

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА «Общей ядерной физики»

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА
«ЗАРЯДОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ЯДЕР-ИЗОБАР ПРИ
ФОТОДЕЛЕНИИ ^{238}U »

Выполнил студент

413 группы

АВДОНИН ЕВГЕНИЙ АЛЕКСЕЕВИЧ

Подпись студента

Научный руководитель:

К.ф.-м.н., доцент кафедры общей ядерной физики

КУЗНЕЦОВ АЛЕКСАНДР АЛЕКСАНДРОВИЧ

Подпись научного руководителя

Допущена к защите

Зав. кафедрой _____

Подпись зав. кафедрой

МОСКВА

2021

Содержание:

1. Введение
2. Методика проведения эксперимента и обработки данных
 - 2.1. Методика проведения эксперимента
 - 2.2. Методика обработки данных
 - 2.3. Учет живого времени детектора
3. Результаты и обсуждение
 - 3.1. Зарядовое распределение продуктов фотоделения
 - 3.2. Расчет выходов продуктов фотоделения
 - 3.3. A=131
 - 3.4. A=132
 - 3.5. A=133
 - 3.6. A=139
 - 3.7. Аппроксимация зарядового распределения функциями Гаусса.
 - 3.8. Сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями гипотез UCD и MPE
 - 3.9. Сравнение с результатами других работ
4. Итоги и выводы
5. Список литературы

1. Введение

Деления атомных ядер – очень сложный процесс. Это явление было открыто много десятилетий назад и с тех пор интерес к его изучению не спадает. Это связано как с фундаментальными вопросами ядерной физики, так и с прикладными аспектами ядерной энергетики.

Существует множество моделей и теорий, описывающих процесс деления атомного ядра, но из-за недостатка экспериментальных данных во многих прикладных исследованиях применяются результаты теоретических расчетов и моделирования. Именно поэтому для уточнения параметров различных существующих моделей необходимо получение новых экспериментальных данных.

В настоящей работе выполнено экспериментальное и теоретическое исследование зарядового распределения для ядер-изобар при фотоделении ядер ^{238}U . Были получены зарядовые распределения осколков деления для цепочек ядер с массовыми числами: 131, 132, 133 и 139. Проведено сравнение полученных в эксперименте результатов с результатами работ, выполненных на тормозных пучках гамма-квантов и пучках протонов [1]-[3] и гипотезами неизменного распределения заряда (UCD) и минимума потенциальной энергии (MPE).

2. Методика проведения эксперимента и обработки данных.

2.1 Методика проведения эксперимента.

Исследование осколков фотоделения ^{238}U проводилось в настоящей работе с использованием гамма-активационного метода, то есть метода, в котором анализируется радиоактивность, наведенная в исследуемой мишени потоком γ -квантов от ускорителя. Этот метод позволяет в одном

эксперименте определить выходы нескольких осколков фотоделения в цепочке распадов ядер-изобар, что существенно повышает точность полученных результатов.

Мишень, содержащая исследуемые ядра, облучается потоком тормозных γ -квантов, получаемых при бомбардировке тормозной мишени электронами ускорителя. После окончания облучения мишень перемещается к гамма-спектрометру, производящему запись спектра остаточной активности. Полученный спектр γ -квантов позволяет определить продукты распада, образовавшиеся в результате деления ядер ^{238}U . Схема проведения эксперимента показана на рисунке 1.

