4	[5.27, 1.10]
	superlong	158	153	114	114	8.7	9.5	5.4	
$^{232}\text{Th}$	standard I	176	168	135	135	4.1	3.6	2.5	[7.6]
	standard II	168	158	139	143	5.7	4.3	3.1	
	superlong	155	153	116	116	9.2		5.7	
$^{238}\text{U}$	standard I	186	187	135	134	3.4	2.6	2.0	[1.8]
	standard II	176	167	141	141	5.9	5.0	2.9	
	superlong	150	157	118	118	12.9	4.1	7.3	
$^{248}\text{Pu}$	standard I	192	192	136	134	3.9	2.8	2.0	[7.7, 7.8]
	standard II	184	175	141	140	5.5	5.7	2.8	
	superlong	156		120		12.2		7.3	
$^{252}\text{Cf}$	supershort	226		126		1.8		0.1	[6.13]
	standard I	205	200	137	135	4.6	3.2	2.5	
	standard II	194	188	147	143	6.1	5.0	3.5	
	standard III		176		149		7.1		
	supersymm.	179	146	161	178	7.0	2.3	3.6	
	superlong	173	180	128	127	13.2	11.6	6.5	
$^{254}\text{Es}$	supershort	226		131		3.1		1.1	[5.8]
	standard	203		143		6.3		3.2	
$^{258}\text{Fm}$	supershort	230	230	132	130	3.1		1.1	[7.9, 1.11]
	standard	207	205	145		6.2		3.0	
$^{260}\text{Fm}$	supershort	231	235	130	130	2.6		1.2	[7.10]
	standard	204	200	145		6.3		3.5	
$^{272}\text{[108]}$	supershort	245		139		6.3		3.7	[7.16]
	standard	194		155		19.2		7.7	

