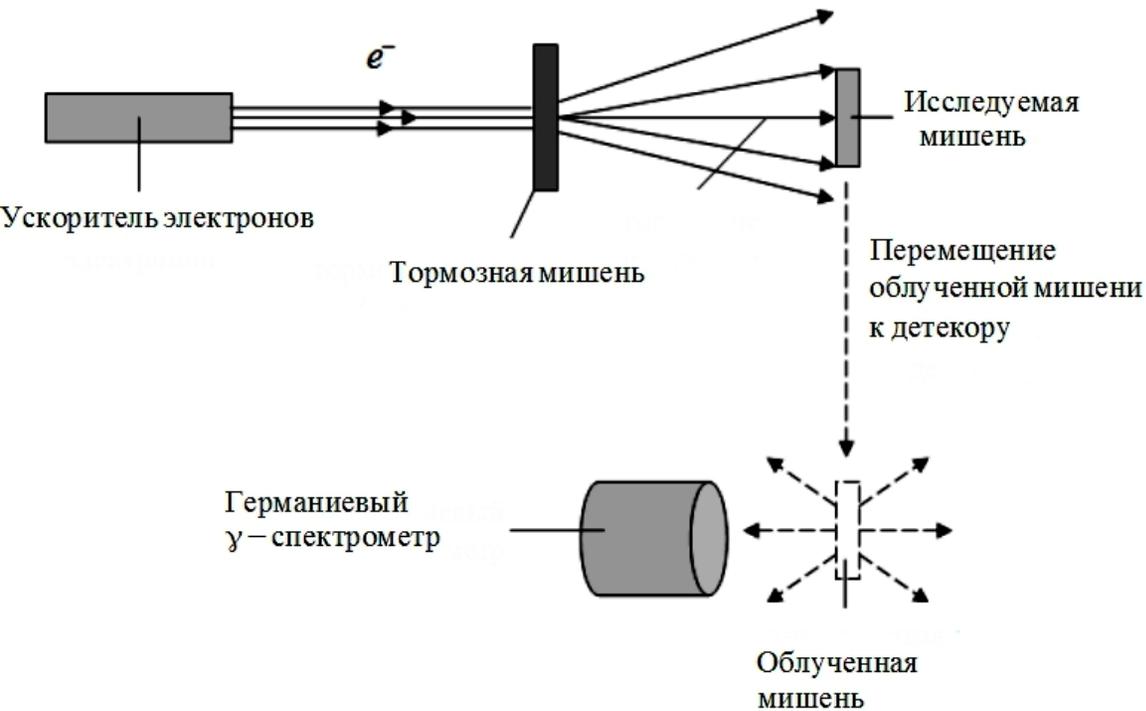


Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына  
федерального государственного бюджетного образовательного учреждения  
высшего профессионального образования  
«Московский Государственный Университет имени М. В. Ломоносова»

# Распределение масс осколков деления $^{238}\text{U}$

Кузнецов Александр Александрович

# Методика проведения эксперимента



## Мишень

Алюминиевый диск диаметром 100мм, толщиной 0.2мм с напыленным на него ураном массой 0.3 г.

## Энергия ускорителя

19.5, 29.1, 48.3, 67.7 МэВ

## Тормозная мишень

Вольфрам 2.5 мм

## Детектор

Canberra, GC3019

*Параметры проводимых облучений и измерений. T — энергия электронов ускорителя.*

T, МэВ	Время облучения, часы	Время измерения, сутки	Число измеренных спектров
19.5	3.6	8.7	458
29.1	3	5.6	352
48.3	7.5	16.5	821
67.7	5.1	10.7	542

# Методика проведения эксперимента

## *Характеристики ускорителя электронов РТМ – 70.*

Энергия на выходе ускорителя	14.9 – 67.7 МэВ
Прирост энергии за оборот	4.79 МэВ
Ширина энергетического спектра электронов	200 КэВ
Нормализованный поперечный эмиттанс	20 – 30 мрад
Импульсный ток выведенного пучка	До 40 мА
Длительность импульса	2 – 20 мксек
Коэффициент заполнения рабочего цикла	0.004
Рабочая частота	2856 МГц
Мощность клистрона	импульсная (средняя 6 МВт) 25 кВт
Напряжение клистрона	54 кВ
Индукция поля в поворотных магнитах	0.956 Тл

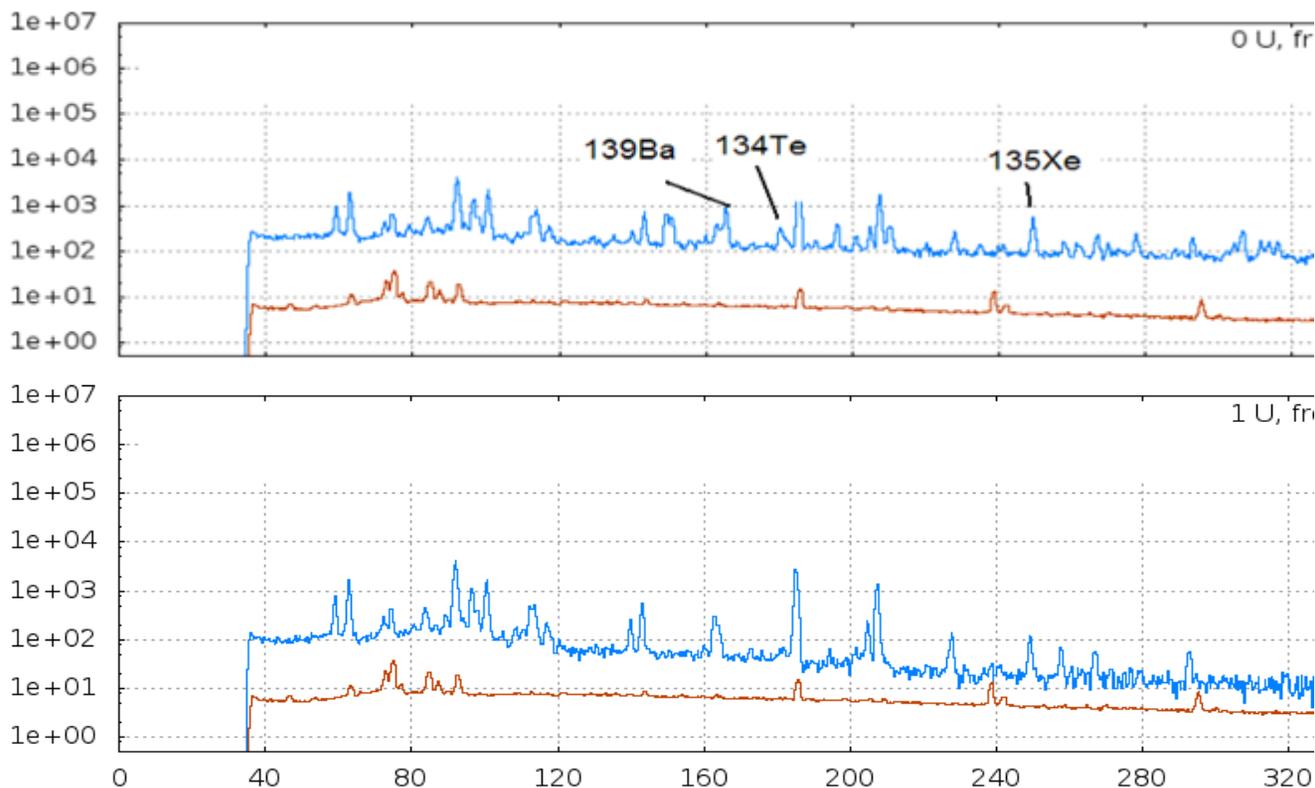
### *Характеристики детектора Canberra GC3019.*

Эффективность 30%

Энергетическое разрешение при энергии 122 кэВ – 0.9 кэВ,

Энергетическое разрешение при энергии 1.33 МэВ – 1.9 кэВ.

# Спектры остаточной активности



*Спектр остаточной активности сразу после облучения и через 2 дня после облучения.*

*Энергия электронов ускорителя 19.5 МэВ*

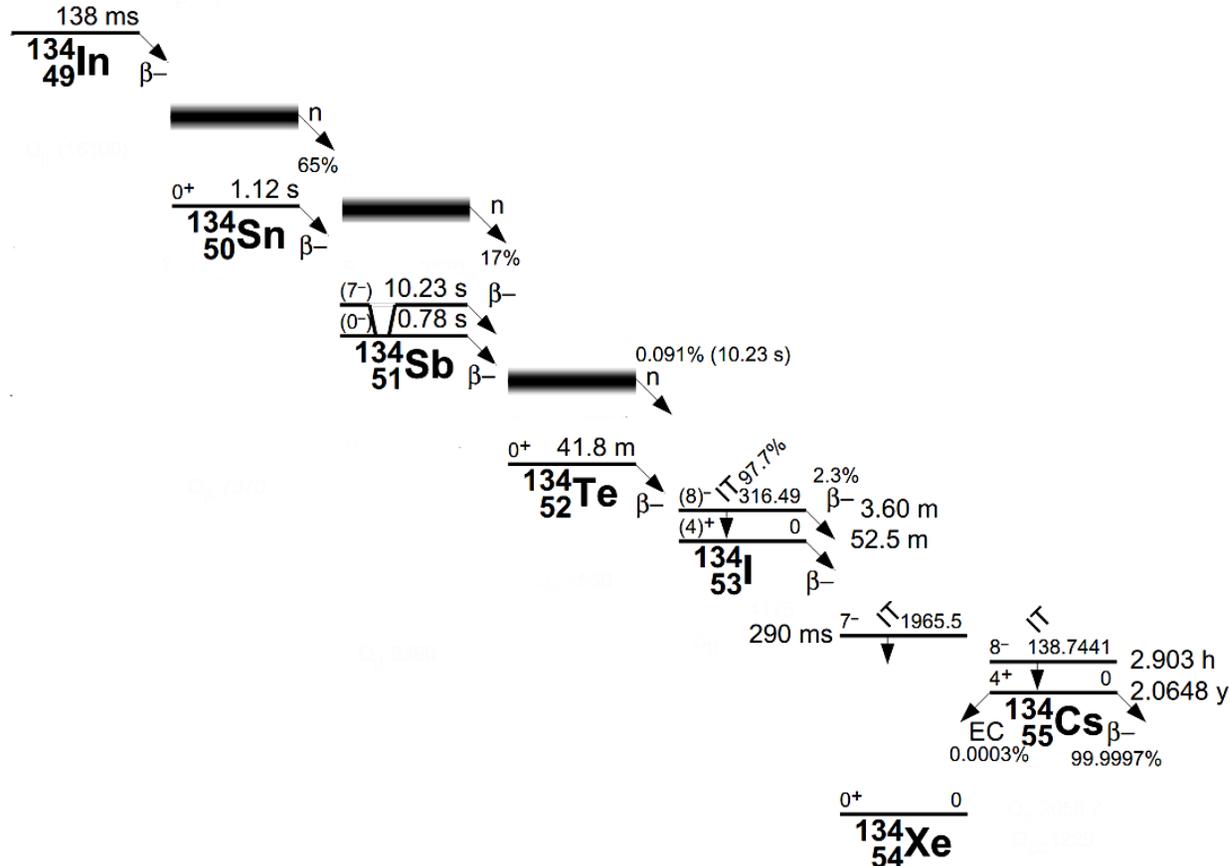
## Критерии расшифровки гамма-пиков:

- по энергетическому спектру остаточной активности и периоду полураспада
- в спектрах должны быть видны наиболее интенсивные гамма - кванты распада искомого изотопа. Выходы изотопа, определенные по разным гамма - переходам должны быть одинаковыми
- в спектре должны наблюдаться гамма - переходы от родительских и дочерних изотопов

# Выход реакции деления

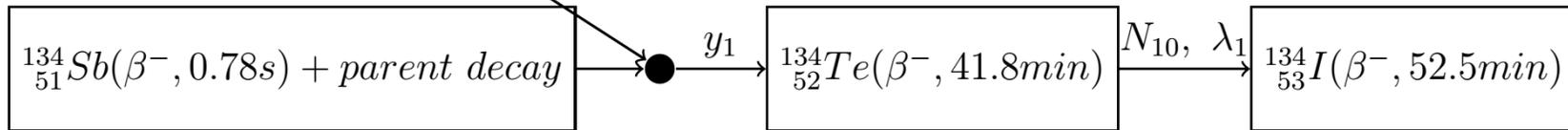
$$Y(T) = \alpha \int \sigma(E) N(T, E) dE$$

, где  $\sigma(E)$  — эффективное сечение исследуемой фотоядерной реакции, выраженное в  $\text{см}^2$ ,  $N(T, E)$  — число фотонов энергии  $E$ , в единичном интервале энергий тормозного спектра с верхней границей  $T$ , отнесенное к единице дозы,  $\alpha$  — количество исследуемых ядер, отнесенное к  $1 \text{ см}^2$  мишени.