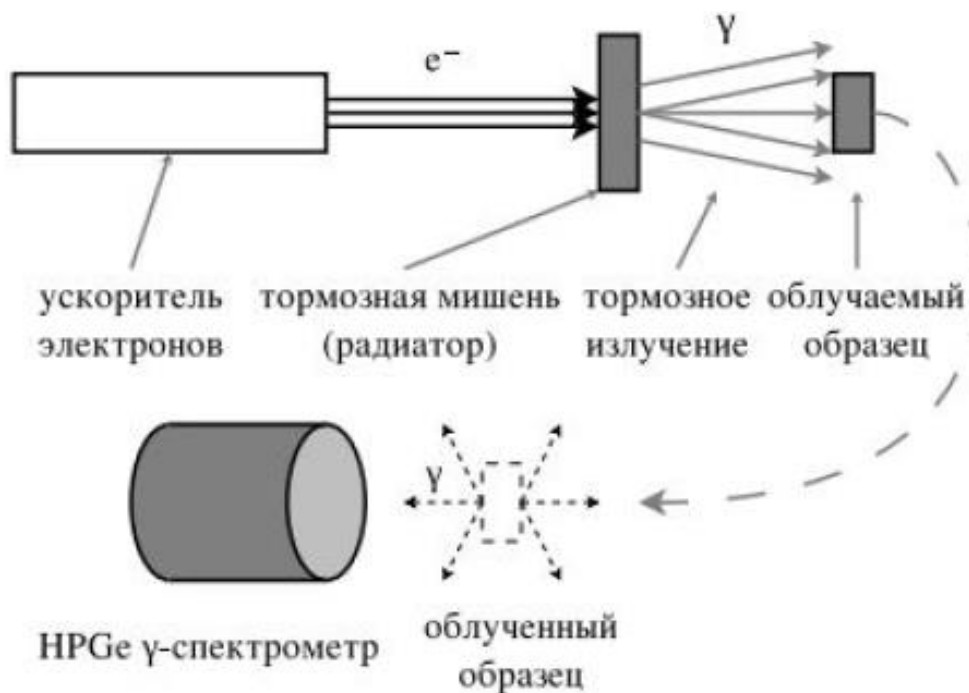


Рис.1. Схема проведения эксперимента.

Эксперимент по облучению мишени из урана был проведен на тормозном пучке ускорителя РТМ55 НИИЯФ МГУ с энергией пучка 55МэВ [7]. Облучаемая мишень представляет собой порошок оксида урана, помещенный в специальный алюминиевый контейнер с размерами 25×25×1,88 мм. Масса порошка оксида урана составляет 0,613 граммов, а масса урана в мишени - 450 мг. В эксперименте использовалась тормозная мишень, изготовленная из

вольфрама толщиной 0,2 мм. После окончания облучения образец переносился на детектор из сверхчистого германия, на котором записывались спектры остаточной активности образца. Запись спектров начиналась через 2 минуты после окончания облучения. В результате деления образуется большое число осколков, большая часть которых при распаде излучает γ -кванты. На рис.2-4 показаны спектры остаточной активности, записанные в разное время после окончания облучения.

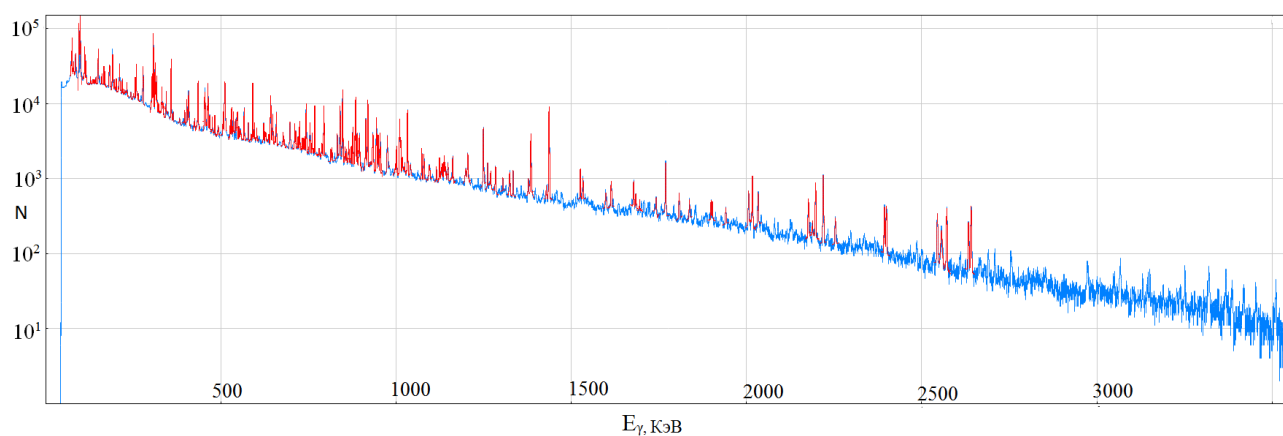


Рис.2. Активность сразу после окончания облучения.