# Fission fragment mass distribution

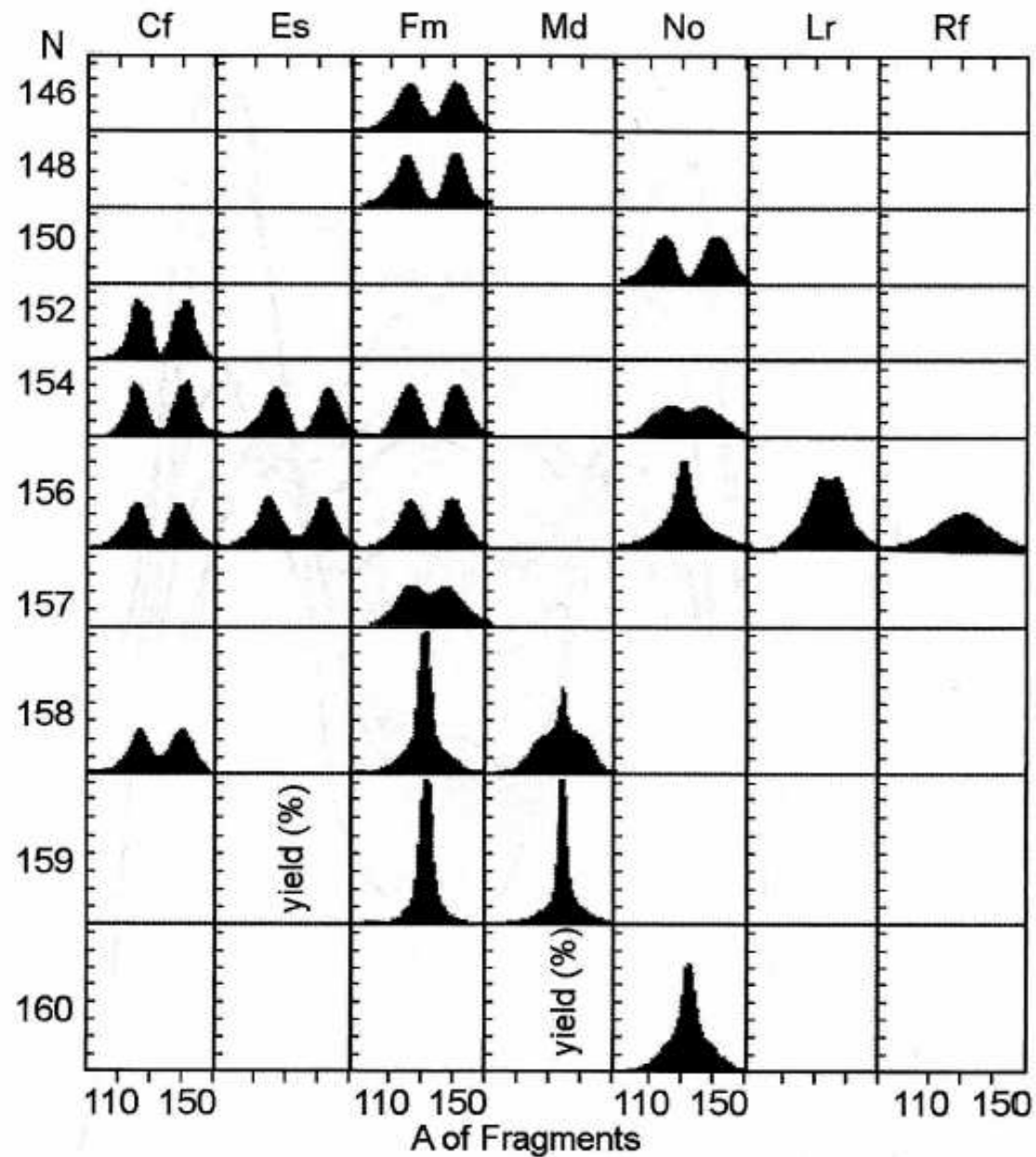




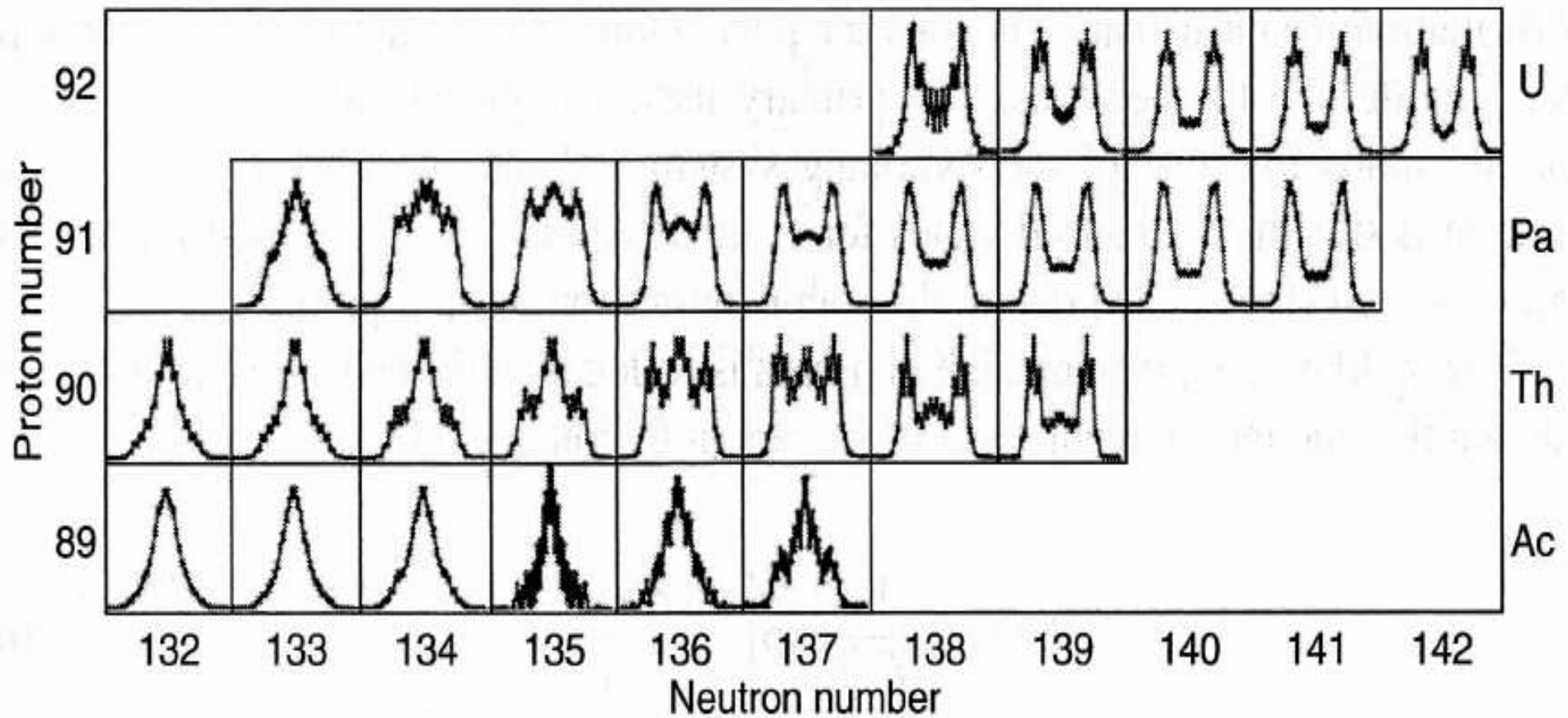




# Spontaneous fission fragment mass distribution



# Fission fragment charge distribution



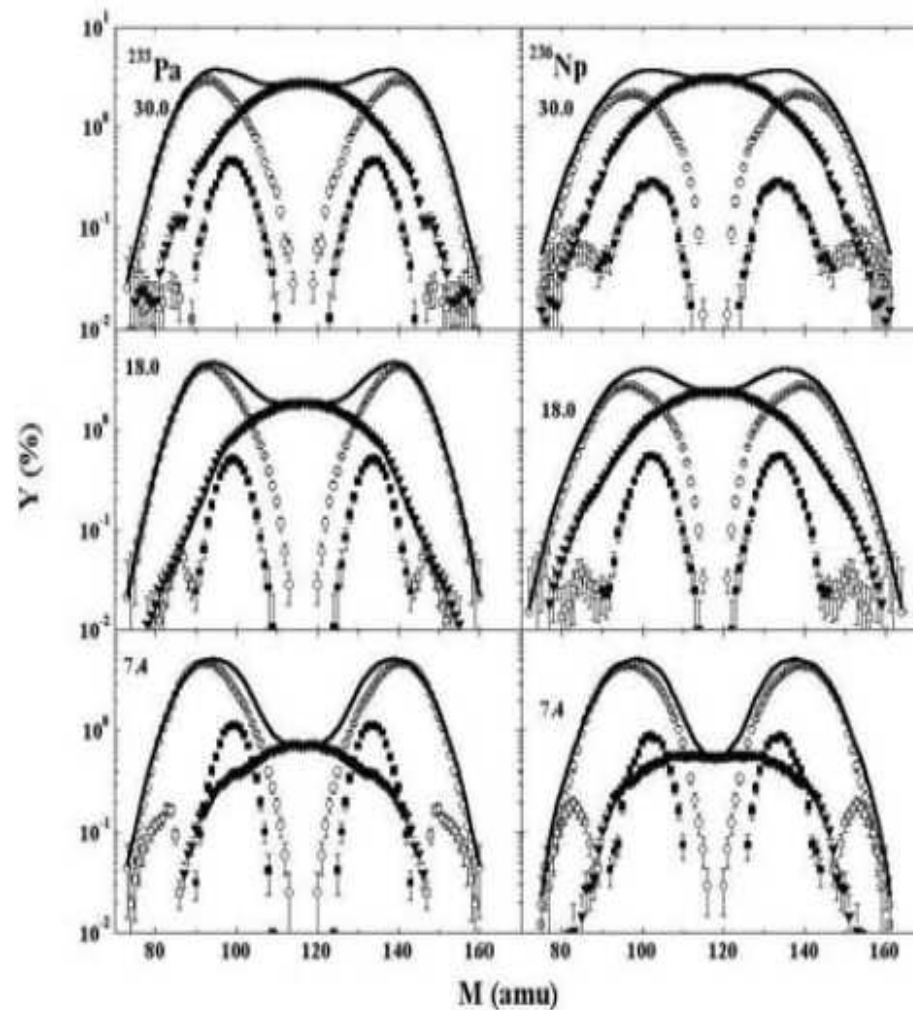
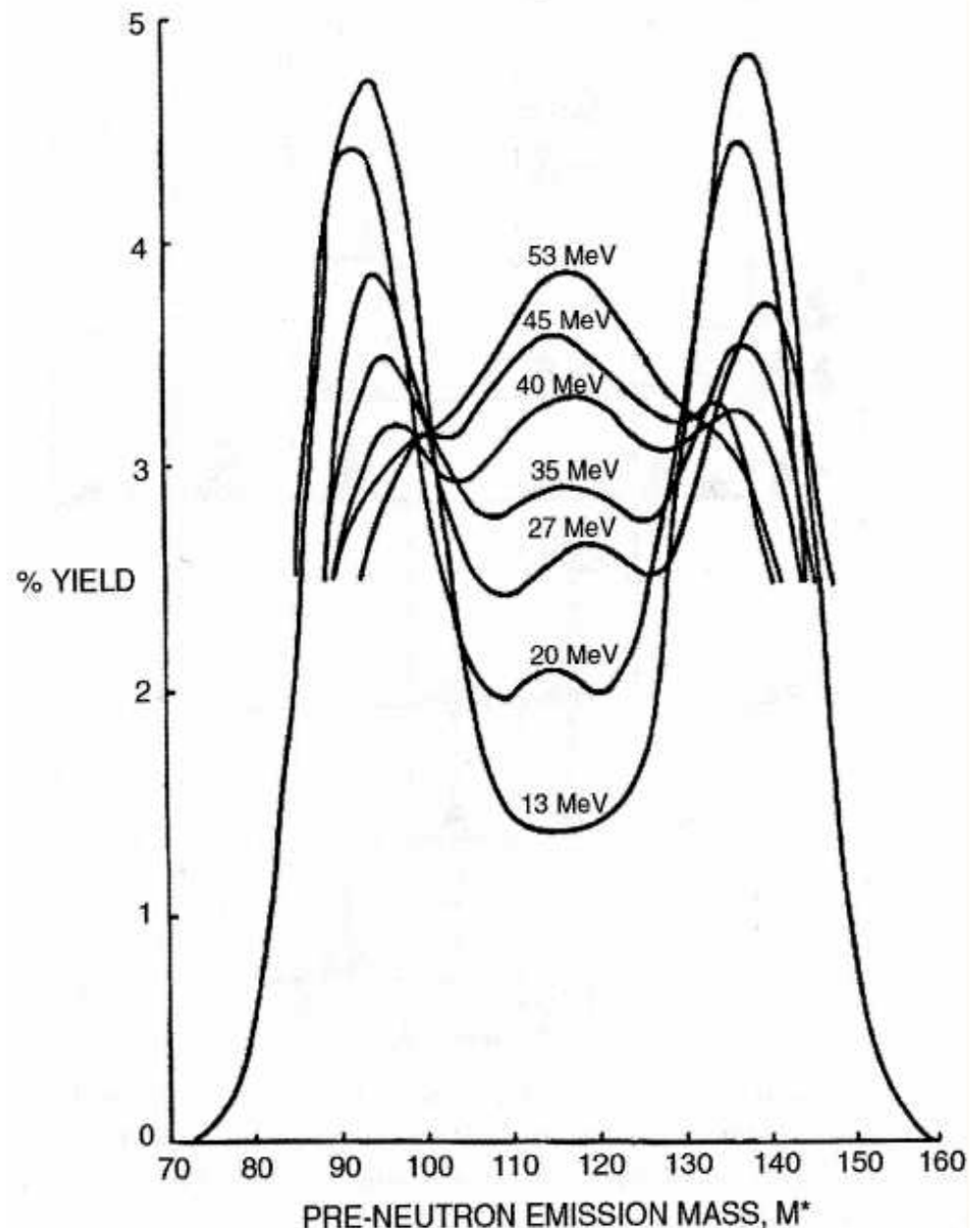


FIG. 4.5.3. Results of the decomposition of fragment mass distributions from the fission of nuclei  $^{233}\text{Pa}$  and  $^{236}\text{Np}$  at proton energies  $E_p = 7.4, 18.0$  and  $30.0$  MeV. Lines — experiment; extracted