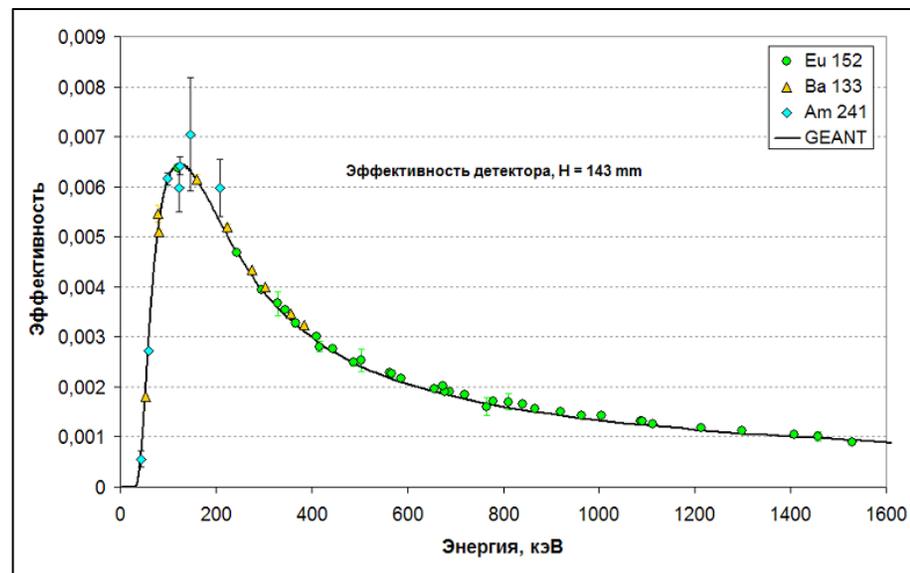
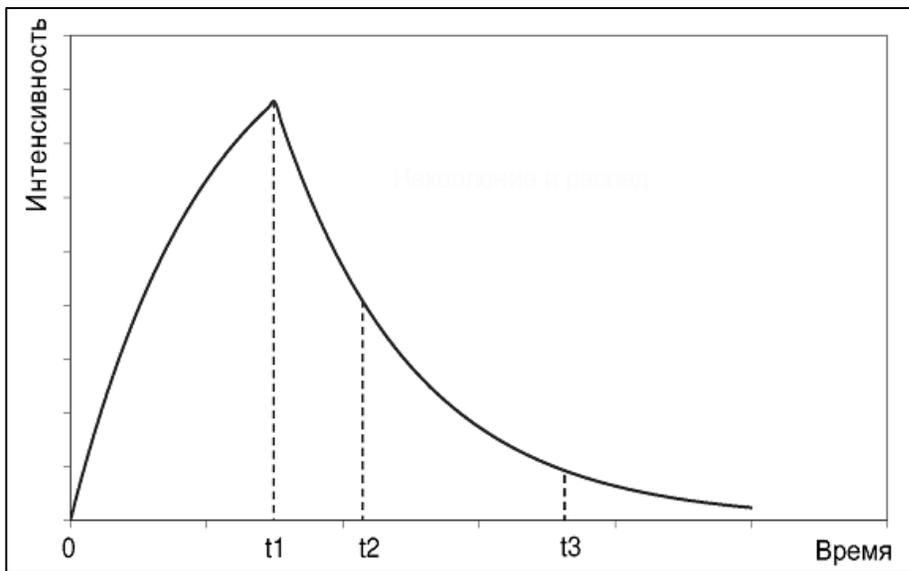
fission

# Накопленный выход

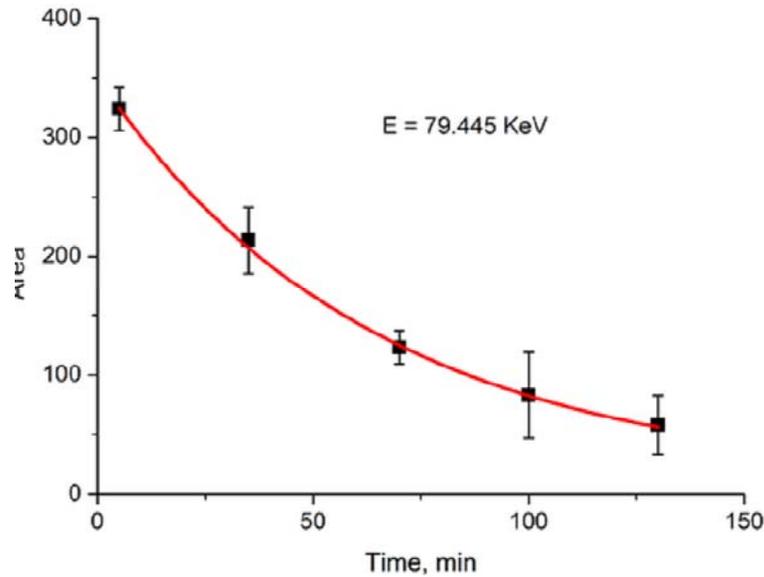


$$N_{10} = \frac{S}{k_1(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}$$

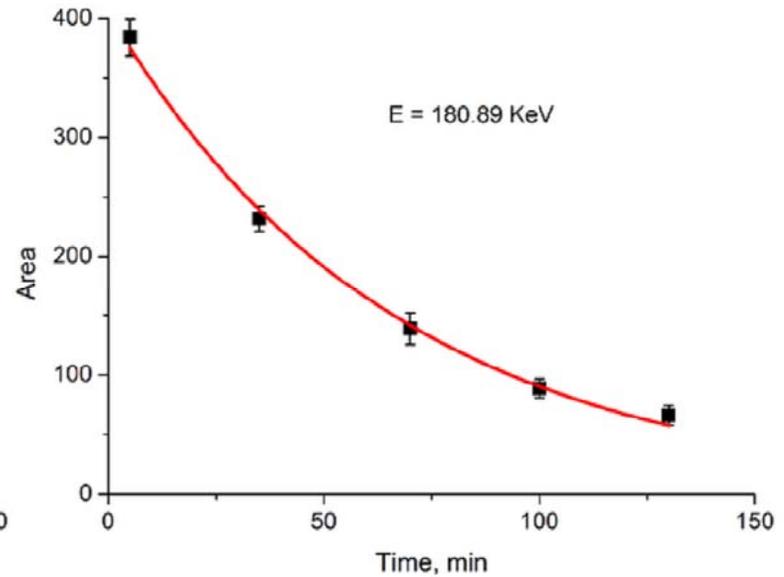
$$y_1 = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})}$$



# $^{134}\text{Te} (T_{1/2} = 41.8 \text{ мин})$



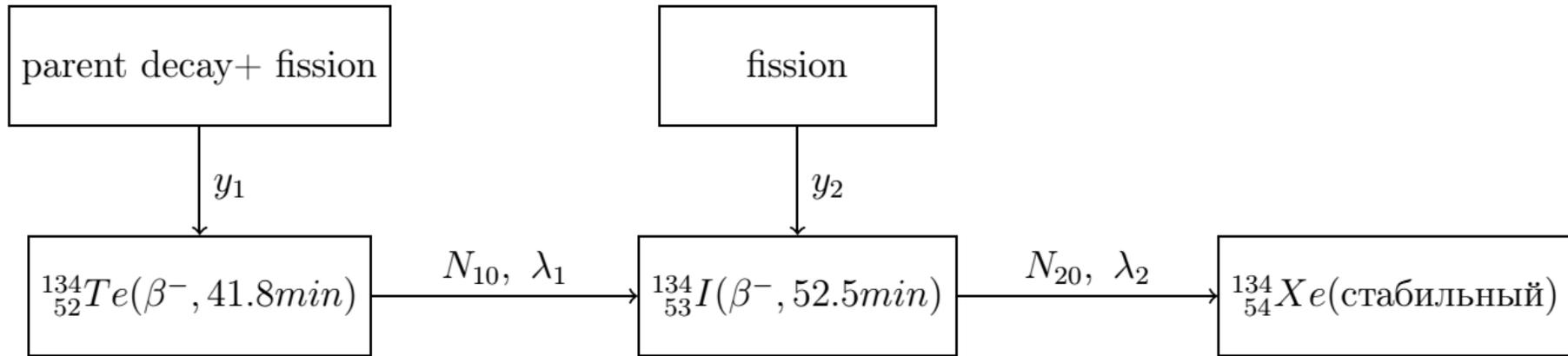
$$T_{1/2} = 46.2 \pm 1.9 \text{ мин}$$



$$T_{1/2} = 44.2 \pm 3.5 \text{ мин}$$

	$T$ , МэВ	$E_\gamma$ , КэВ	$I_\gamma$	$N_{10}$	$\pm\sigma N_{10}$	$Y$	$\pm\sigma Y$	$Y_{\text{CP}}$	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{134}_{52}\text{Te}$	29.1	79.445	20.9	439	31	0.128	0.009	0.124	0.005	CY
	29.1	180.891	18.3	414	24	0.121	0.007			
	29.1	565.992	18.6	431	39	0.125	0.011			
	29.1	712.97	4.7	439	98	0.128	0.029			

# Независимый выход



$$N_{20} = \frac{S(t_2, t_3)}{k_2(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} + \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} - \frac{N_{10}\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \frac{(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}{(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})}$$

$$y_2 = \frac{\lambda_2 N_{20}}{1 - e^{-\lambda_2 t_1}} - y_1 \frac{\lambda_2(1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1(1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{(\lambda_2 - \lambda_1)(1 - e^{-\lambda_2 t_1})}$$

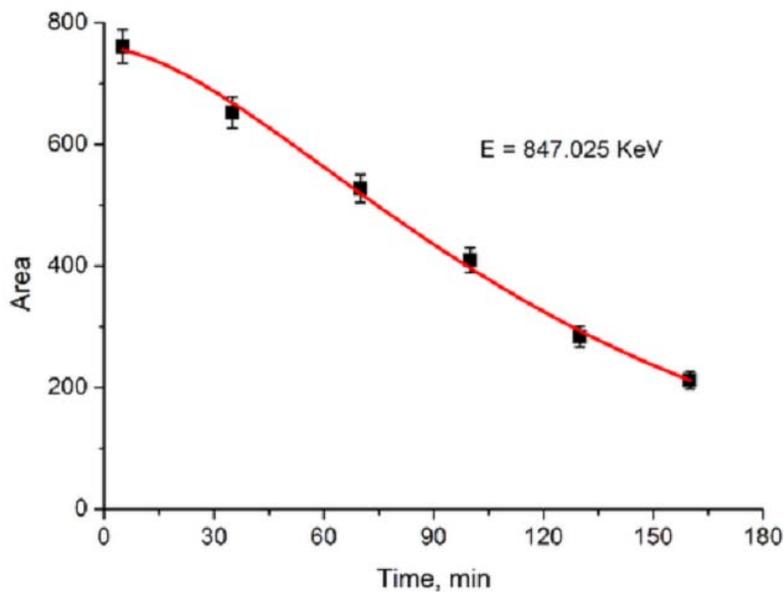
$\lambda_1, \lambda_2$  - постоянные распада,

$y_1$ , - накопленный выход образования ядра **1** ( $^{134}_{52}Te$ ),

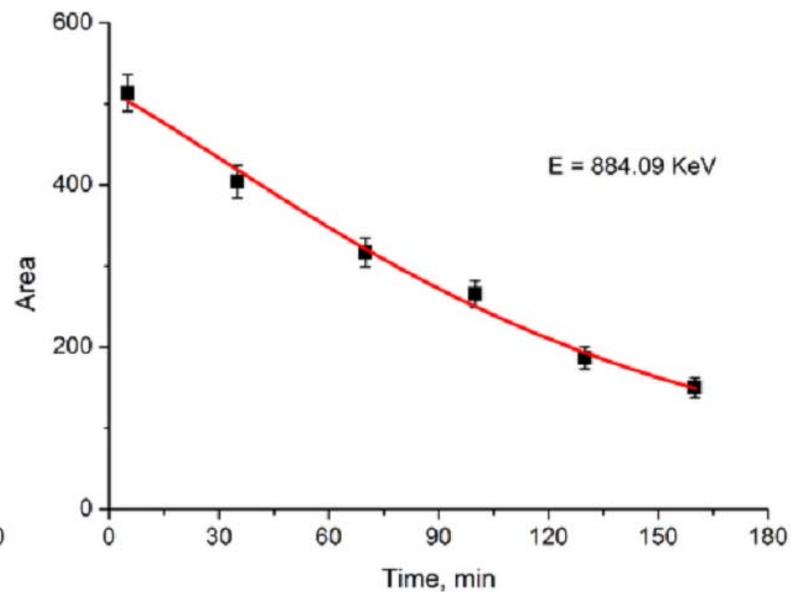
$y_2$ , - независимый выход образования ядра **2** ( $^{134}_{53}I$ ) в результате деления,

$N_{10}, N_{20}$  количество ядер **1** и **2** на момент окончания облучения.