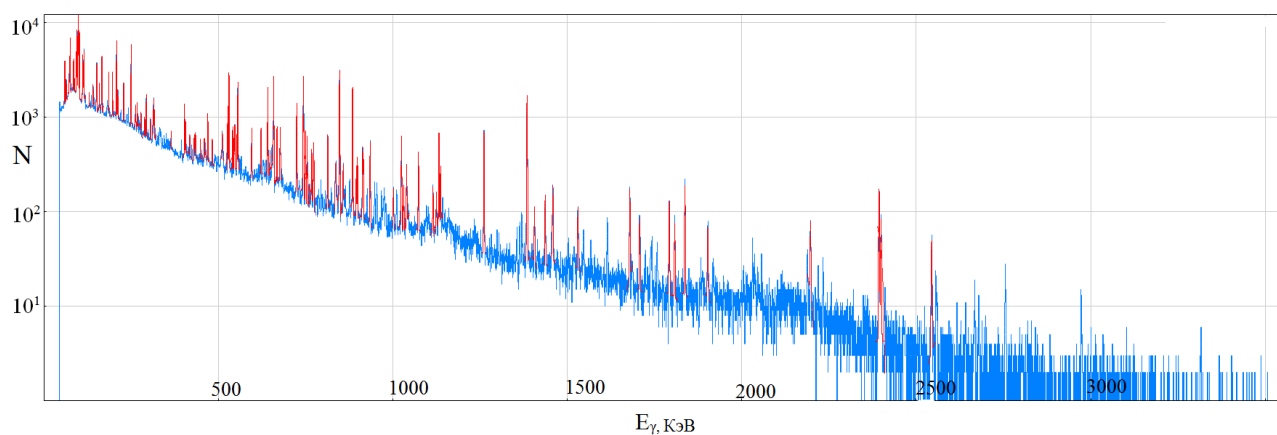


Рис.3. Активность через 5 часов после окончания облучения.

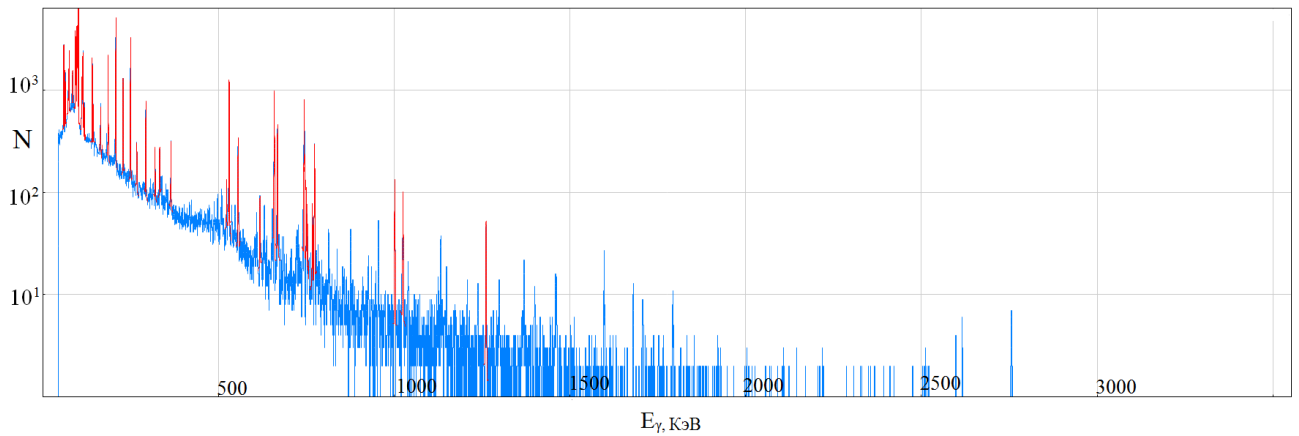


Рис.4. Активность через сутки после окончания облучения.

2.2. Методика обработки данных

Ядра-изобары, образующиеся в результате деления урана, связаны между собой цепочкой последовательных β^- -распадов. Пример такой цепочки показан на рис.5.