mass yields: full square — S1, open circle — S2, open square — S3, full triangle — S.

# Fission fragment mass distribution





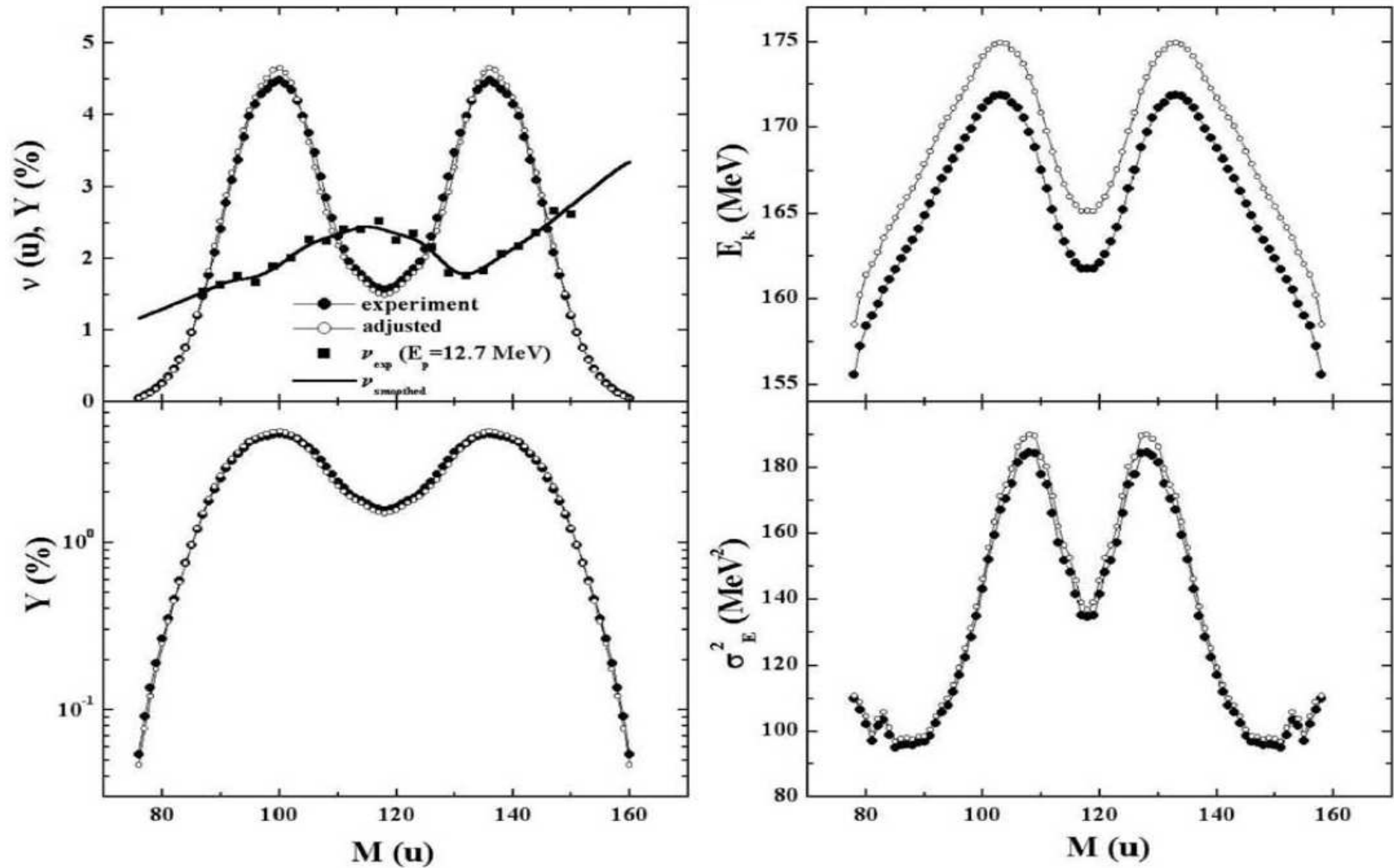
$^{235}\text{U} + \text{p} (12.5 \text{ MeV})$ 

FIG. 4.5.1. Experimental and primary fragment relative mass yields  $Y(M)$ , the average total kinetic energies of fragments  $E_k(M)$ , and variances of the kinetic energy  $\sigma_E^2(M)$  for the  $^{235}\text{U} + \text{p}(12.5 \text{ MeV})$  reaction. Experimental data for  $v(M)$  are taken from Ref. [4.5.16].