# $^{134}\text{I} (T_{1/2} = 52.5 \text{ мин})$



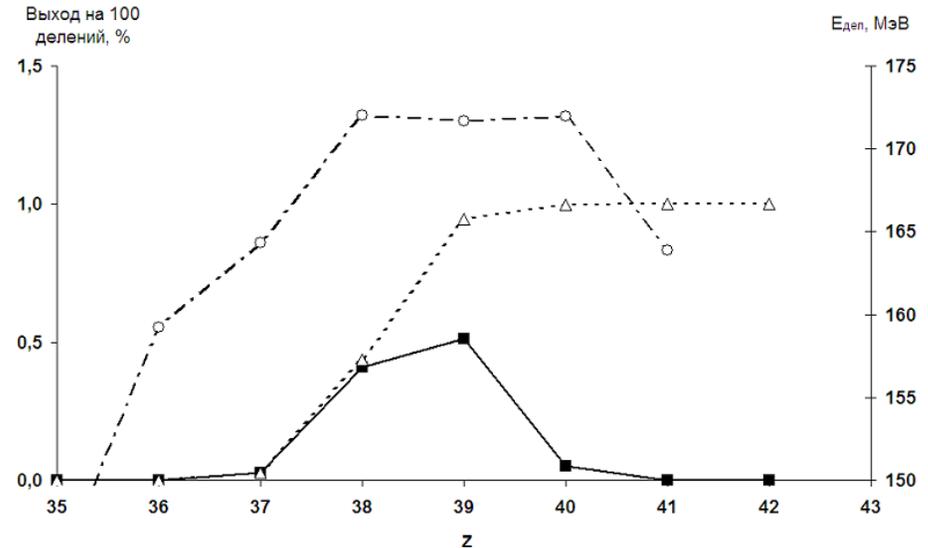
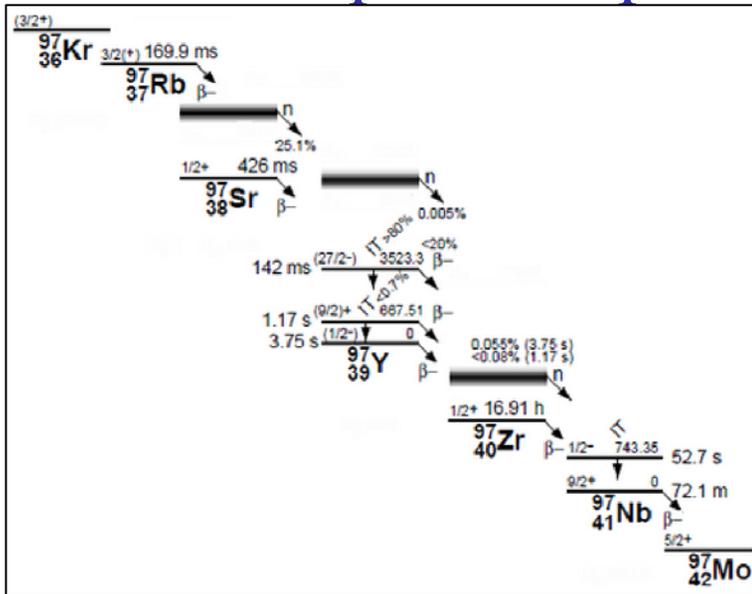
$$T_{1/2} = 52.5 \pm 1.8 \text{ мин}$$



$$T_{1/2} = 47.3 \pm 4.6 \text{ мин}$$

	$T, \text{ МэВ}$	$E_\gamma, \text{ КэВ}$	$I_\gamma$	$N_{10}$	$\pm\sigma N_{10}$	$Y$	$\pm\sigma Y$	$Y_{\text{CP}}$	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{134}_{53}\text{I}$	19.5	847.025	60.64	683	42	0.028	0.002	0.026	0.003	IY
	19.5	884.09	39.13	652	36	0.021	0.002			IY
$^{134}_{53}\text{I}$	29.1	847.025	60.64	533	18	0.028	0.001	0.030	0.003	IY
	29.1	884.09	39.13	553	24	0.033	0.002			IY
$^{134}_{53}\text{I}$	67.7	847.025	60.64	335	29	0.016	0.002	0.016	0.002	IY

# Зарядовое распределение ядер-изобар



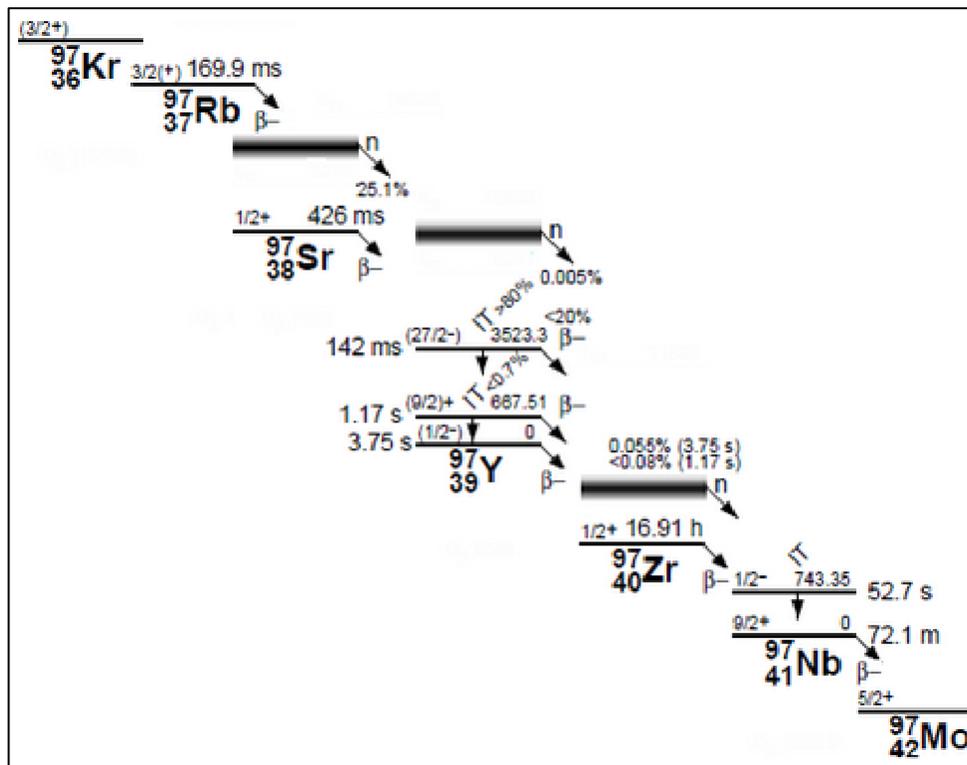
$$IY(A, Z) = \frac{MY(A)}{\sqrt{\pi C}} \exp[-(Z - Z_p)^2/C],$$

где  $IY(A, Z)$  - независимый выход продукта фотоделения с данными  $A$  и  $Z$ ,  $MY(A)$  - полный выход изотопов с данным массовым числом,  $Z_p$  - наиболее вероятный заряд в зарядовом распределении,  $C$  - ширина зарядового распределения.

$$Z_p = Z_{UCD} \pm \Delta Z_p, \quad Z_{UCD} = (Z_F/A_F)(A + \nu_{L,H}),$$

где  $Z_F$  и  $A_F$  заряд и масса делящейся системы,  $Z_{UCD}$  - наиболее вероятный заряд, основанный на предположении, что соотношение числа протонов и нейтронов в легком и тяжелом осколках деления такое же, как и в делящемся ядре,  $\Delta Z_p$  - поляризация заряда рассчитывалась на основе систематики выходов осколков деления

# Учет запаздывающих нейтронов при фотоделении



$$\Delta MY(A) = \sum_i IY_i(A+1, Z_i) \cdot W_d(A+1, Z_i) - \sum_i IY_i(A, Z_i) \cdot W_d(A, Z_i)$$

, где  $W_d(A, Z_i)$  — вероятность вылета запаздывающего нейтрона при распаде изотопа  $(A, Z_i)$ ,  $IY_i(A, Z_i)$  — независимый выход образования изотопа  $(A, Z_i)$  при фотоделении.

# Средняя энергия возбуждения ядра

$$\langle E^* \rangle = \frac{\int_0^T EN(T, E)\sigma_{\gamma,F}(E)dE}{\int_0^T N(T, E)\sigma_{\gamma,F}(E)dE}$$

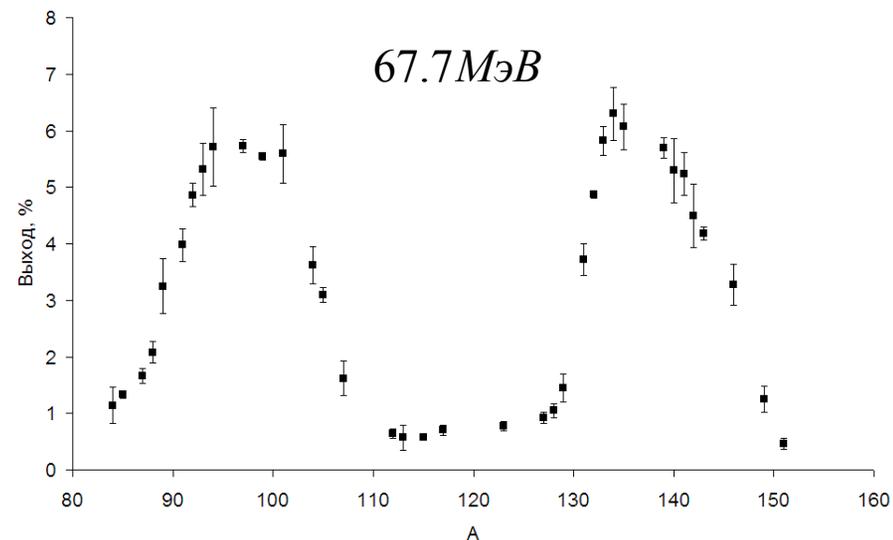
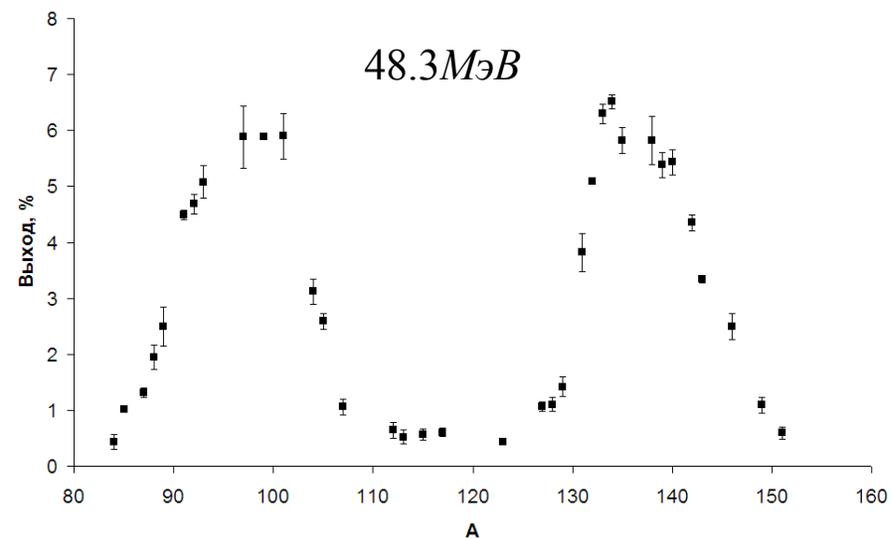
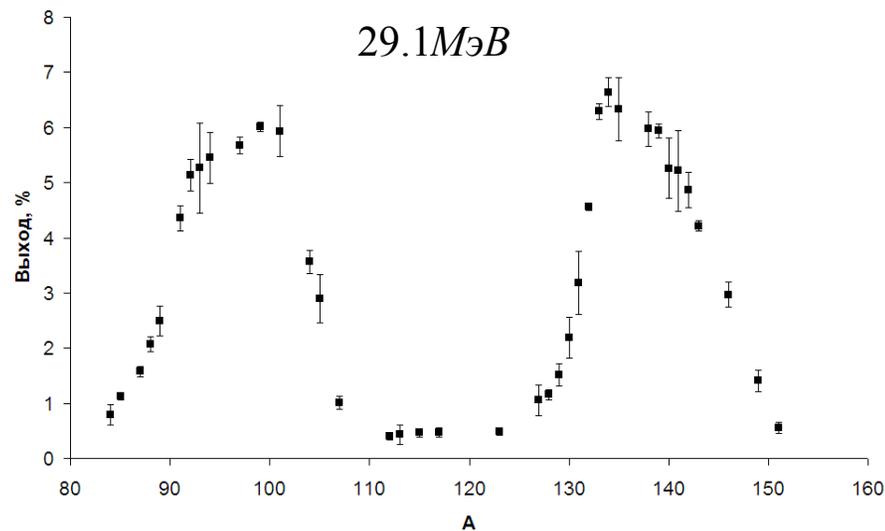
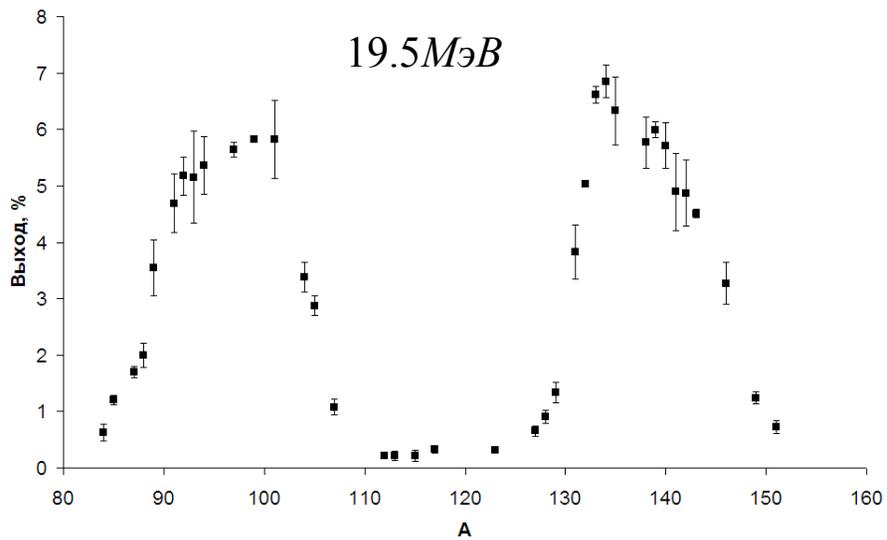
, где  $N(T, E)$  - число тормозных  $\gamma$ -квантов с энергией  $E$  при энергии электронов ускорителя  $T$ ,  $\sigma_{\gamma,F}(E)$  - сечение фотоделения при энергии  $\gamma$ -квантов  $E$ . Сечение было взято из оцененных ядерных данных. Тормозной спектр был рассчитан с помощью программы GEANT4.