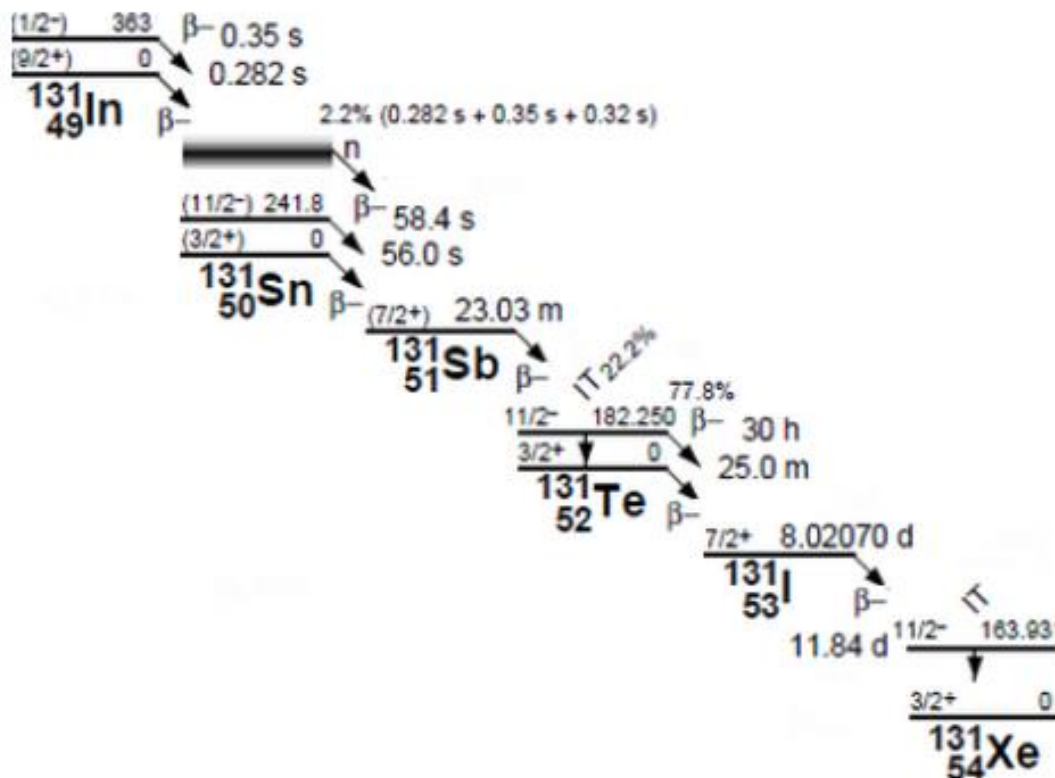


Рис.5. Цепочка последовательных распадов ядер-изобар с $A=131$.

Каждый радиоактивный изотоп в цепочке может образовываться как непосредственно в процессе деления ядер урана, так и путем β^- -распада родительских ядер, которые также образовались в процессе деления. В настоящей работе экспериментально определялись два вида выходов реакции: независимый и накопленный.

Независимый выход (Англ. Independent yield, IY) – это число радиоактивных ядер определенного нуклида, образовавшегося в результате деления, без учета распада родительских ядер.

Накопленный выход (Англ. Cumulative yield, CY) – это суммарное число ядер определенного нуклида, образовавшегося как в процессе деления, так и путем β^- -распада родительских ядер.

Полный выход цепи – это накопленный выход долгоживущего ядра, находящегося в конце цепочки распадов ядер-изобар с определенным массовым числом.

В спектрах остаточной активности видны различные фотопики с определенной энергией. На рис.6. показана аппроксимация фотопика функцией Гаусса.