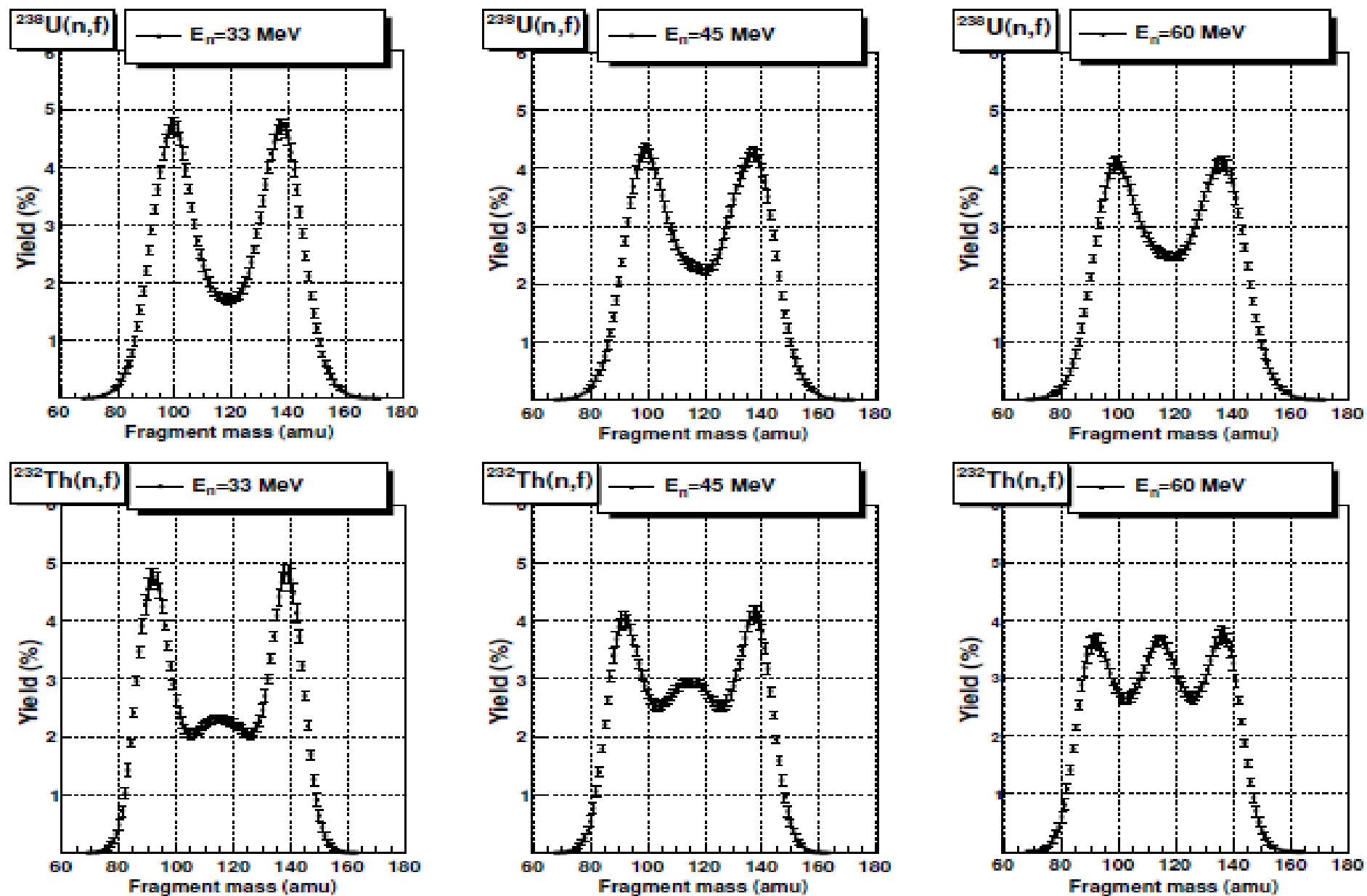
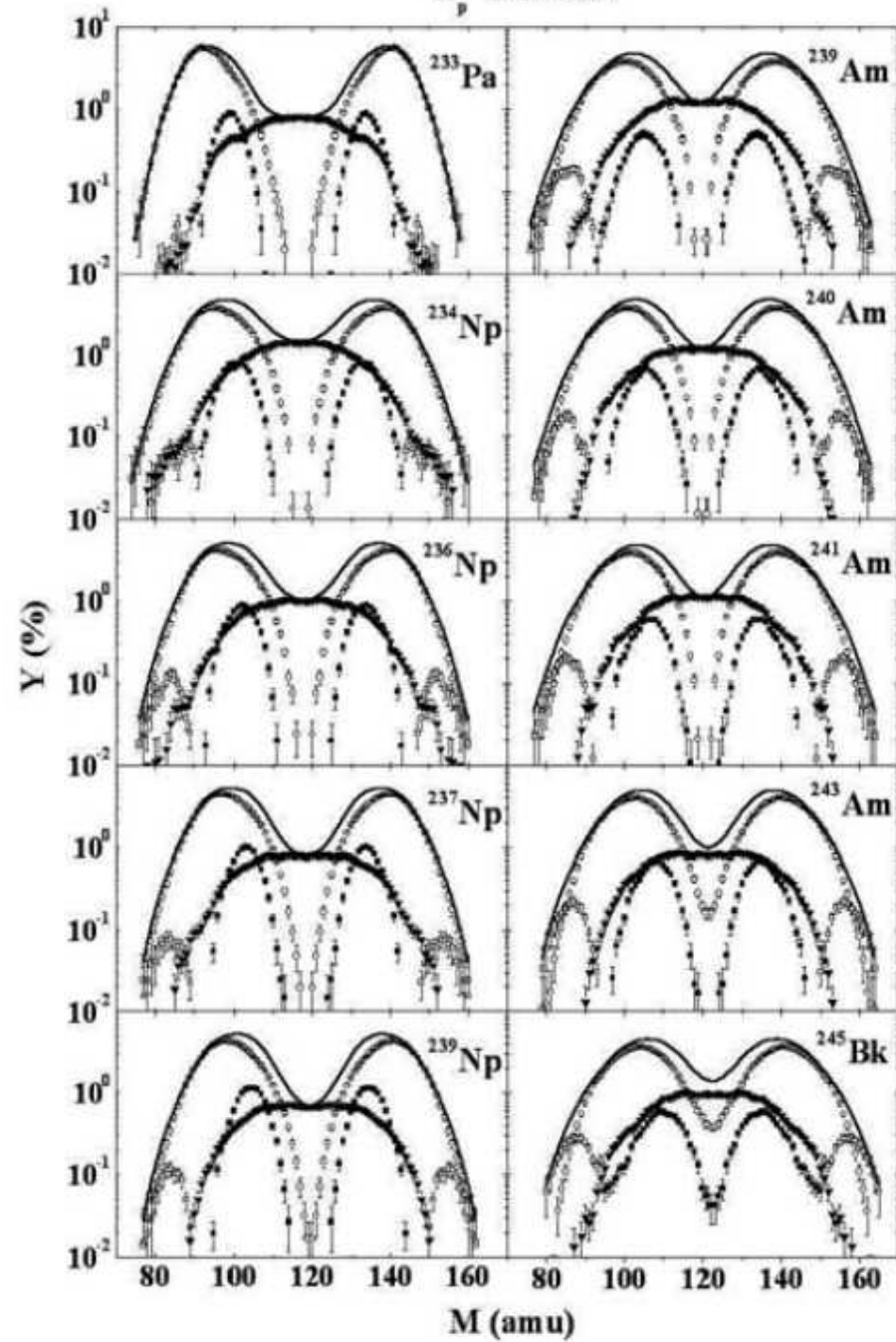
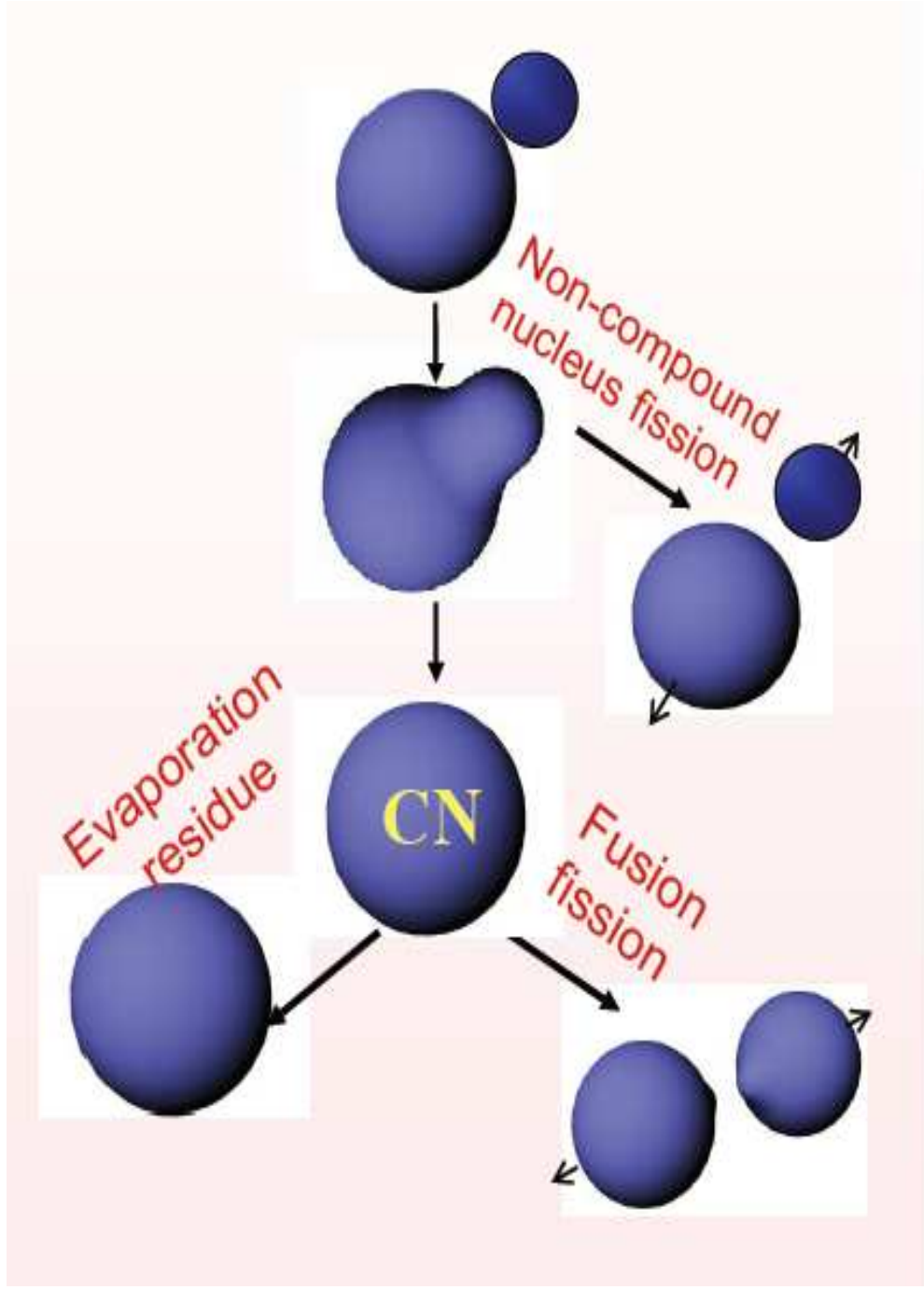