Таблица 1

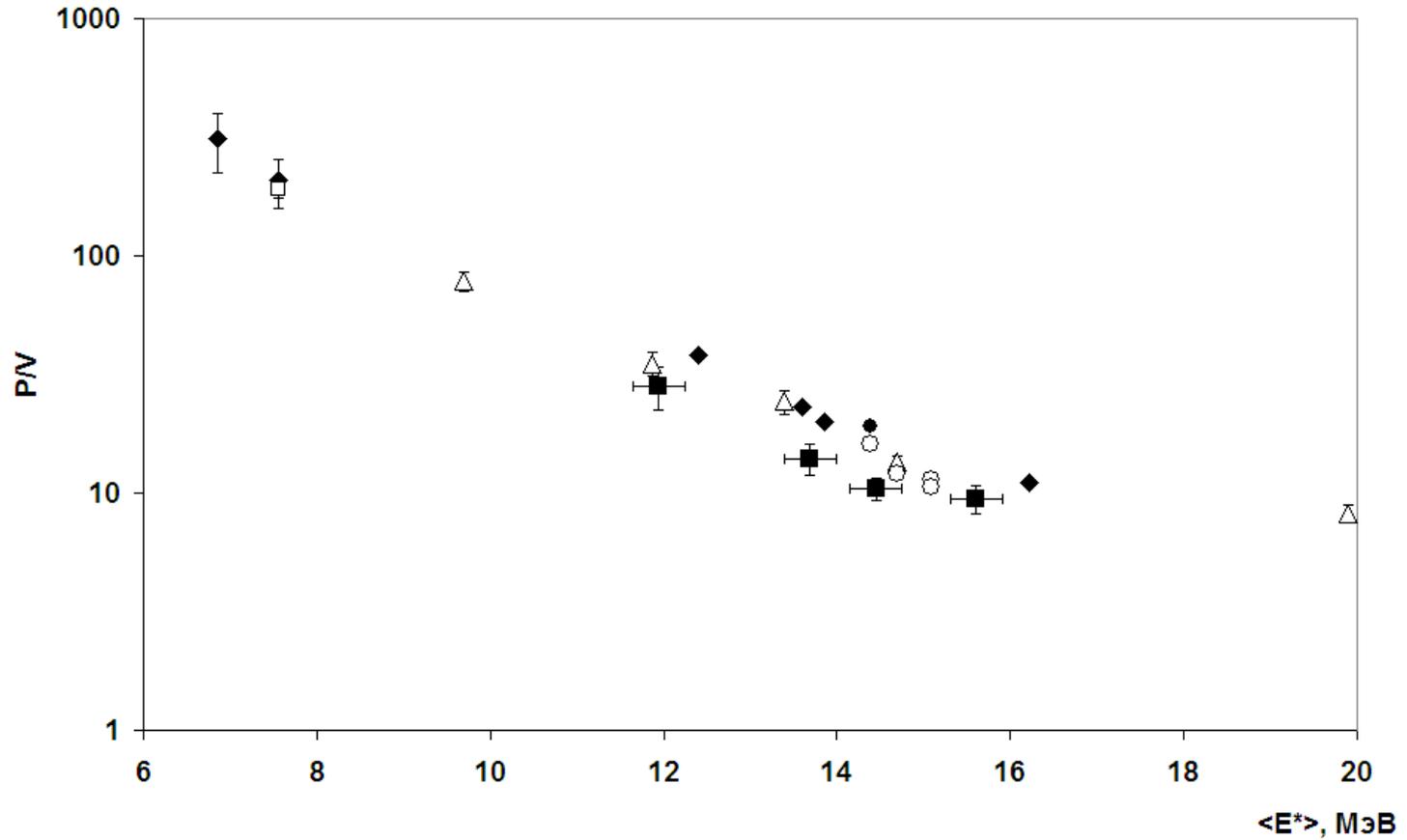
Таблица 1. Средняя энергия возбуждения  $\langle E^* \rangle$  ядра  $^{238}\text{U}$  в зависимости от энергии ускорителя электронов  $T$ .

$T$ , МэВ	$\langle E^* \rangle$ , МэВ
19.5	$11.9 \pm 0.3$
29.1	$13.7 \pm 0.3$
48.3	$14.4 \pm 0.3$
67.7	$15.6 \pm 0.3$

# Массовое распределение продуктов фотоделения $^{238}\text{U}$

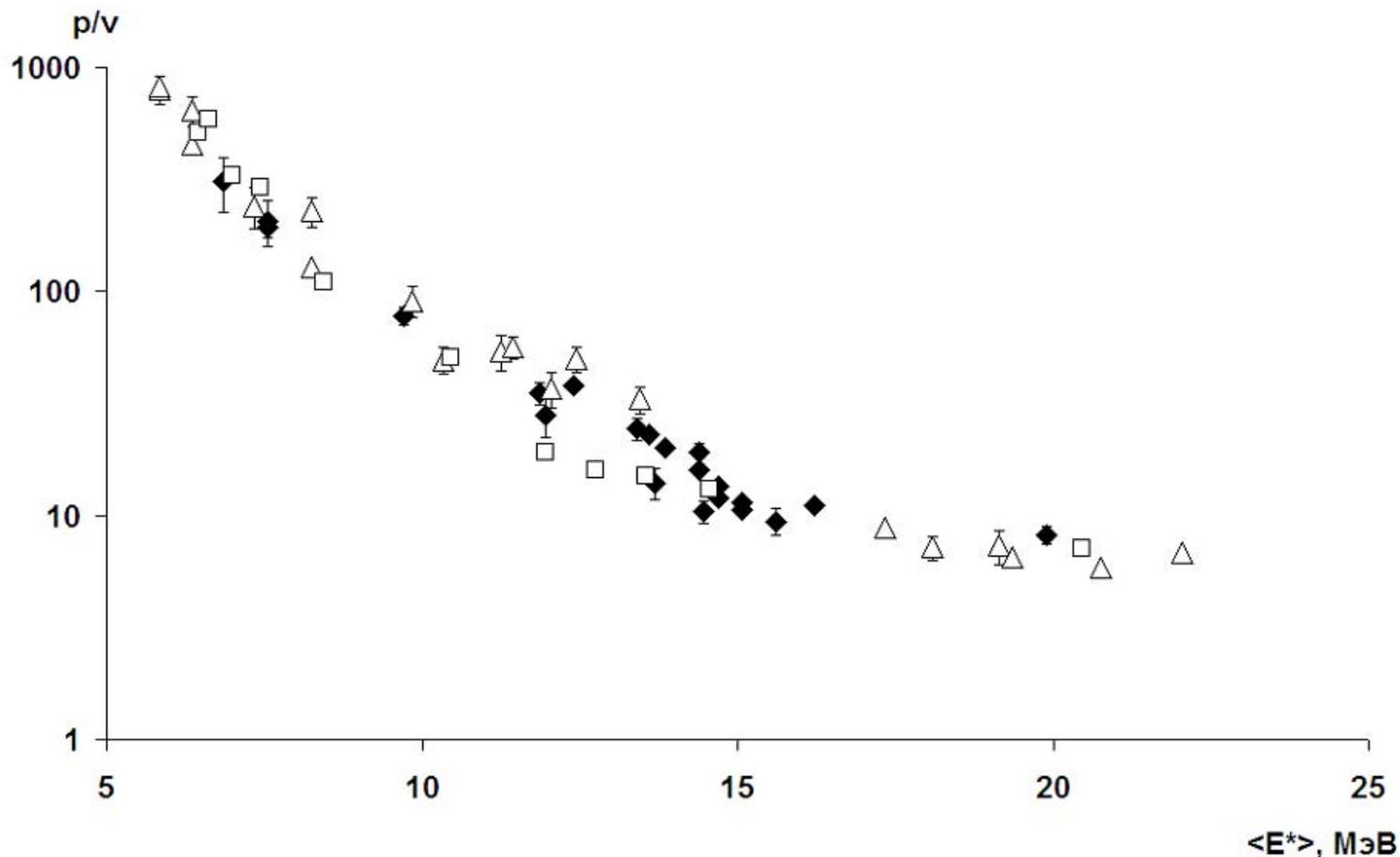


# Отношение несимметричного и симметричного деления.



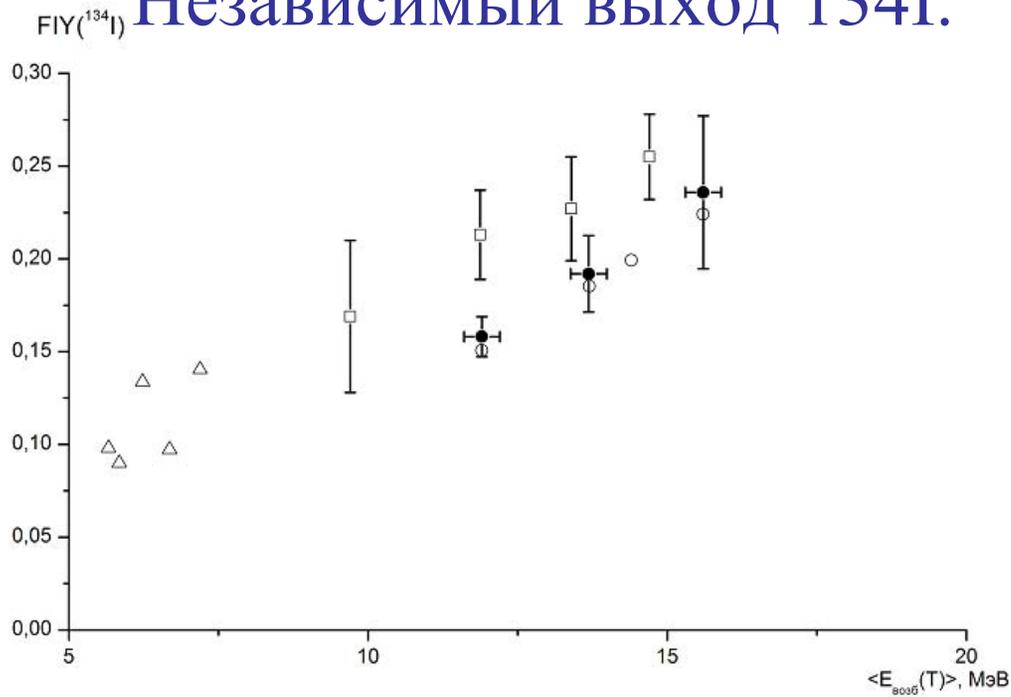
Отношение несимметричного и симметричного деления ( $p/v$ ) для фото-деления  $^{238}\text{U}$  в зависимости от средней энергии возбуждения ядра.

# Отношение несимметричного и симметричного деления.



Отношение несимметричного и симметричного деления  $p/v$  для фотоделения  $^{238}\text{U}$  ( $\blacklozenge$ ) и деления ядер  $^{235}\text{U}$  ( $\square$ ) и  $^{238}\text{U}$  ( $\triangle$ ) под действием моноэнергетических нейтронов в зависимости от средней энергии возбуждения ядра  $\langle E^* \rangle$ .

# Независимый выход $^{134}\text{I}$ .



Фракционный независимый выход образования ядра йода  $^{134}_{53}\text{I}$ :  $\Delta$ ,  $\square$  – полученный в работах [1,2] и  $\bullet$  – в настоящей работе,  $\circ$  – фракционный независимый выход образования ядра йода  $^{134}_{53}\text{I}$  рассчитанный по систематике [3] в зависимости от средней энергии возбуждения ядра  $^{238}\text{U}$ .

- [1] Isotopic distributions and elemental yields for the photofission of  $^{235,238}\text{U}$  with 12-30- MeV bremsstrahlung / D. De Frenne, H. Thierens, B. Proot et al. // Phys. Rev. C. — 1984. — Vol. 29. — P. 1908–1911.
- [2] Fragment characteristics for the photofission of  $^{238}\text{U}$  with 6.1–13.1 MeV bremsstrahlung / S. Pomme, E. Jacobs, M. Piessens et al. // Nucl. Phys. A. — 1994. — Vol. 572. — P. 237–
- [3] Systematics of Fission–Product Yields / Ed. by Arthur C. Wahl. — Los Alamos National Laboratory., 2002.