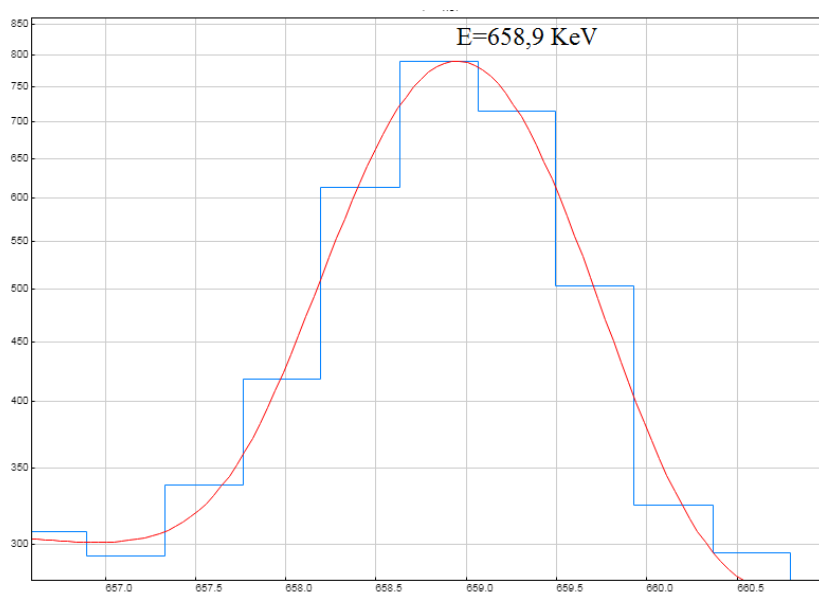


Рис.6. Аппроксимация фотопика функцией Гаусса.

Фотопик распадается согласно закону радиоактивного распада:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1)$$

Где N – число нераспавшихся ядер в момент времени t , N_0 – число ядер в начальный момент времени, λ – постоянная распада.

Для того, чтобы определить какому радиоактивному ядру принадлежит фотопик, нужно определить период полураспада, с которым он распадается.

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

$$N = N_0 e^{-\frac{\ln 2 \cdot t}{T_{1/2}}} \quad (3)$$

На рис.7. показана аппроксимация кривых распада для изотопа ^{131}Sb . Периоды полураспада, определенные экспериментально, совпадают в пределах погрешностей с табличным значением (23,03 минуты).

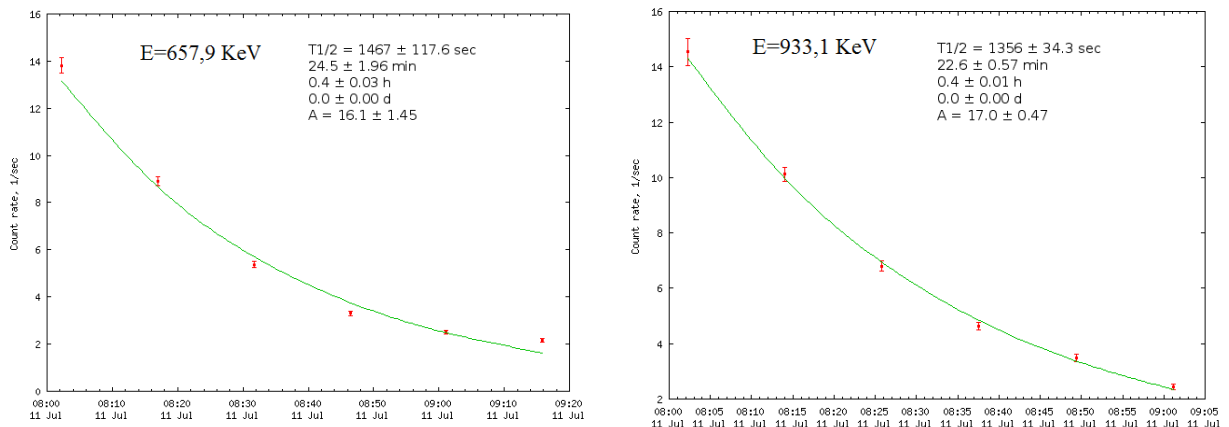


Рис.7. Экспериментальное определение периодов полураспада для отдельных γ -пиков с энергиями 657,9 и 93361 КэВ.

Площадь фотопика определяется соотношением:

$$S = kN_{10}(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)}) \quad (4)$$

Где N_{10} – это число радиоактивных ядер на момент окончания облучения.
 $k = Eff \cdot I_\gamma$ где Eff – эффективность детектора, I_γ – квантовый выход [8],[10].

Исследуемый изотоп может образовываться как в результате фотоделения ядер урана, так и в результате распада родительских ядер, полученных в ходе фотоядерной реакции. В расчетах выходов учитываются оба канала образования ядра. Пусть в результате фотоделения образуется ядро 1, которое потом распадается в ядро 2. Запишем систему дифференциальных уравнений, которые описывают изменение количества этих ядер со временем:

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + y_1 \\ \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 + y_2 \end{cases} \quad (5)$$

Где N_1 и N_2 – числа ядер 1 и 2, λ_1 и λ_2 – постоянные распада ядер 1 и 2, y_1 и y_2 – выходы образования ядер 1 и 2.