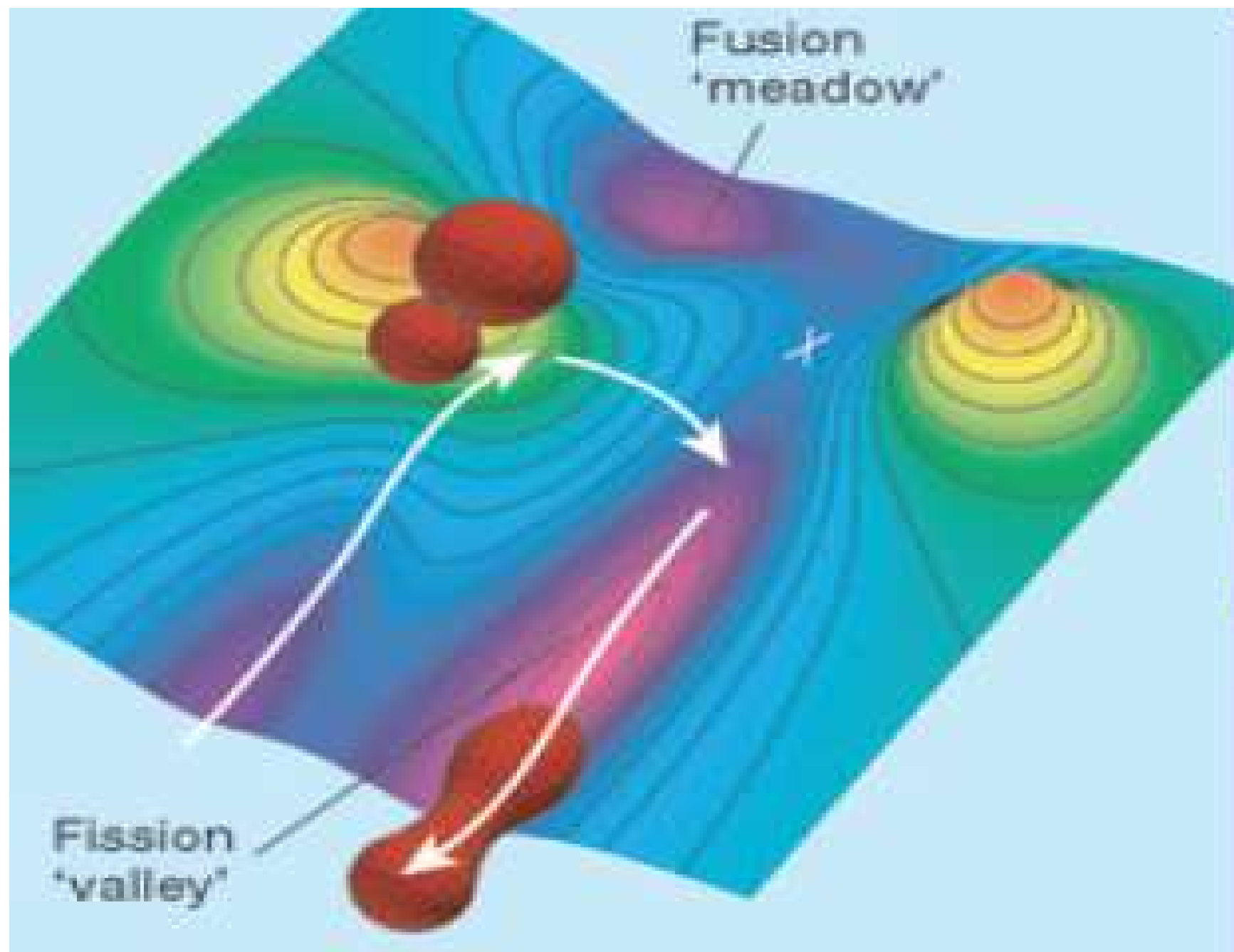
Figure 4.3: Pre-neutron emission fragment mass distributions for neutron-induced fission of  $^{238}\text{U}$  (upper row) and  $^{232}\text{Th}$  (lower row) at 33, 45 and 60 MeV.