# Нейтроны деления.

Среднее число мгновенных нейтронов при фотоделении  $\langle \nu_T \rangle$  определяется как разность между массовым числом составного делящегося ядра  $A_F$  и средних масс легкого  $\langle M_L \rangle$  и тяжелого  $\langle M_H \rangle$  продуктов деления:

$$\langle \nu_T \rangle = A_F - \langle M_H \rangle - \langle M_L \rangle$$

Средняя масса продуктов деления определяется как:

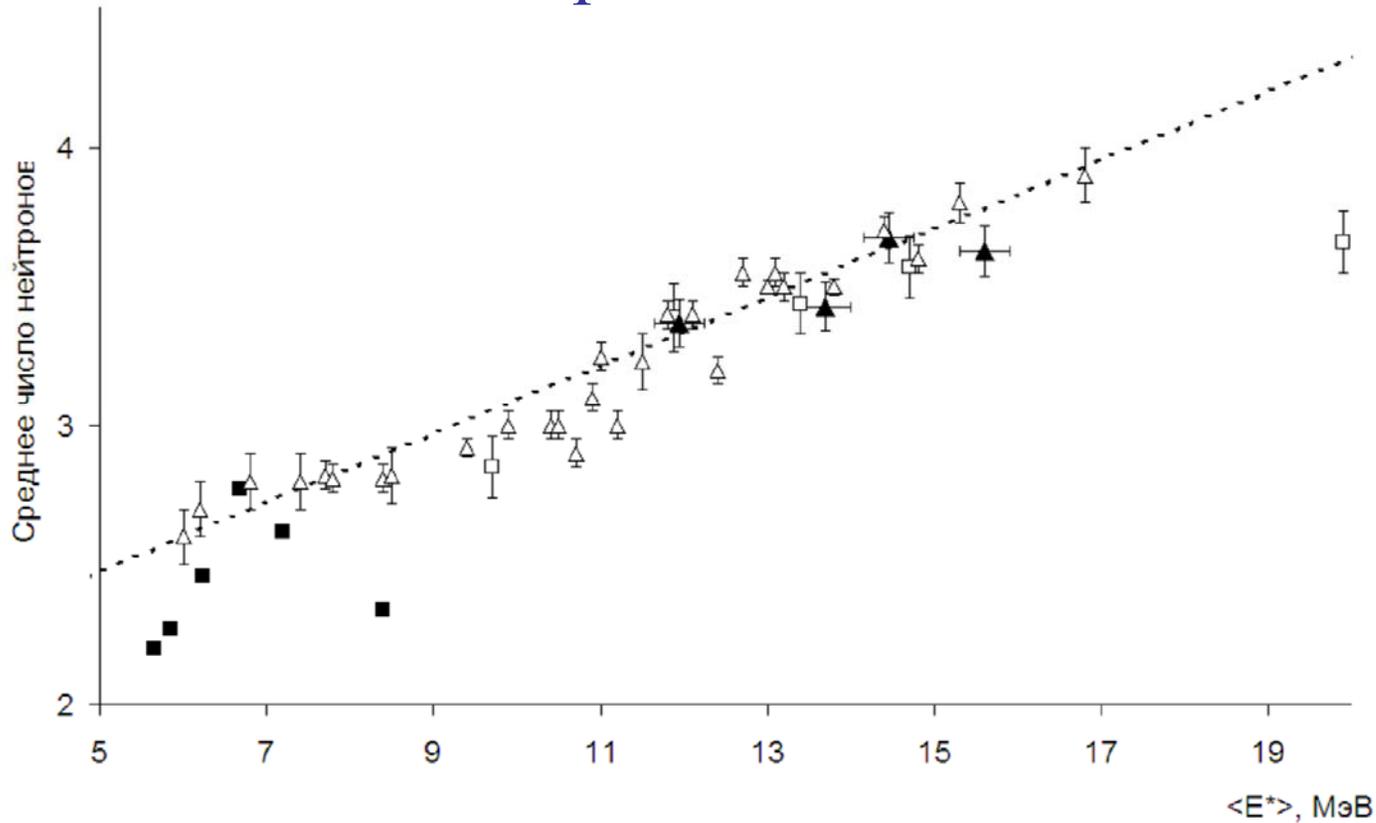
$$\langle M_{H,L} \rangle = \frac{\sum M_{H,L} \cdot Y(M_{H,L})}{\sum Y(M_{H,L})}$$

, где  $M$  и  $Y(M)$  массовое число и соответствующий полный выход с данным массовым числом для тяжелой и легкой группы осколков деления.

Средние массы для легкого  $\langle M_L \rangle$  и тяжелого  $\langle M_H \rangle$  продуктов деления, среднее число мгновенных нейтронов деления  $\langle \nu_T \rangle$  в зависимости от средней энергии возбуждения делящегося ядра  $\langle E^* \rangle$ .

$T$ , МэВ	$\langle E^* \rangle$ , МэВ	$\langle M_L \rangle$	$\langle M_H \rangle$	$\langle \nu_T \rangle$
19.5	11.94	97.0	137.6	$3.37 \pm 0.07$
29.1	13.69	97.2	137.4	$3.43 \pm 0.09$
48.3	14.45	97.2	137.1	$3.68 \pm 0.09$
67.7	15.60	97.2	137.2	$3.63 \pm 0.09$

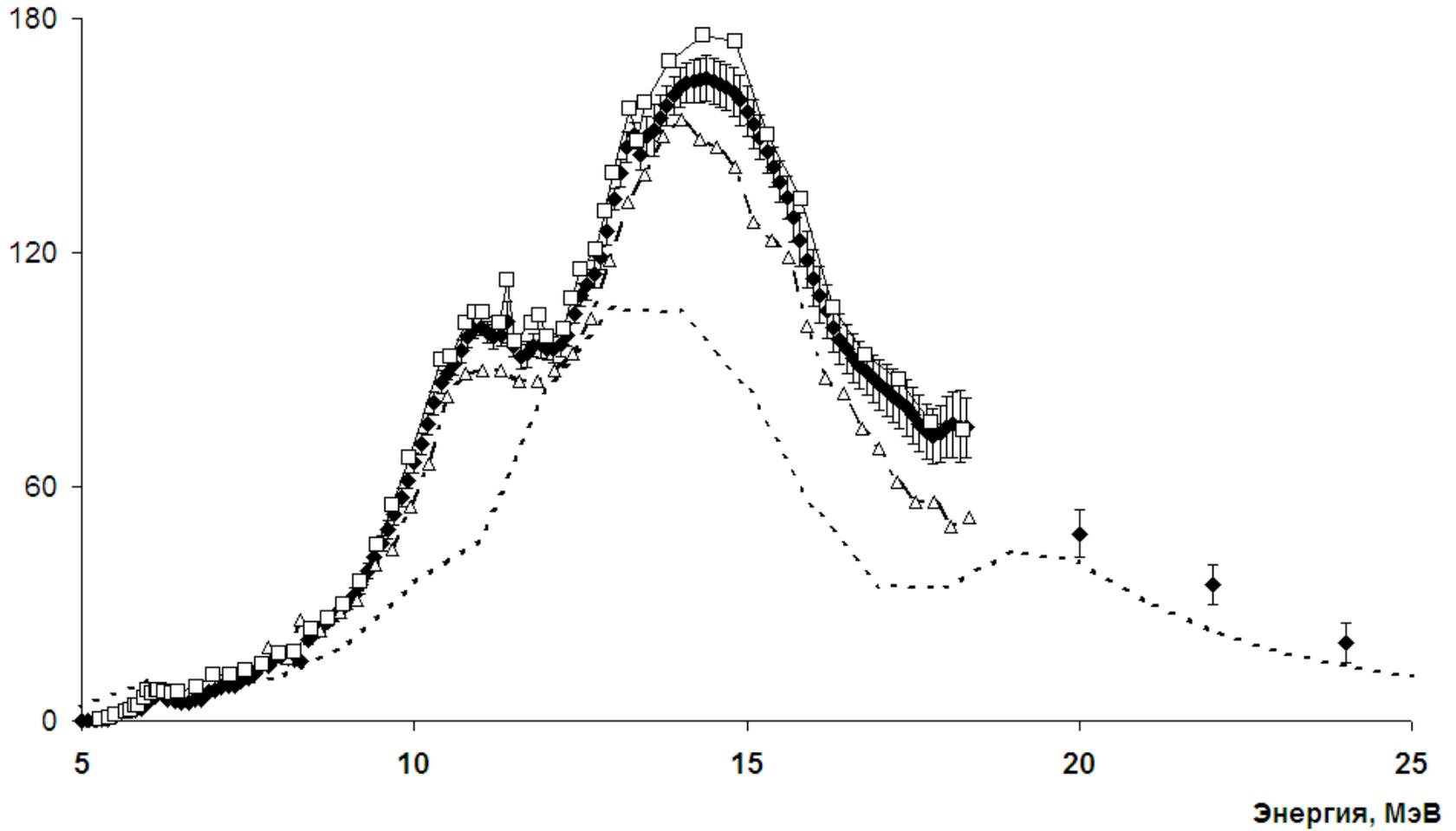
# Нейтроны деления.



- [1] Fragment characteristics for the photofission of  $^{238}\text{U}$  with 6.1–13.1 MeV bremsstrahlung / S. Pomme, E. Jacobs, M. Piessens et al. // Nucl. Phys. A. — 1994. — Vol. 572. — P. 237–
- [2] Product yields for the photofission of  $^{238}\text{U}$  with 12-, 15-, 20-, 30-, and 70-MeV bremsstrahlung / E. Jacobs, H. Thierens, D. De Frenne et al. // Phys. Rev. C. — 1979. — Vol. 19. — P. 422–432.
- [3] Giant resonance for the actinide nuclei: Photoneutron and photofission cross sections for  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ , and  $^{232}\text{Th}$  / J. T. Caldwell, E. J. Dowdy, B. L. Berman et al. // Phys. Rev. C. — 1980. — Vol. 21. — P. 1215–1231.

# Сечение реакции фотоделения.

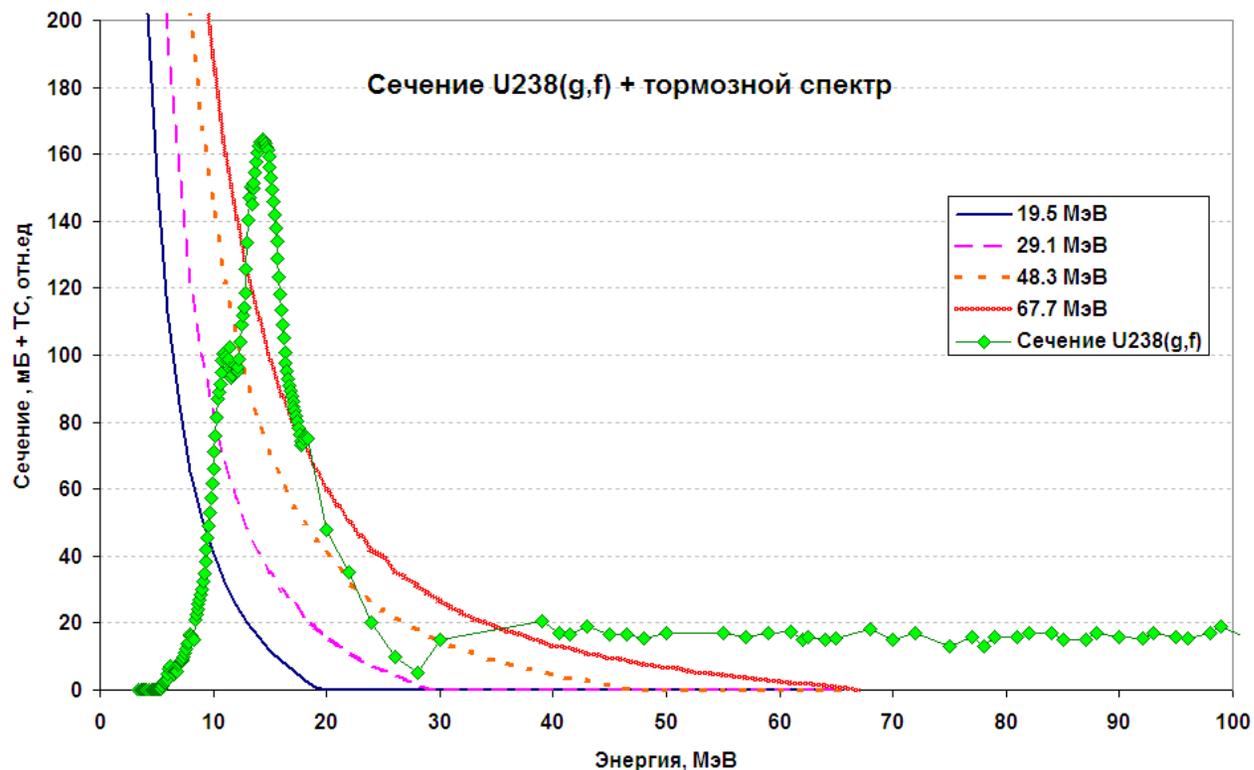
Сечение, мБ



# Сечение реакции фотоделения.

$$\frac{Y(^{238}_{92}\text{U}(\gamma, F))}{Y(^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n)^{237}_{92}\text{U})} = \frac{\int_0^T N(T, E)\sigma_{\gamma, F}(E)dE}{\int_0^T N(T, E)\sigma_{\gamma, n}(E)dE}$$

, где  $N(T, E)$  - число тормозных  $\gamma$ -квантов с энергией  $E$  при энергии электронов ускорителя  $T$ ,  $\sigma_{\gamma, F}(E)$  - сечение фотоделения  $^{238}_{92}\text{U}$  при энергии  $\gamma$ -квантов  $E$ ,  $\sigma_{\gamma, n}(E)$  - сечение фотоядерной реакции с вылетом одного нейтрона из ядра  $^{238}_{92}\text{U}$  при энергии  $\gamma$ -квантов  $E$



# Сечение реакции фотоделения $^{238}\text{U}$ .

Средние энергии возбуждения ядра  $\langle E^* \rangle$ , отношения интегральных выходов фотоделения  $^{238}\text{U}$  и реакции с вылетом одного нейтрона из оцененных данных  $Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$  [16] и полученные в данной работе  $Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$  (наст. работа) в зависимости от верхней границы тормозного спектра  $T$