Если известна только площадь фотопика S за достаточно большой промежуток времени, то можно определить число ядер 1 на момент окончания облучения:

$$N_{10} = \frac{S}{k(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})} \quad (6)$$

Определив N_{10} по площади пика, рассчитаем выход реакции:

$$y_1 = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})} \quad (7)$$

Здесь y_1 – накопленный выход ядер 1.

Накопленный выход определяется для нескольких γ -линий спектра и затем вычисляется средневзвешенное значение выхода:

$$Y_{\text{средн}} = \frac{\sum_1^n \omega_i Y_i}{\sum_1^n \omega_i} \quad (8)$$

Где $\omega_i = \text{Eff} \cdot I_\gamma$.

Решая систему уравнений (5) для ядер 2 получим:

$$N_2(t) = e^{-\lambda_2 t} \left(N_{20} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \right) + e^{-\lambda_1 t} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \quad (9)$$

Где:

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

Здесь первое слагаемое отвечает за распад ядер 2, а последние два слагаемых – за накопление. На рис.8. показана зависимость числа ядер от времени. Здесь t_1 – момент окончания облучения, а запись спектров производилась в промежутке $t_2 - t_3$.

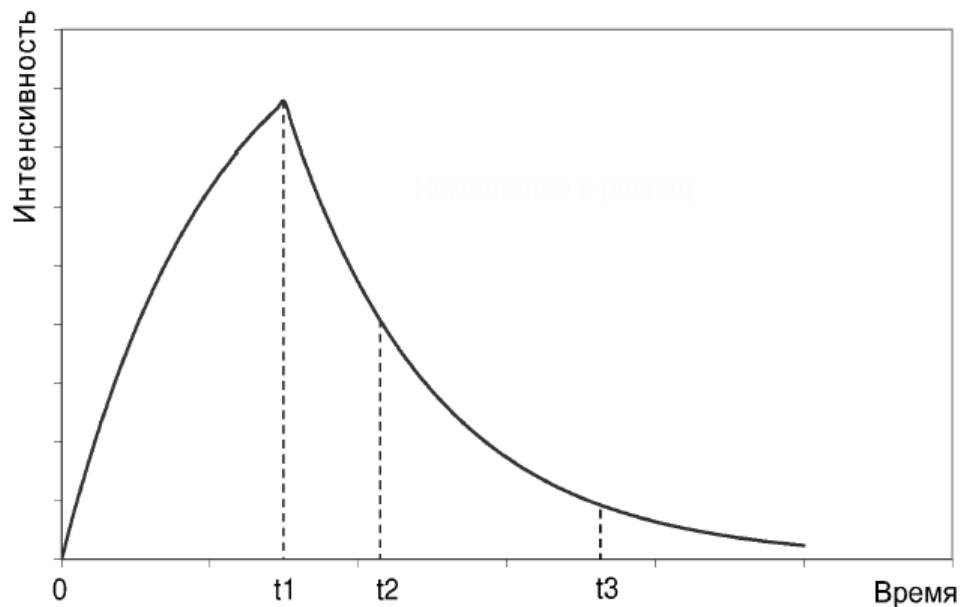


Рис.8. Накопление и распад ядер.

В итоге, если мы знаем накопленный выход ядер 1, то мы можем определить независимый выход ядер 2:

$$y_2 = \frac{\lambda_2 N_{20}}{1 - e^{-\lambda_2 t_1}} - y_1 \frac{\lambda_2(1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1(1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{(\lambda_2 - \lambda_1)(1 - e^{-\lambda_2 t_1})} \quad (11)$$

2.3. Учет живого времени детектора

В процессе обработки экспериментальных данных для идентификации гамма-линий и определения накопленного числа ядер некоторого радиоактивного изотопа сравнивались несколько спектров остаточной активности, записанные через равные промежутки времени (t_{real}) после окончания облучения. Для повышения точности результатов необходимо учесть при расчетах изменение живого времени детектора (t_{live}) в процессе эксперимента. Зависимость отношения живого времени к реальному аппроксимируется функцией:

$$y = A_0 + A_1 e^{-xt} \quad (12)$$

Где $y = \frac{t_{live}}{t_{real}}$, A_0 , A_1 и x – константы, определяемые из аппроксимации.