$E_p = 10.3 \text{ MeV}$









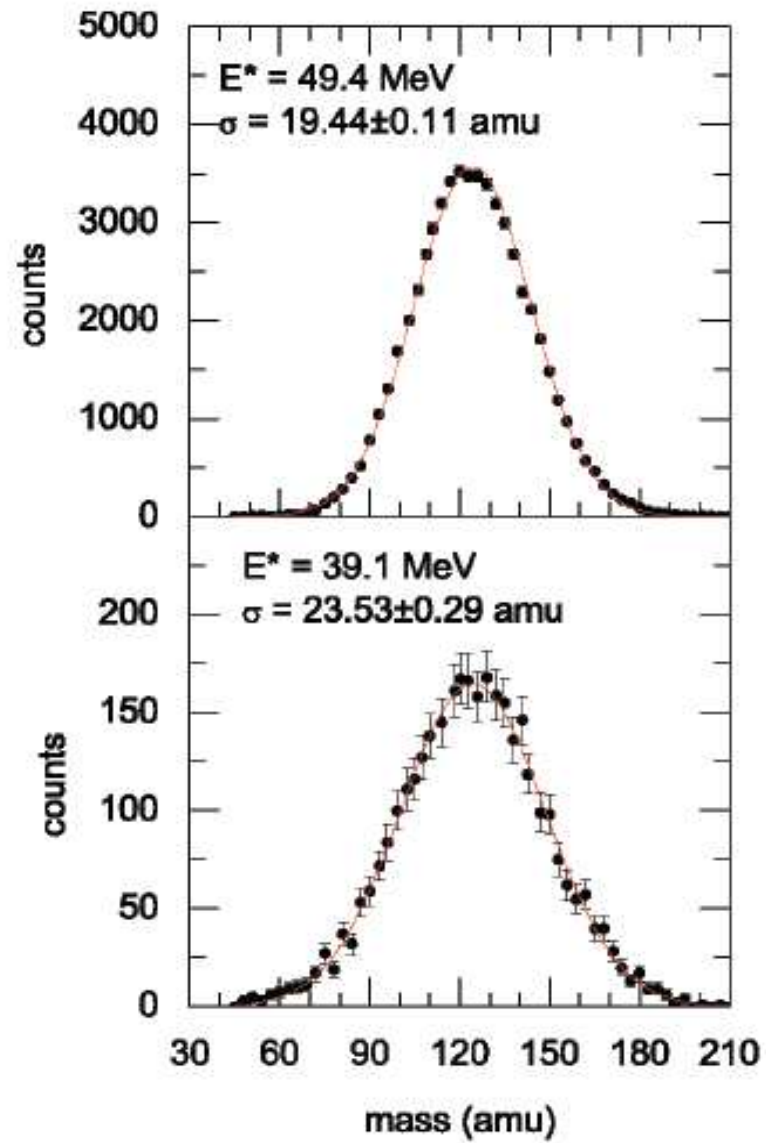
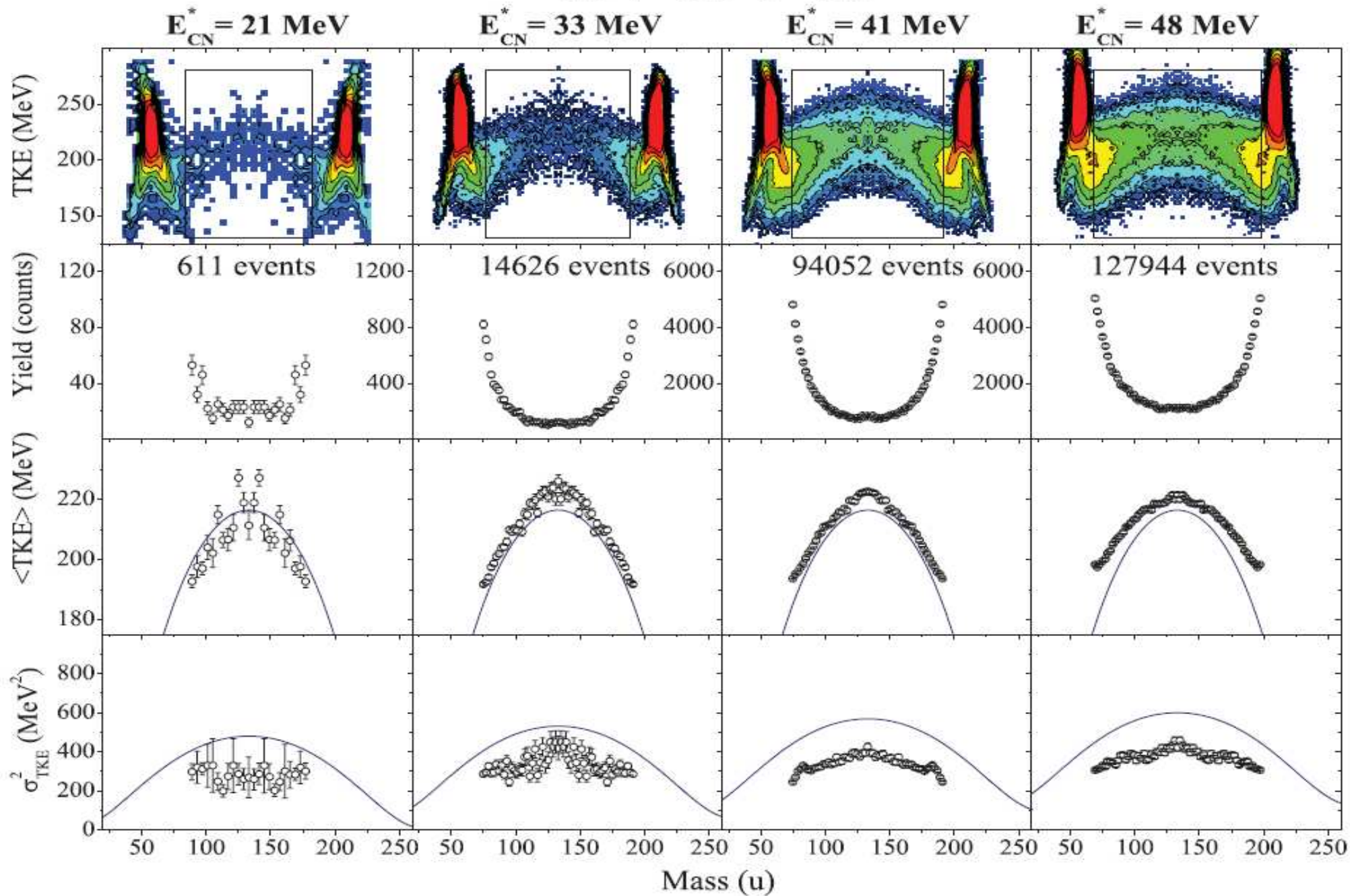
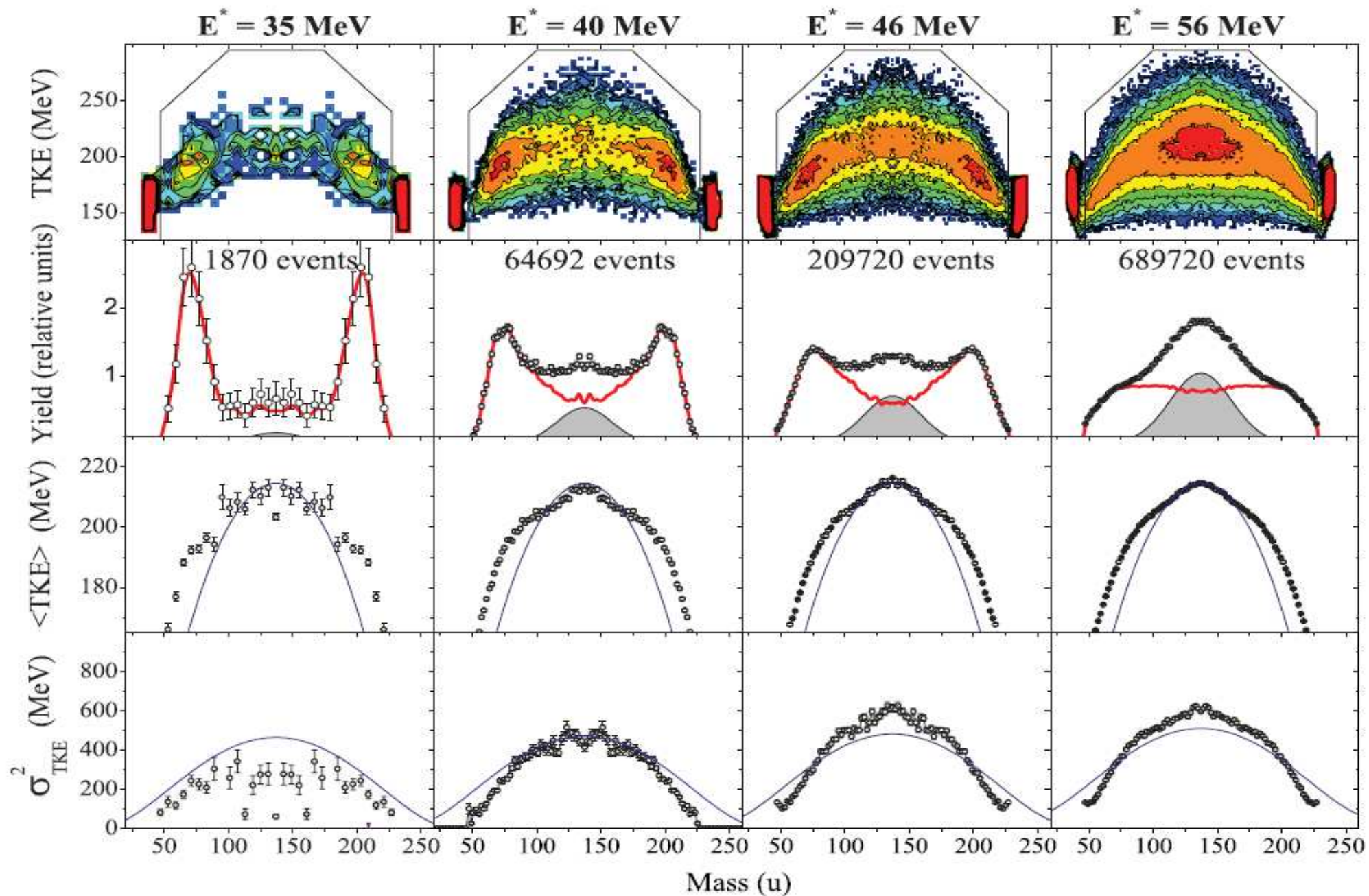
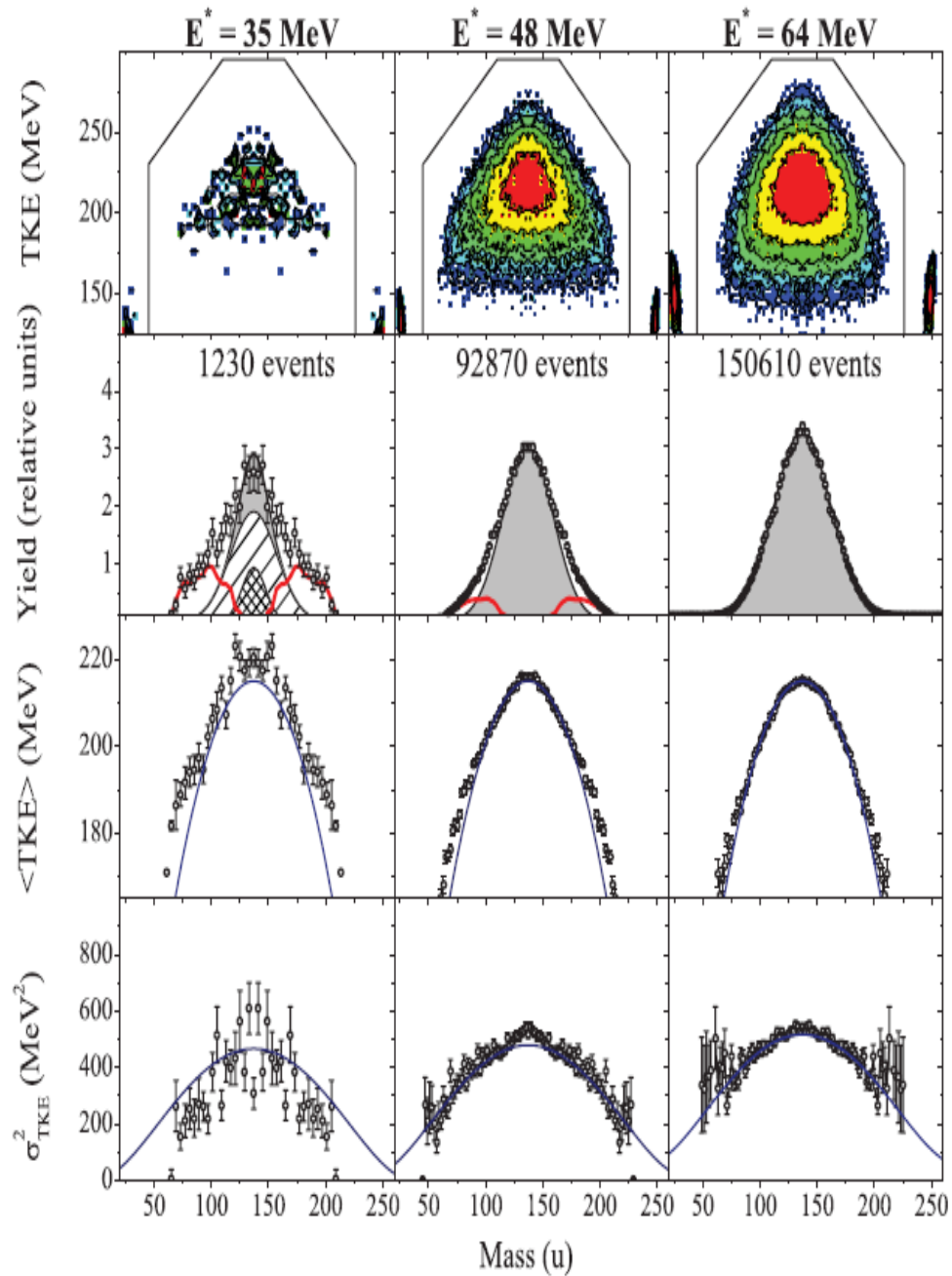


Fig. 2. Mass distributions at two excitation energies for the system  $^{19}\text{F} + ^{232}\text{Th}$ . The Gaussian fit are shown by the solid lines.