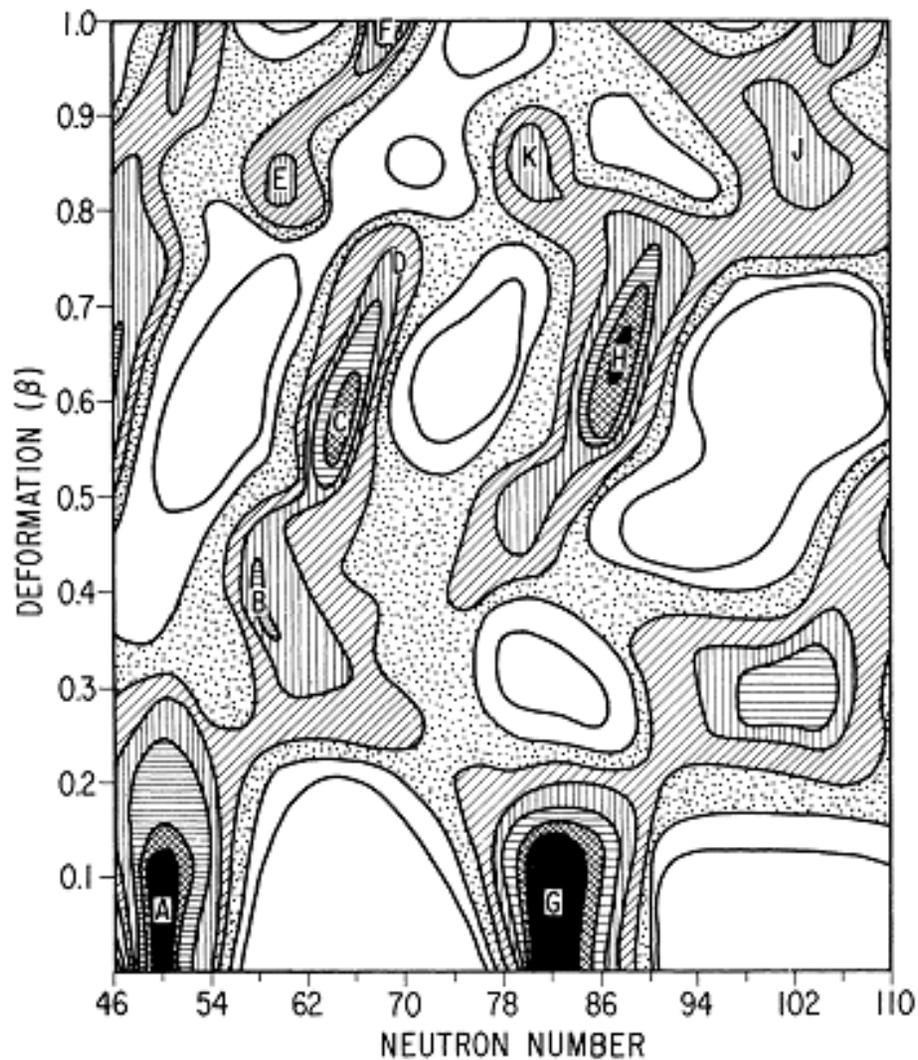
$T$ , МэВ	$\langle E^* \rangle$ , МэВ	$Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ [16]	$Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ (наст. работа)
19.5	$11.9 \pm 0.3$	0.583	$0.547 \pm 0.034$
29.1	$13.7 \pm 0.3$	0.743	$0.748 \pm 0.046$
48.3	$14.4 \pm 0.$	0.789	$0.724 \pm 0.046$
67.7	$15.6 \pm 0.3$	0.836	$0.838 \pm 0.047$

**Scission-point model of nuclear fission based on deformed-shell effects\***

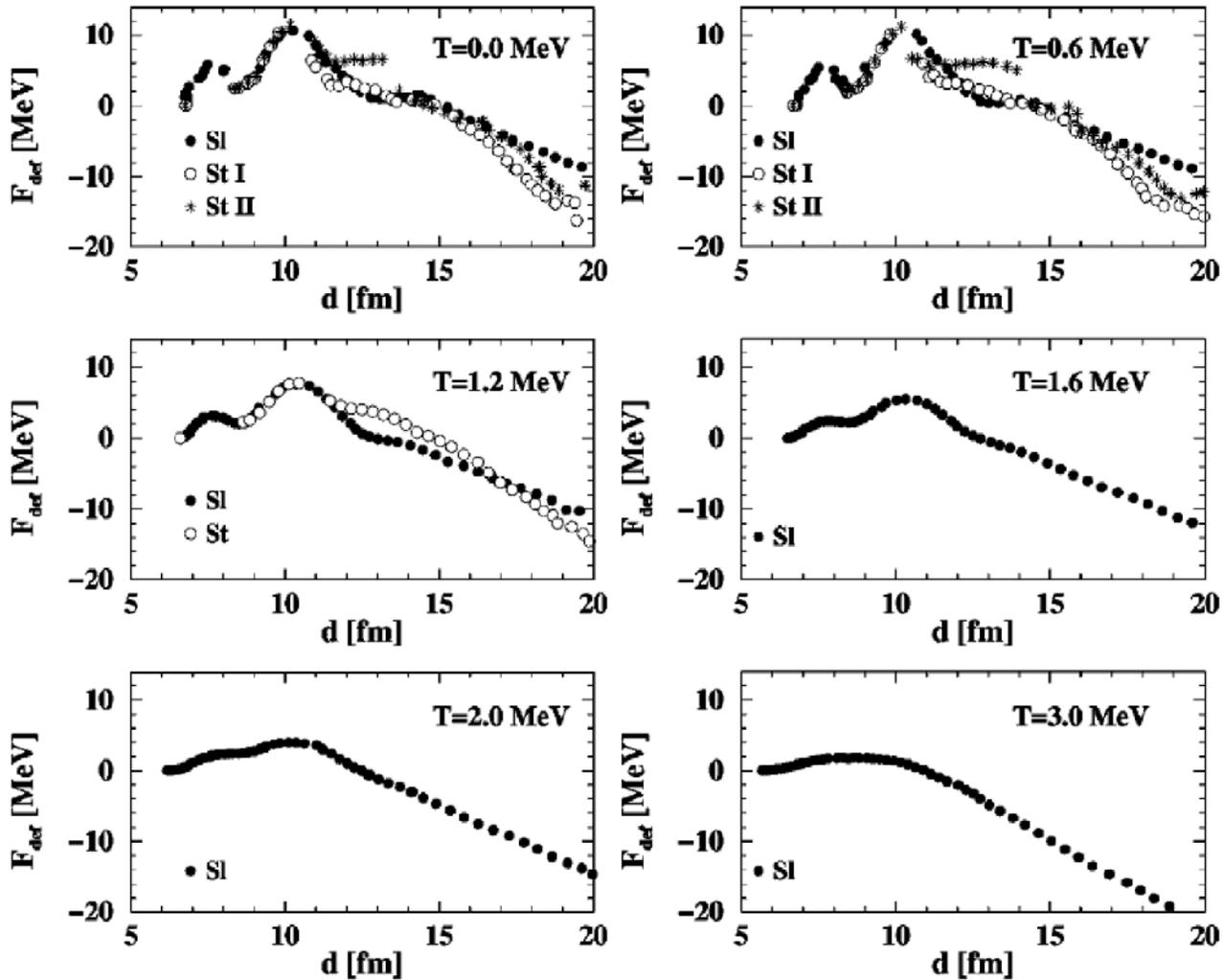
B. D. Wilkins, E. P. Steinberg, and R. R. Chasman

*Chemistry Division, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439*

(Received 1 June 1976)



# Моды деления.



M.C. Duijvestijn, A.J. Koning, F.-J. Hamsch. Mass distributions in nucleon-induced fission at intermediate energies. Phys. Rev. C. 64, 014607 (2001)

# Моды деления.

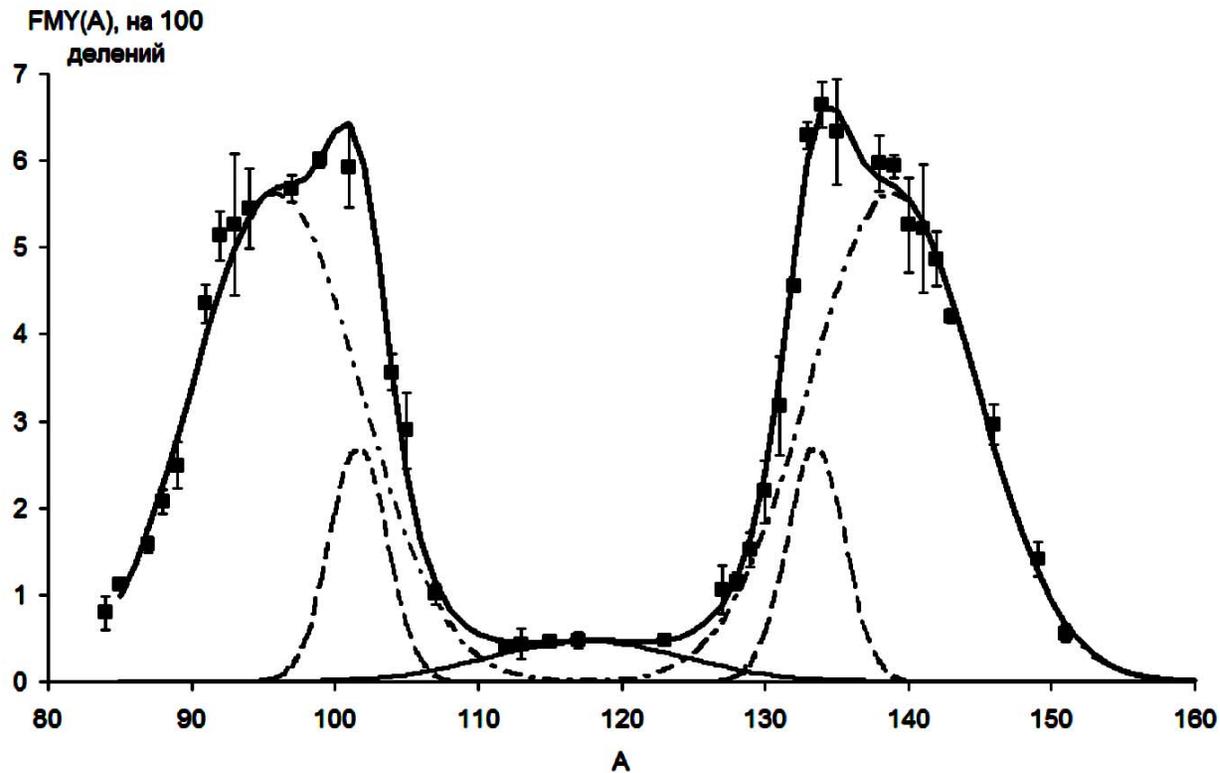
$$Y(A) = Y_{SL}(A) + Y_{STI}(A) + Y_{STII}(A) = K_{SL} \exp \left[ -\frac{(A - \bar{A}_{SL})^2}{2\sigma_{SL}^2} \right] + \\ + K_{STI} \exp \left[ -\frac{(A - \bar{A}_{SL} - D_{STI})^2}{2\sigma_{STI}^2} \right] + K_{STI} \exp \left[ -\frac{(A - \bar{A}_{SL} + D_{STI})^2}{2\sigma_{STI}^2} \right] + \\ + K_{STII} \exp \left[ -\frac{(A - \bar{A}_{SL} - D_{STII})^2}{2\sigma_{STII}^2} \right] + K_{STII} \exp \left[ -\frac{(A - \bar{A}_{SL} + D_{STII})^2}{2\sigma_{STII}^2} \right], \quad (51)$$

где параметры гауссиан  $K_{SL}, K_{STI}, K_{STII}, \sigma_{SL}, \sigma_{STI}, \sigma_{STII}$  — амплитуды и ширины симметричной (SL) и несимметричных мод (STI, STII) деления,  $\bar{A}_{SL}$  — наиболее вероятное значение массы для симметричной моды деления,  $\bar{A}_{SL} - D_{STI}, \bar{A}_{SL} + D_{STI}$  — наиболее вероятные значения масс для легкого и тяжелого осколка несимметричной моды деления STI,  $\bar{A}_{SL} - D_{STII}, \bar{A}_{SL} + D_{STII}$  — наиболее вероятные значения масс для легкого и тяжелого осколка несимметричной моды деления STII.

Brosa U., Grossmann S., Moller A. Nuclear scission // Physics Reports. — 1990. — Vol. 197, no. 4. — P. 167 – 262.

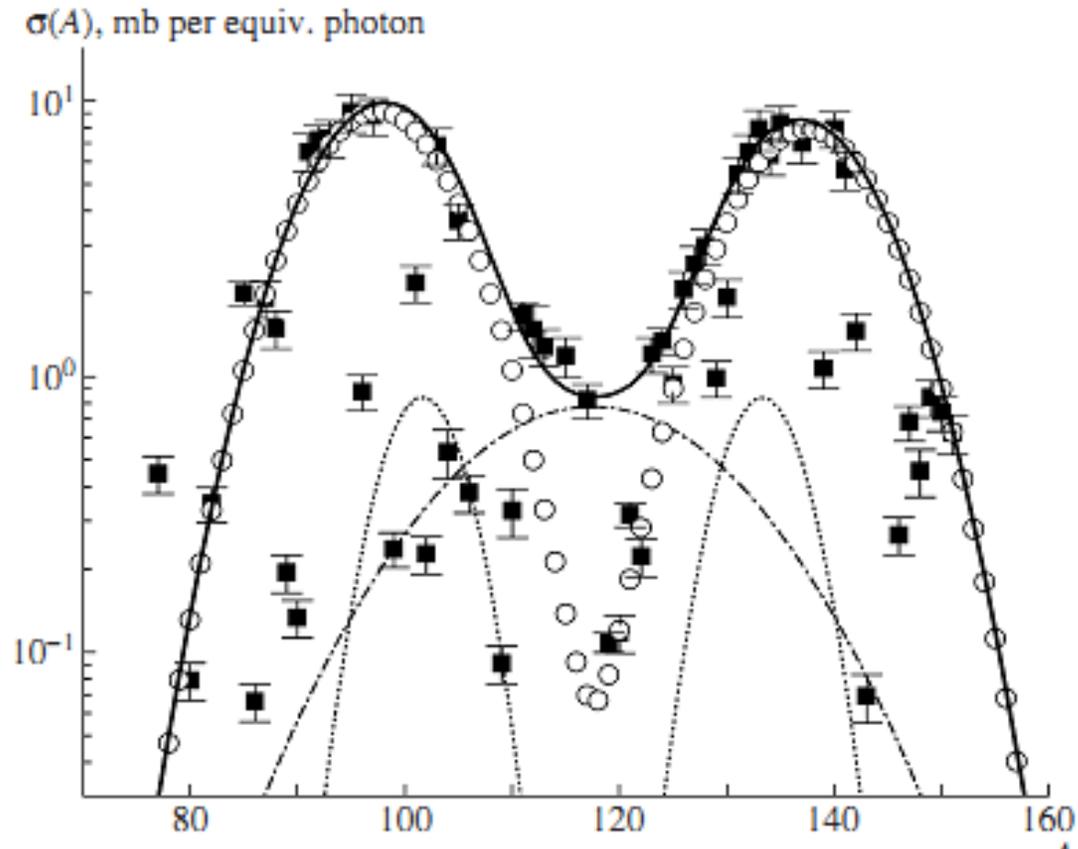
Duijvestijn M. C., Koning A. J., Hamsch F.-J. Mass distributions in nucleon-induced fission at intermediate energies // Phys. Rev. C. — 2001. — Vol. 64. — P. 014607.