На рис.9 Представлена экспериментальная зависимость $\frac{t_{live}}{t_{real}}$ от времени и результаты аппроксимации.

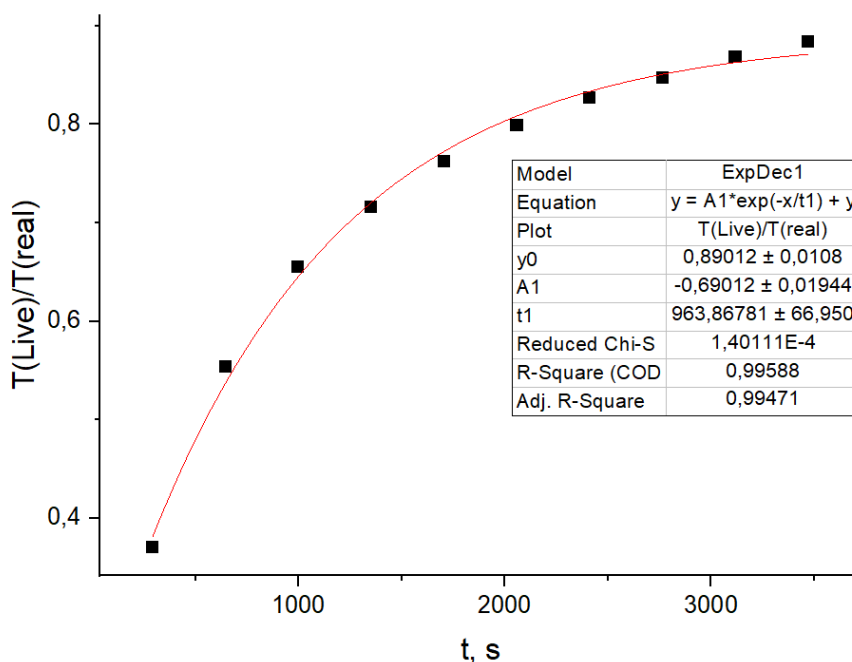


Рис.9. Изменение живого времени детектора в процессе эксперимента.

С учетом результатов аппроксимации, получив значения констант A_0 , A_1 и x , запишем формулу для нахождения накопленного числа ядер:

$$N_{10} = \frac{S}{k_1 A_0 (e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)}) + \frac{k_1 \lambda_1 A_1}{\lambda_1 + x} (e^{-(\lambda_1+x)(t_2-t_1)} - e^{-(\lambda_1+x)(t_3-t_1)})} \quad (13)$$

3. Результаты и обсуждение.

3.1. Зарядовое распределение продуктов фотоделения.

Зарядовое распределение – это распределение выходов ядер-изобар с одинаковым массовым числом A , в зависимости от зарядового числа Z . Зарядовое распределение описывается функцией Гаусса:

$$IY(A, Z) = \frac{MY(A)}{\sqrt{\pi C}} \exp \left[-\frac{(Z - Z_p)^2}{C} \right] \quad (14)$$

Где $IY(A, Z)$ - это независимый выход ядер с определенными A и Z , $MY(A)$ - это полный выход цепочки с массовым числом A , Z_p – наиболее вероятный заряд, C – ширина зарядового распределения. Для деления ядер ^{238}U параметр ширины $C \approx 0,8$ [9].

При построении функции Гаусса, аппроксимирующей экспериментальное зарядовое распределение, $MY(A)$ и C используются как фиксированные параметры. Величина Z_p определяется из аппроксимации. Существует несколько гипотез, описывающих наиболее вероятный заряд Z_p .

Гипотеза неизменного распределения заряда (Англ. UCD – unchanged charge distribution) утверждает, что соотношение числа протонов и нейтронов в обоих осколках деления такое же, как и в делящемся ядре. Согласно этой гипотезе [2], наиболее вероятный заряд определяется соотношением:

$$Z_{UCD} = \frac{Z_f}{A_f} A \quad (15)$$

Здесь Z_f и A_f – зарядовое и массовое число делящегося ядра, A - массовое число продукта фотоделения.

Гипотеза минимума потенциальной энергии (Англ. MPE – minimum potential energy). Согласно гипотезе, распределение заряда при делении соответствует минимуму суммы потенциальной энергии и энергии кулоновского отталкивания. Это соответствует максимальной энергии возбуждения и энергии деления.