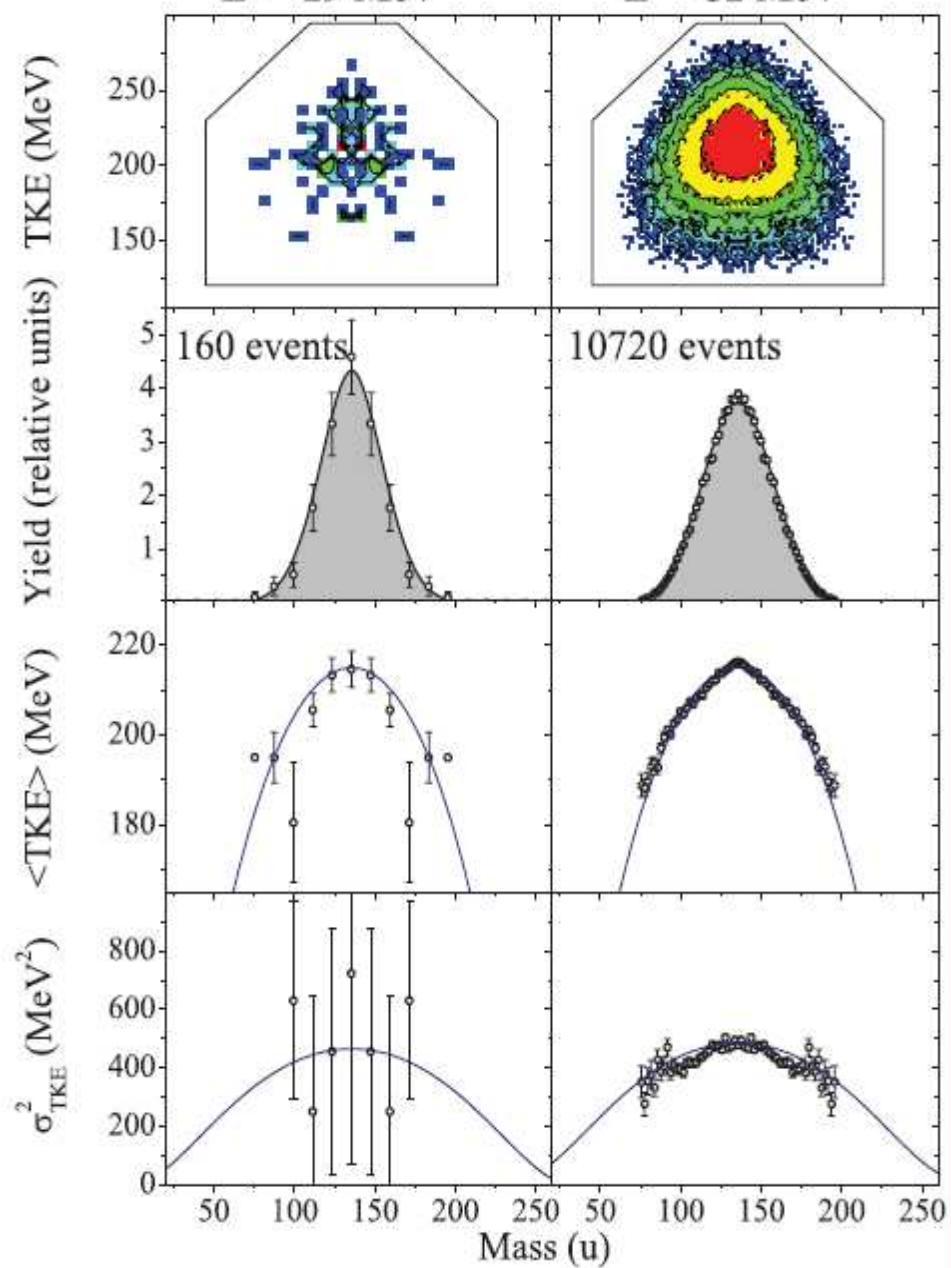






$$N(A_1, E) \propto \exp \left[ -\frac{(A_1 - A/2)^2}{2\sigma_A^2} - \frac{(E - \bar{E})^2}{2\sigma_E^2} \right]$$

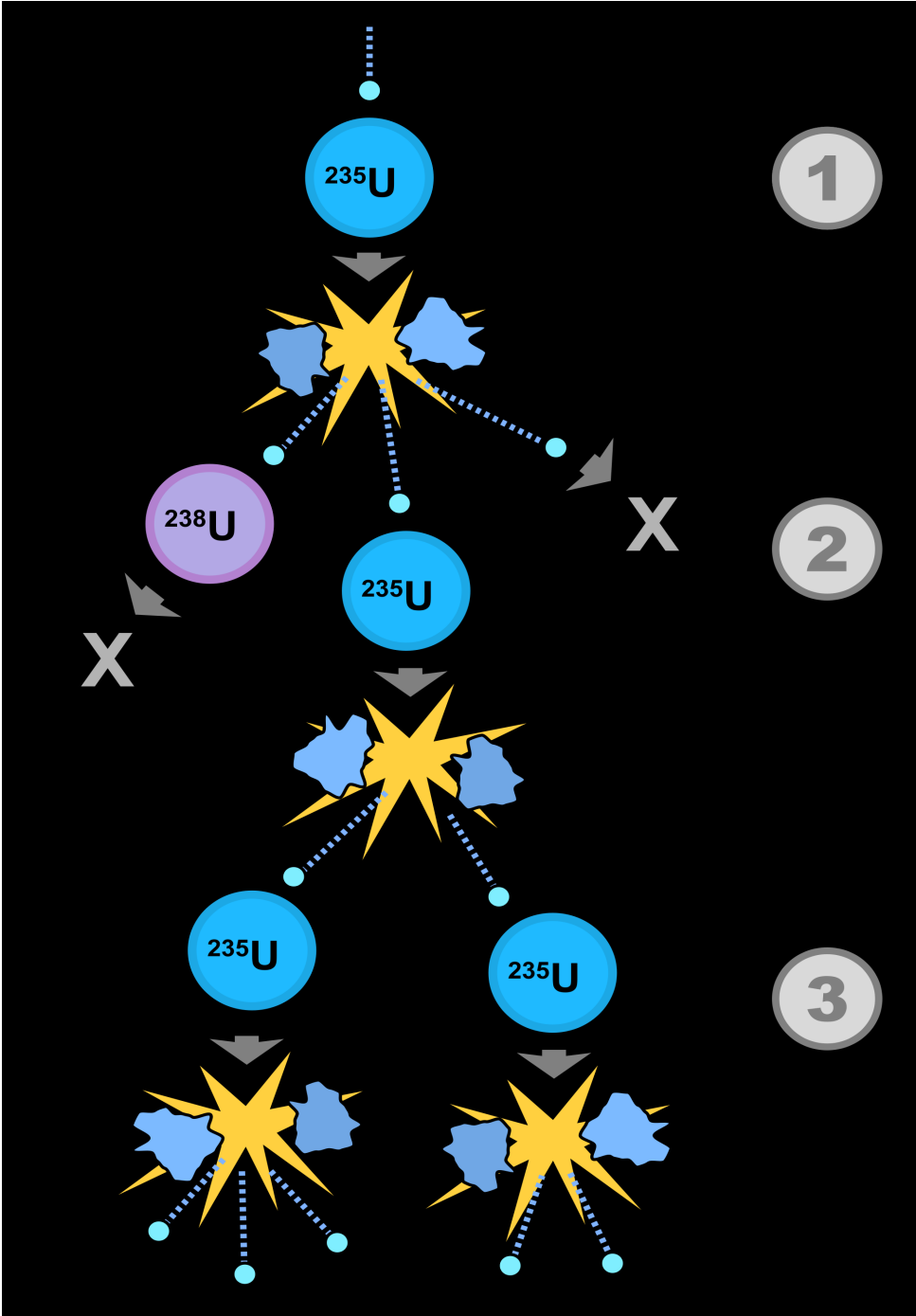


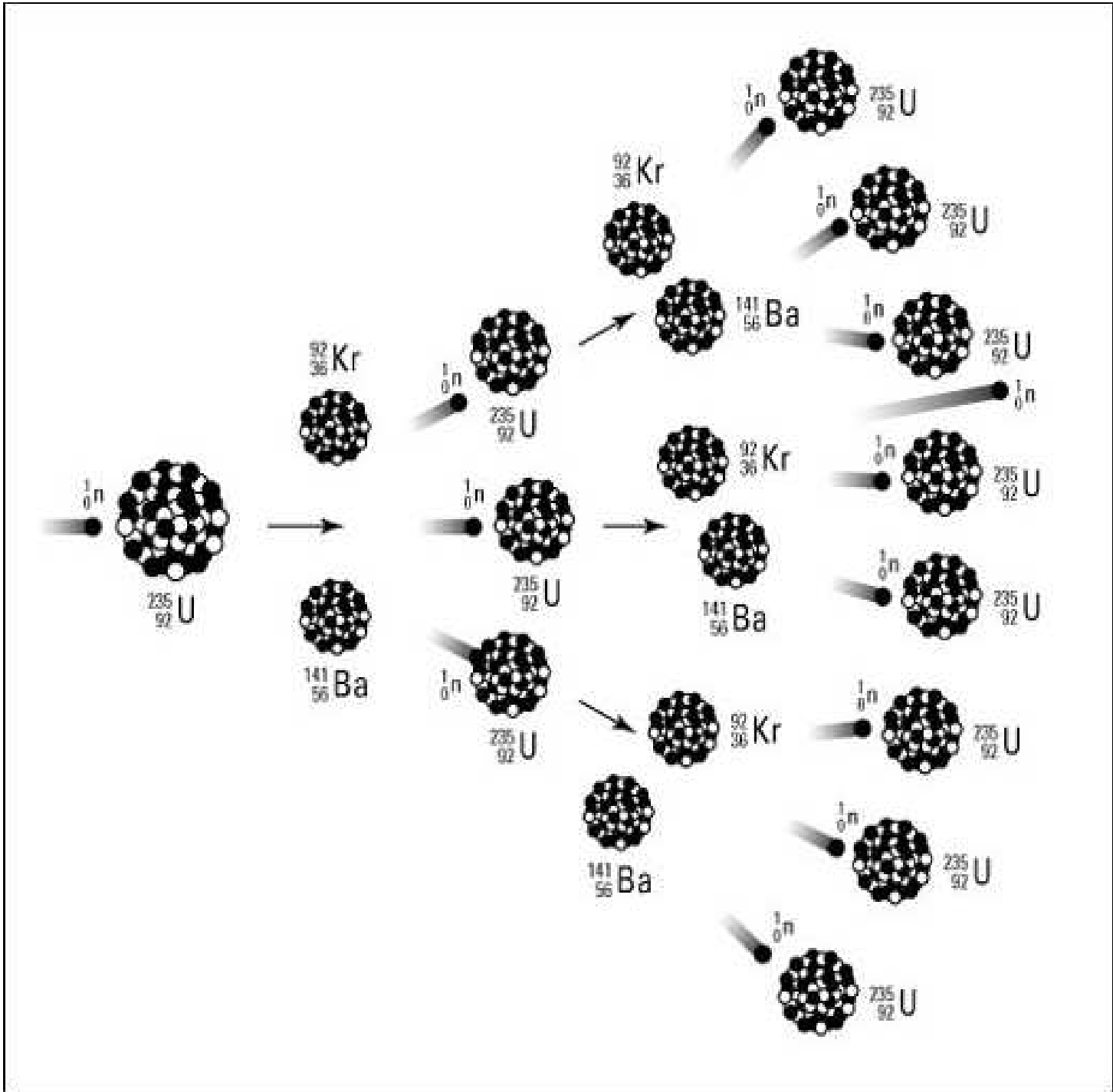
 $E^* = 29 \text{ MeV}$  $E^* = 52 \text{ MeV}$ 