# Моды деления.



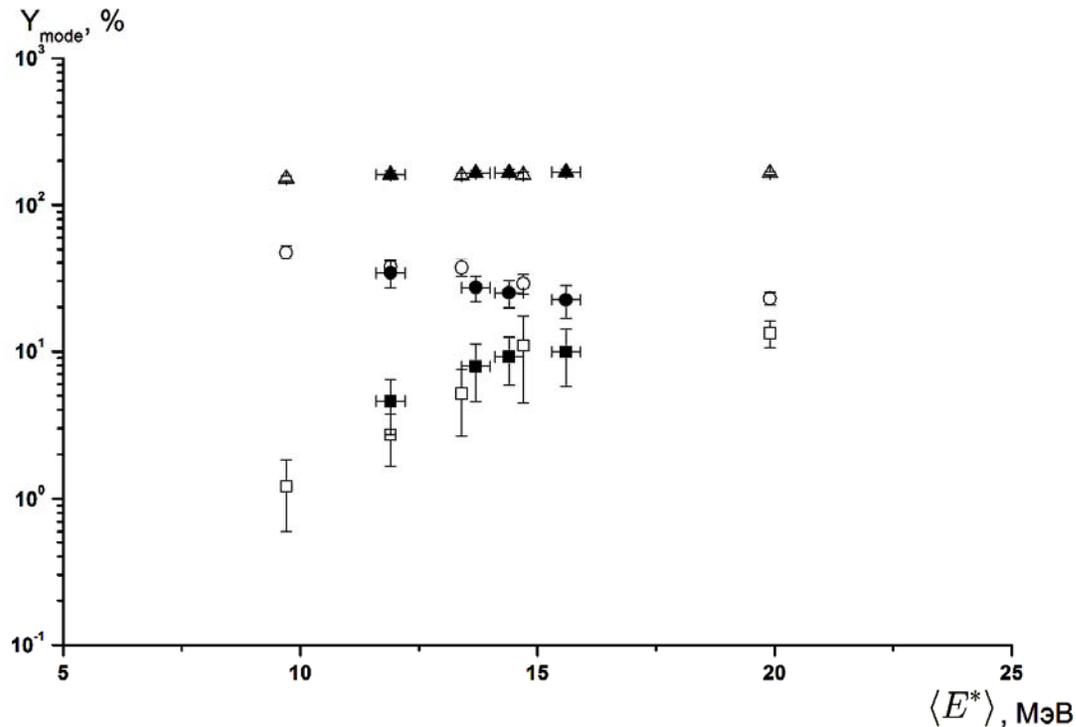
Аппроксимация массового распределения 5-ю гауссовыми кривыми при фотоделении  $^{238}U$  тормозными  $\gamma$ -квантами с верхней границей спектра 29.1МэВ. Точками показаны экспериментальные данные. Компоненты массового распределения -  $STI$  (штриховая линия),  $STII$  (штрих-пунктирная линия),  $SL$  (линия). Полные массовые выходы  $FMY(A)$ , нормированные на 100 делений, показаны жирной линией.

# Моды деления.



Демехина Н., Карапетян Г. Мультимодальное приближение для фотоделения  $^{238}\text{U}$  в области промежуточных энергий // Ядерная физика. — 2008. — Т. 71, № 1. — С. 28–

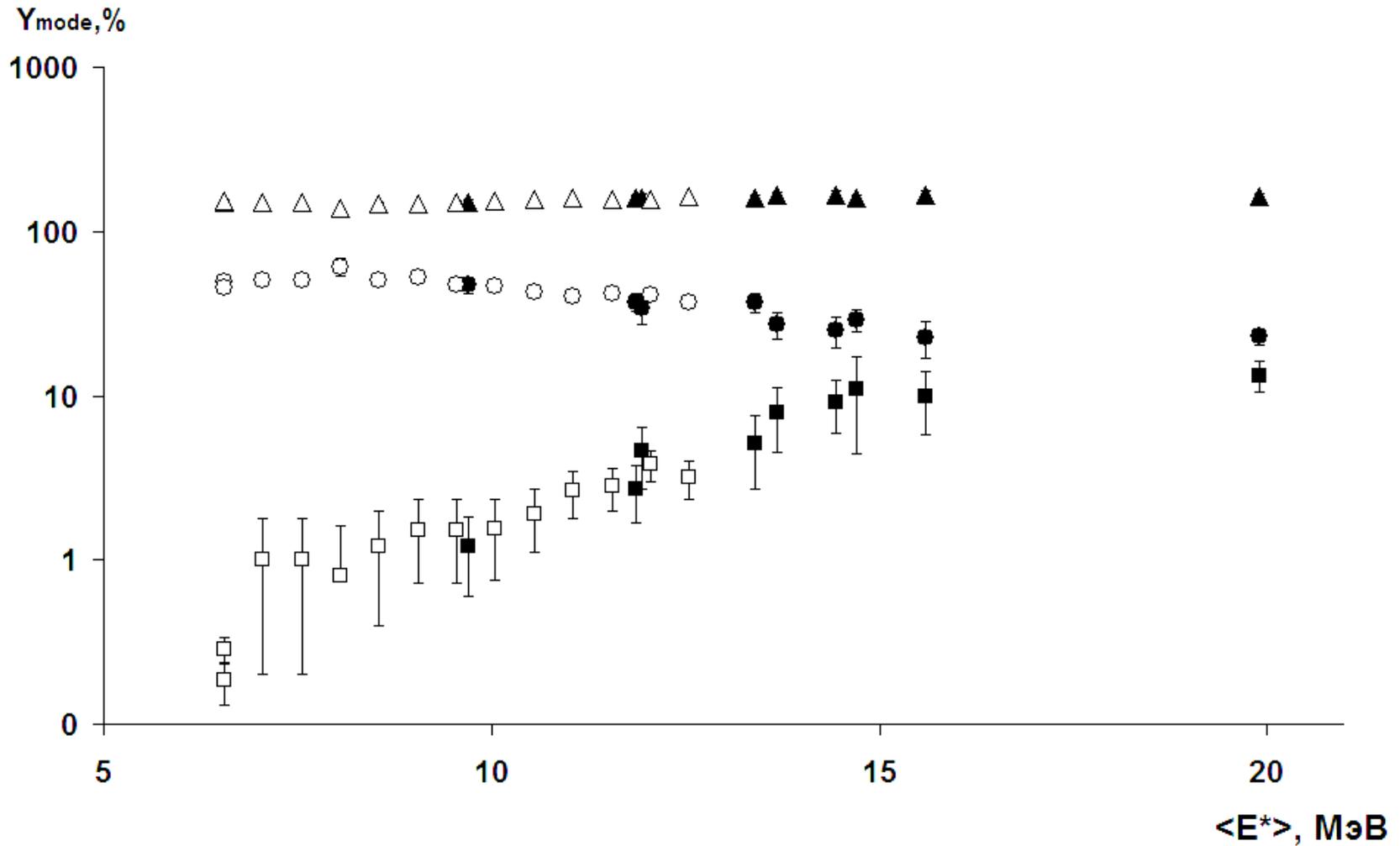
# Моды деления.



Вклады различных мод деления  $Y_{mode}$  в массовое распределение фотоделения  $^{238}_{92}\text{U}$  в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра  $\langle E^* \rangle$ .  $\Delta$ ,  $\circ$ ,  $\square$ — Вклады мод деления STII, STI, SL, рассчитанные на основе массового распределения из работы[1] в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра  $^{238}\text{U}$ .  $\blacktriangle$ ,  $\bullet$ ,  $\blacksquare$  — вклады мод деления рассчитанные на основе массового распределения в настоящей работы. Выходы мод нормированы на 100 делений:  $Y_{SL} + Y_{STI} + Y_{STII} = 200\%$ .

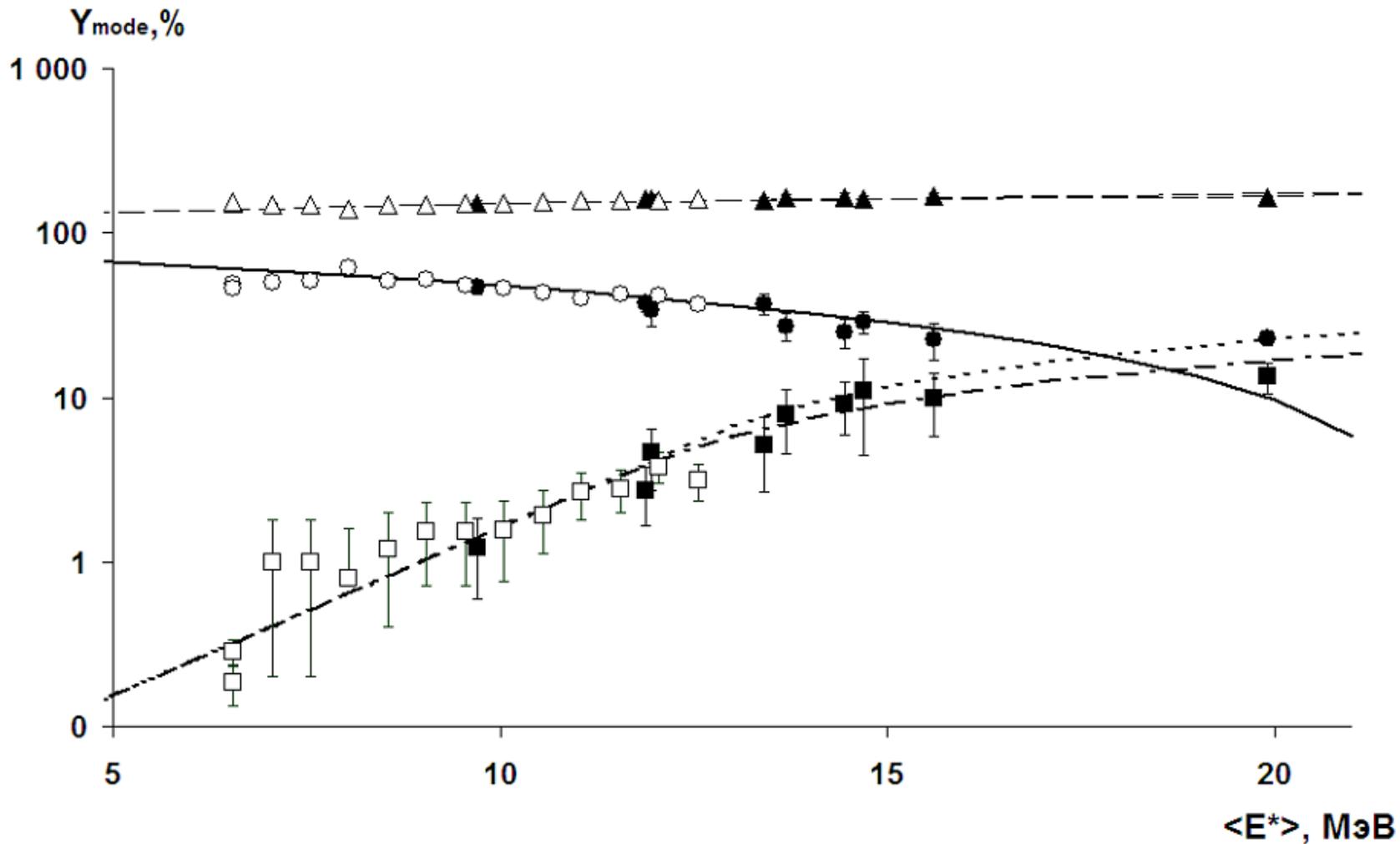
- [1] Fragment mass and kinetic energy distributions for the photofission of  $^{238}\text{U}$  with 12-, 15-, 20-, 30-, and 70-MeV bremsstrahlung / E. Jacobs, A. De Clercq, H. Thierens et al. // Phys. Rev. C. — 1979. — Vol. 20. — P. 2249–2256.

# Моды деления.



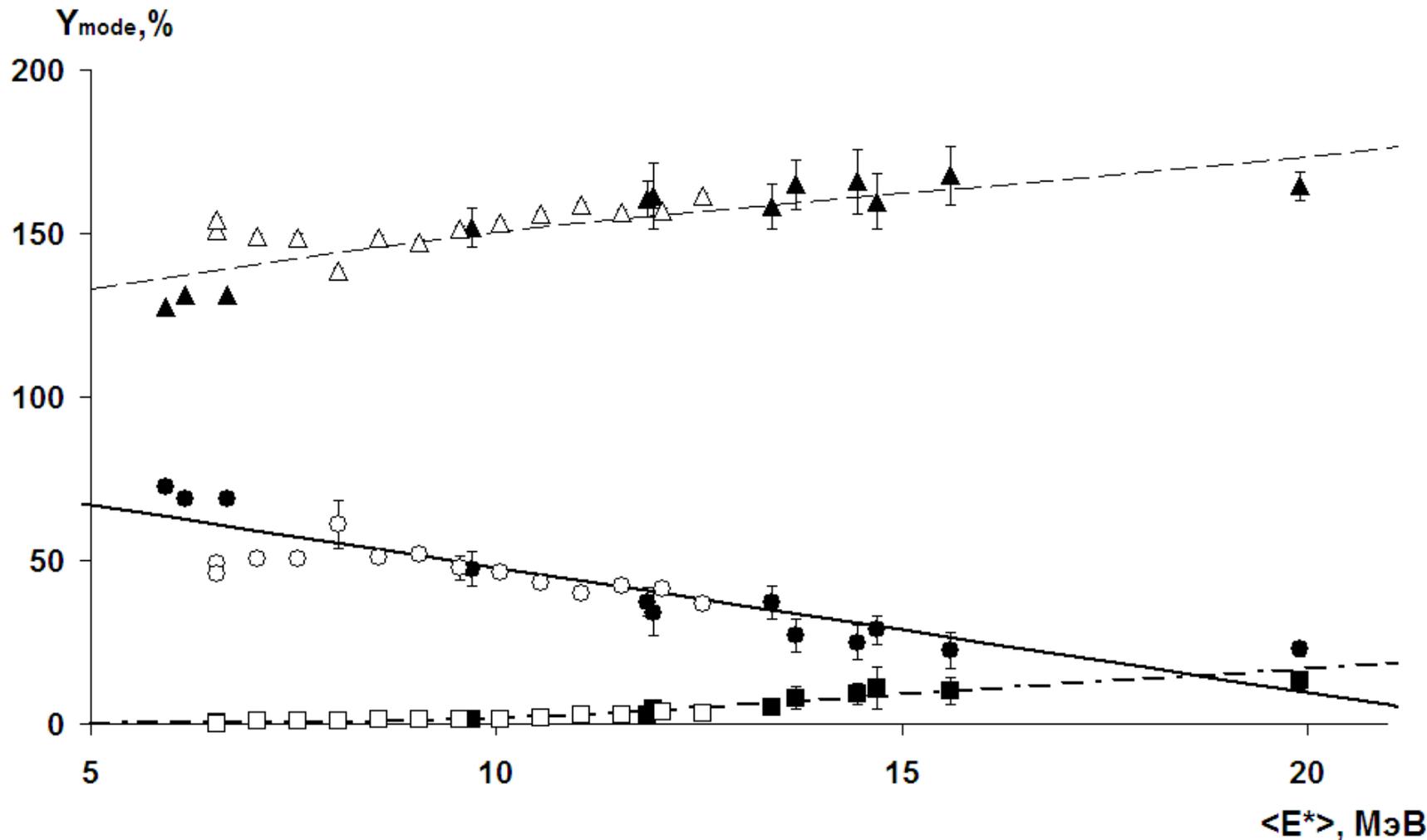
Systematics of fission-channel probabilities / U. Brosa, H.-H. Knitter, Tie-shuan Fan et al. // Phys. Rev. C. — 1999. — Vol. 59. — P. 767–775.

# Моды деления.



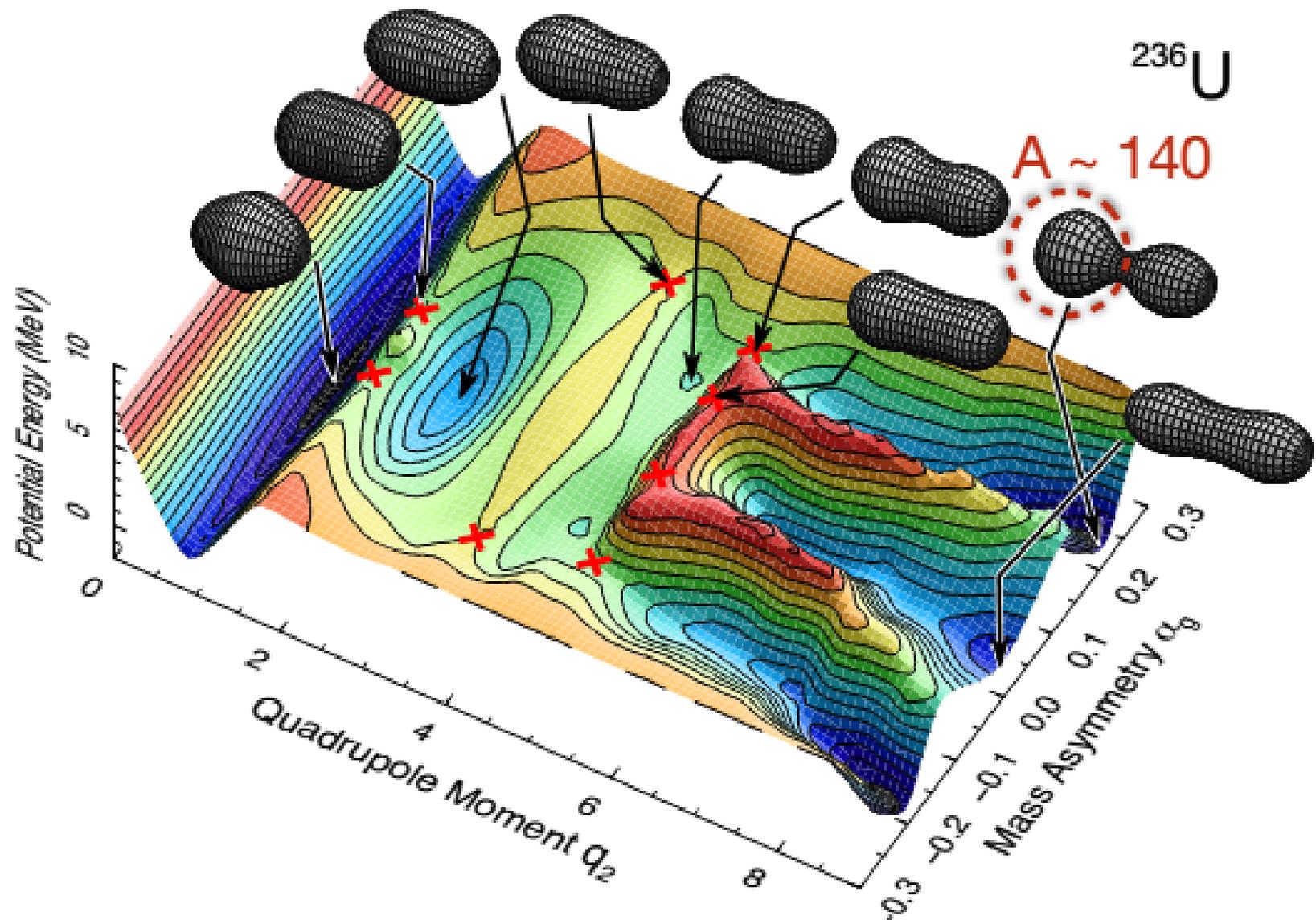
Systematics of Fission-Product Yields / Ed. by Arthur C. Wahl. — Los Alamos National Laboratory., 2002.

# Моды деления.



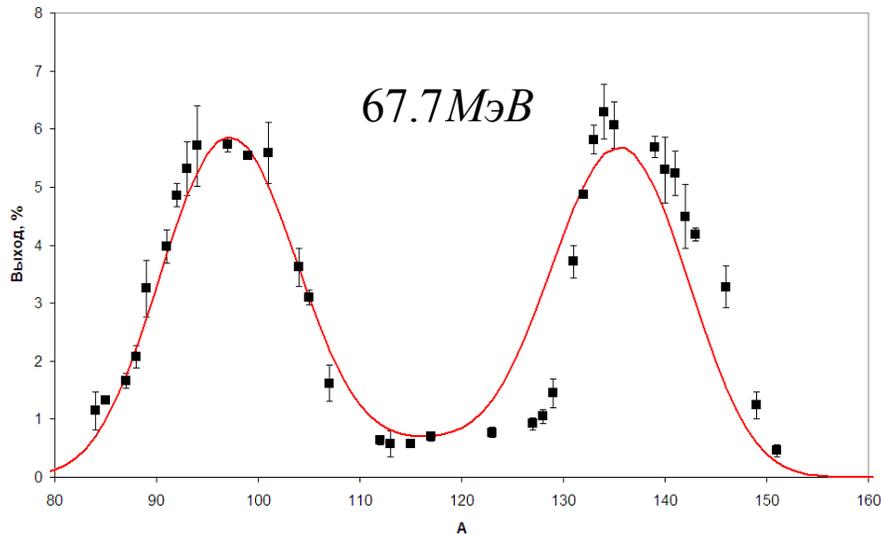
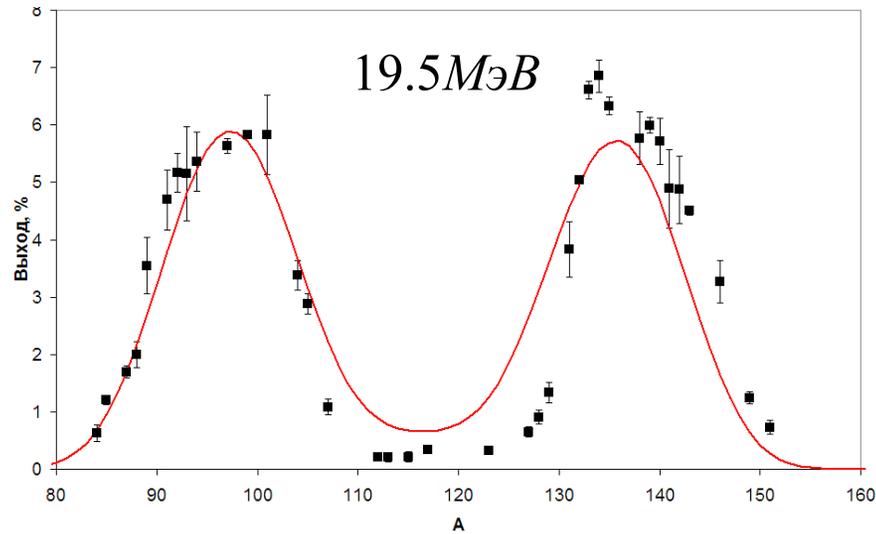
A. Gook, M. Chernykh, C. Eckardt et. al. Fragment characteristics from fission of  $^{238}\text{U}$  and  $^{234}\text{U}$  induced by 6.5–9.0 MeV bremsstrahlung. Nucl. Phys. A. 851, 1 (2011)

# Schematic picture of 2D fission potential-energy surface for $^{236}\text{U}$



# Теоретический расчет. TALYS.

Koning A., Hilaire S., Duijvestijn M. Talys - 1.0 // Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology - ND2007 / Ed. by O.Bersillon, F.Gunsing, E.Bauge et al. — EDP Sciences, 2008. — P. 211–214.



# Основные результаты.

1. Получены массовые распределения осколков фотоделения  $^{238}\text{U}$  под действием тормозного гамма - излучения при четырех энергиях ускорителя электронов - 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ.

2. Впервые проведен совместный анализ и сравнение симметричной и несимметричных мод деления под действием гамма - квантов. Проведено сравнение полученных результатов с предсказанием мультимодальной модели деления зависимости отдельных мод деления от энергии возбуждения делящегося ядра. Показано, что вклад моды симметричного деления растет при увеличении энергии возбуждения ядра  $^{238}\text{U}$ . Показано, что несимметричные моды ведут себя по-разному. Вклад несимметричной моды STI, связанной со сферической нейтронной оболочкой  $N = 82$ , быстро падает. Вклад несимметричной моды STII, связанной с деформированной нейтронной оболочкой  $N = 86 - 88$ , практически не изменяется.

3. Впервые выполнено сравнение мод деления изотопов урана под действием гамма - квантов и нейтронов. Показано, что отношение несимметричного и симметричного деления для фотоделения  $^{238}\text{U}$  и деления составного ядра  $^{238}\text{U}$ , образованного под действием нейтронов, а также поведение отдельных мод деления совпадают, что отражает статистическую природу деления.

# Основные результаты.

4. Обоснован метод сравнения полученных результатов на пучках гамма - квантов на основе анализа энергии возбуждения делящегося ядра.

5. Показано, что симметричная компонента массового распределения увеличивается в 3-4 раза относительно несимметричной при увеличении средней энергии возбуждения ядра  $^{238}\text{U}$  от 12 до 16 МэВ.

6. Определено среднее число нейтронов, образующихся в результате фотоделения  $^{238}\text{U}$ . Показано, что зависимость от энергии возбуждения ядра среднего числа нейтронов деления совпадает с результатами, полученными на пучках квазимонохроматических фотонов.

7. Получена оценка отношения выходов реакции фотоделения и фотонейтронной реакции под действием тормозных гамма - квантов. Показано, что эти отношения совпадают с оцененными ядерными данными.

Спасибо за внимание.