# Chain reactions

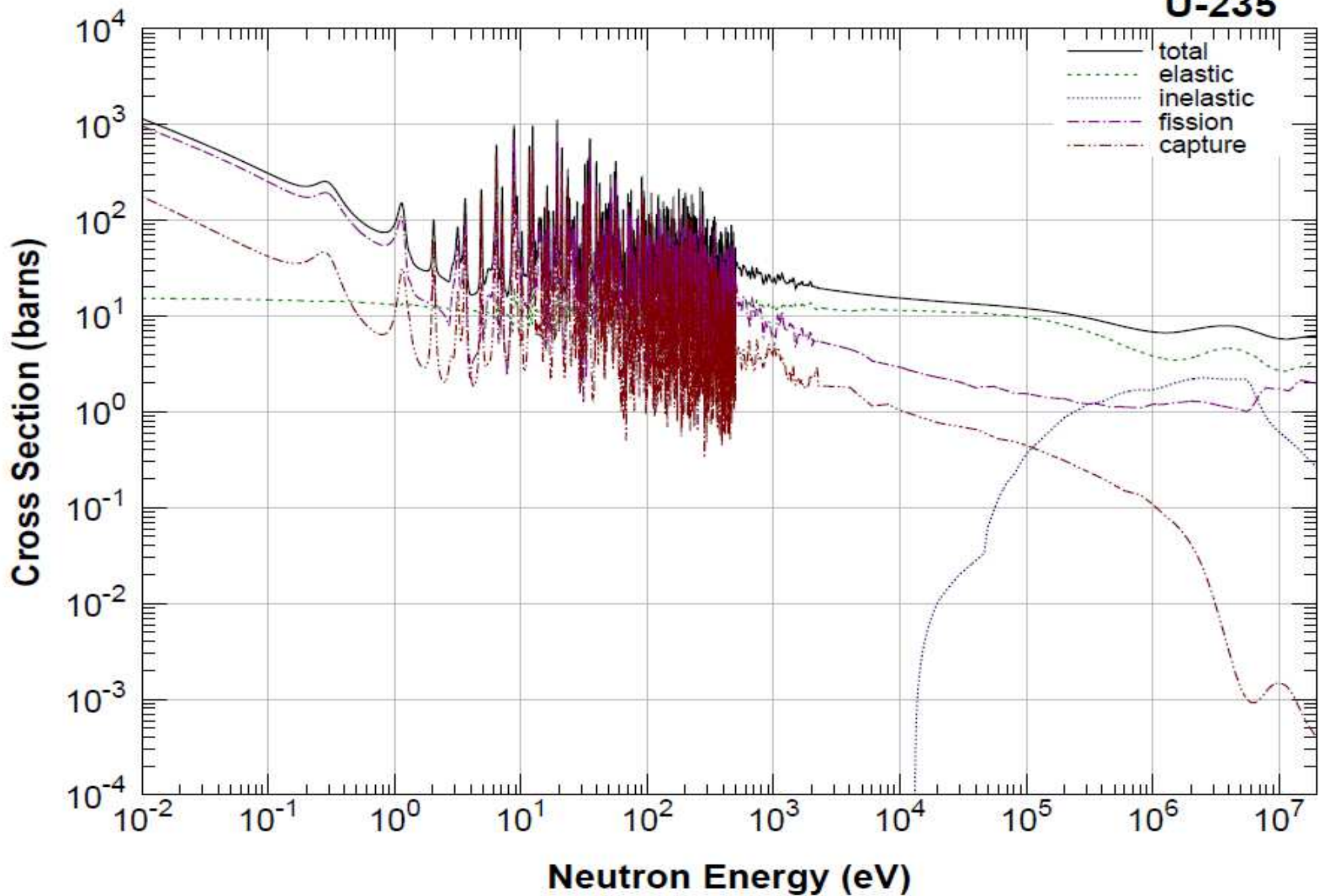


Leo Szillard

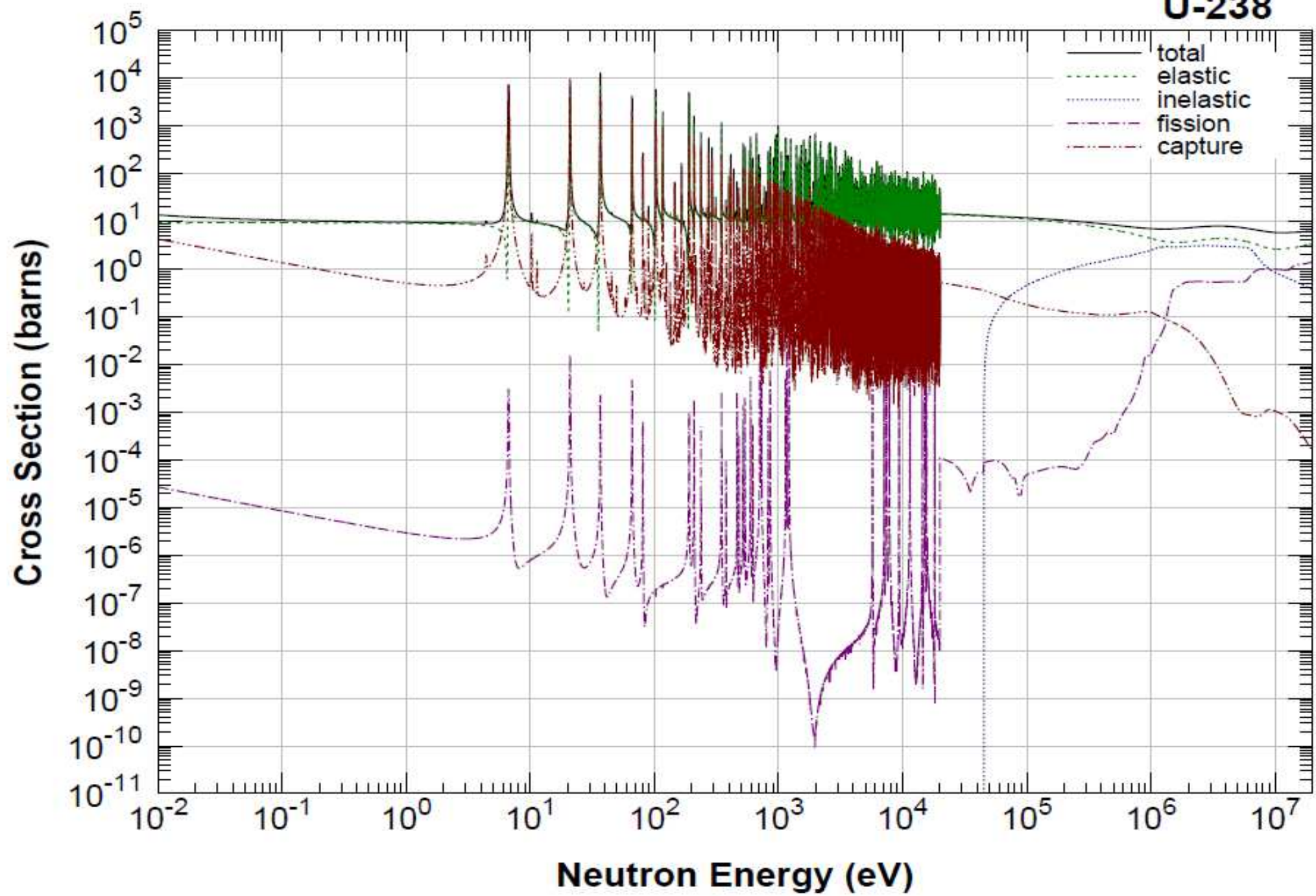




# U-235

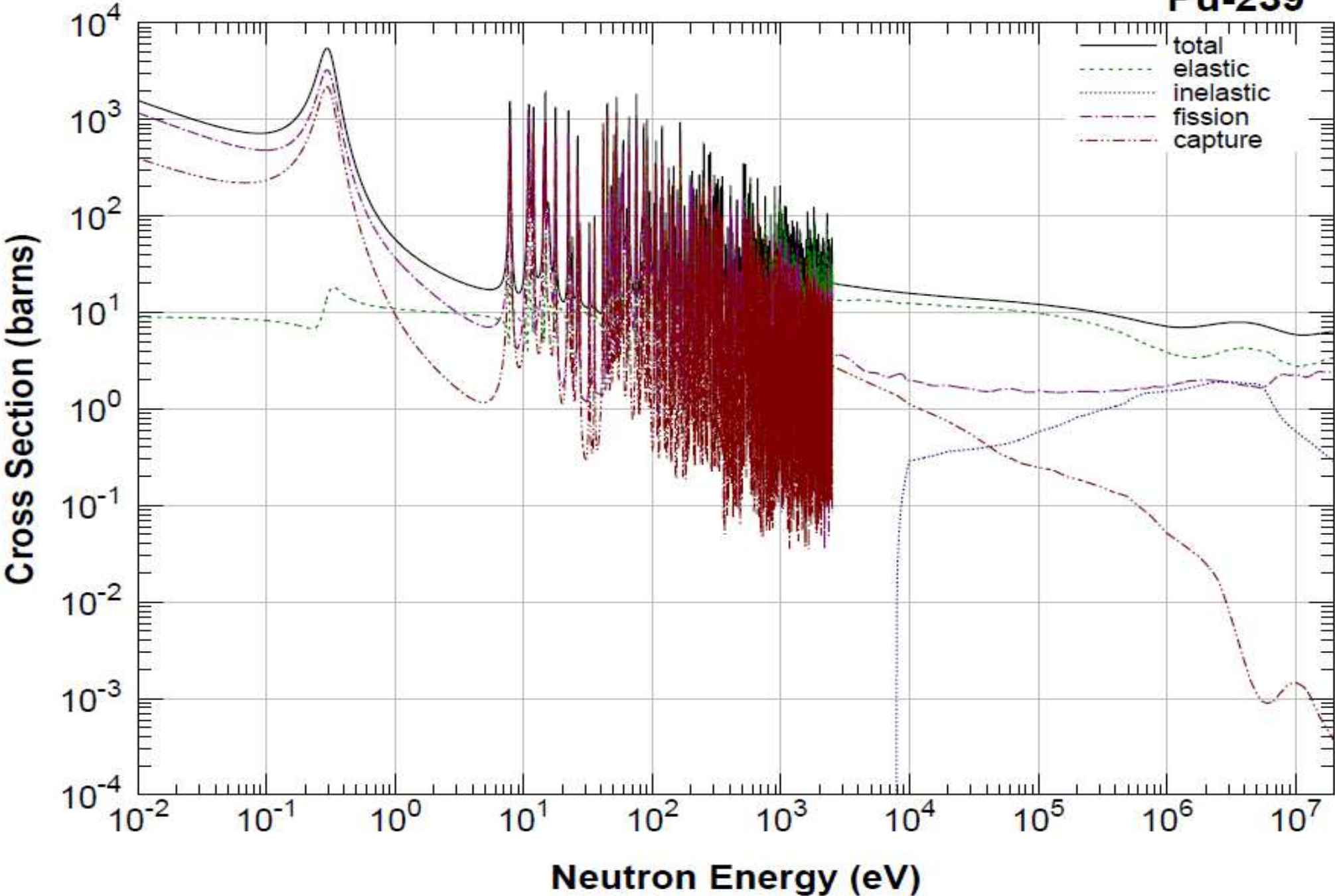


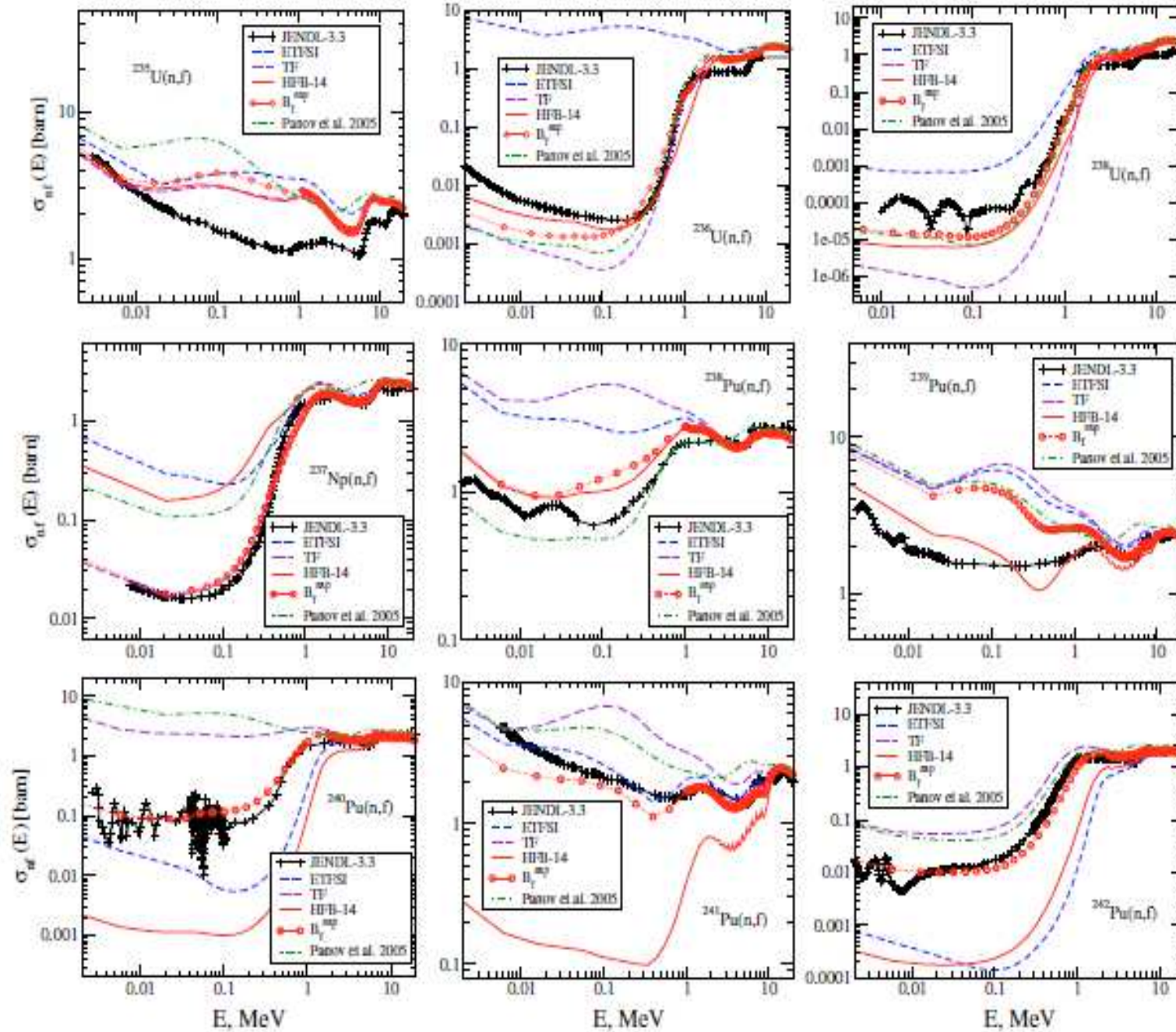
# U-238

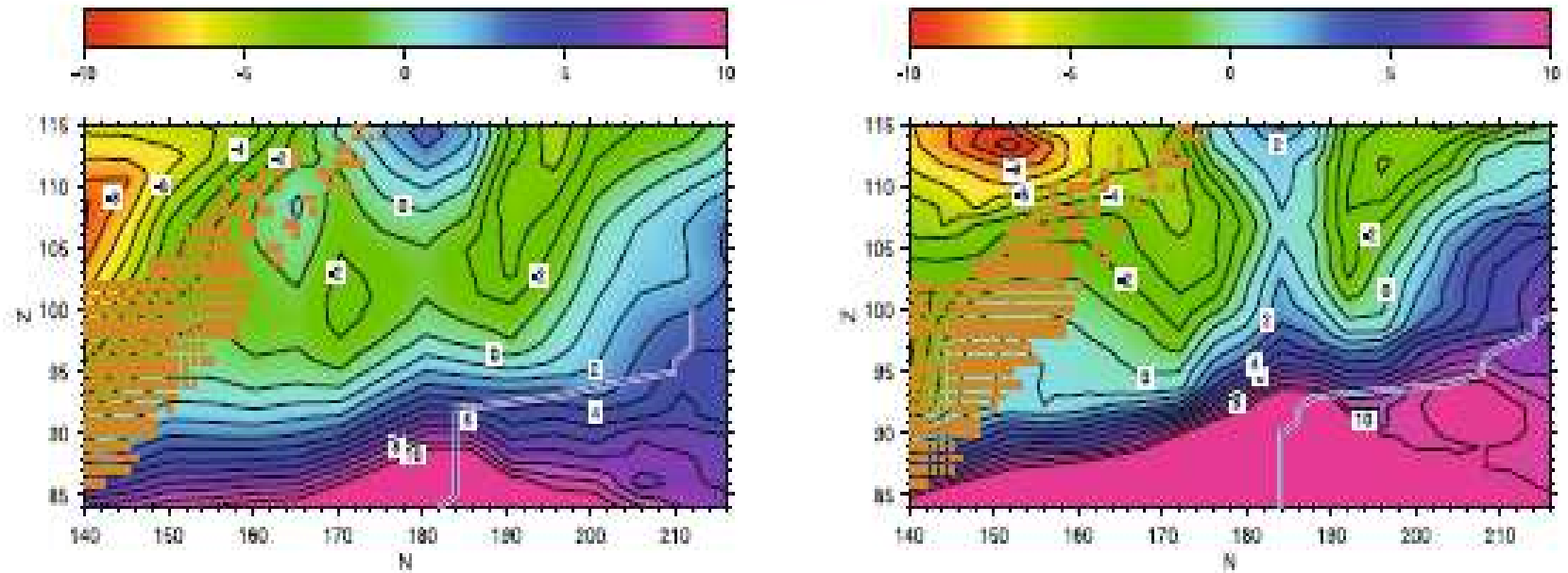




# Pu-239







**Fig. 4.** Contour plot of the quantity  $B_f - S_n$  (in MeV) for two choices of models for masses and fission barriers: FRDM masses plus TF fission barriers (*left*) and ETFSI-predictions (*right*). Also indicated are known superheavy nuclei (boxes) and the drip-line (line), where  $B_f - S_n$  determines whether the *r*-process continues towards heavier nuclei or fission cycling to lighter fission products occurs.

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

Дякую за увагу!