3.2. Расчет выходов продуктов фотоделения.

Перед каждым расчетом проводилась расшифровка спектров остаточной активности. Из нескольких γ -переходов, принадлежащих одному конкретному изотопу, выбирались только те, которые подходят по периоду полураспада и которые не являются результатом наложения от γ -переходов других ядер. При расчетах использовались данные, взятые из [8]: периоды полураспада, энергии и интенсивности γ -переходов. В таблицах, представленных ниже, приведен тип выхода: ΣY – накопленный выход и IY – независимый выход.

3.3. $A = 131$

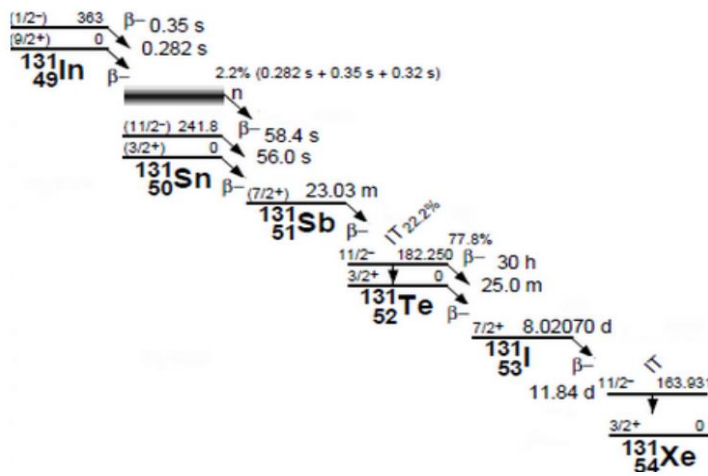


Рис.10. Цепочка последовательных распадов ядер-изобар с $A=131$.

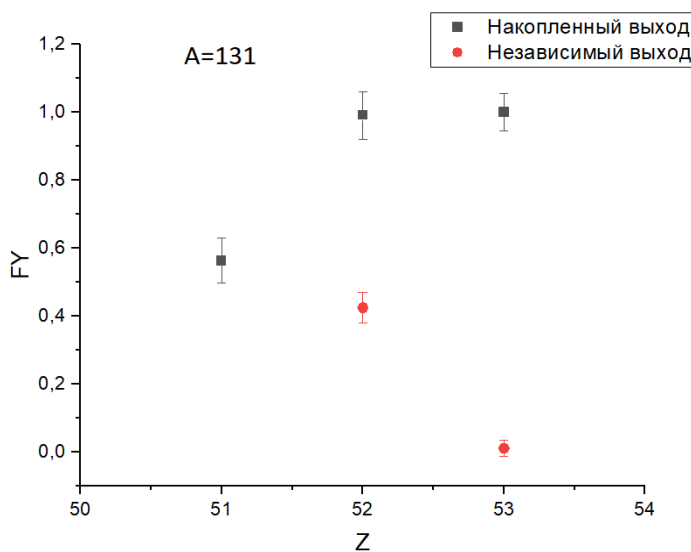


Рис.11. Зарядовое распределение для ядер-изобар с $A=131$. Выходы нормированы на полный выход цепи.

Таблица 1. Выходы ядер-изобар с A=131.

ИЗОТОП	T _{1/2}	E _γ , КэВ	I _γ , %	S	±ΔS	Y	±ΔY	Y _{средн}	±ΔY _{ср}	
¹³¹ ₅₁ Sb	23,03 m	642,3	23,0	27471	10	0,391	0,063	0,563	0,066	CY
¹³¹ ₅₁ Sb	23,03 m	933,1	26,1	11656	214	0,570	0,011			CY
¹³¹ ₅₂ Te	25 m	602,039	4,187	2270	148	0,639	0,041	0,654	0,024	CY
¹³¹ ₅₂ Te	25 m	948,542	2,26	9952	239	0,693	0,020			CY
^{131m} ₅₂ Te	30 h	334,27	12,49	2166	73	0,714	0,025	0,337	0,051	CY
^{131m} ₅₂ Te	30 h	744,2	2,07	12990	118	0,266	0,041			CY
^{131m} ₅₂ Te	30 h	852,21	27,0	286	26	0,197	0,009			CY
¹³¹ ₅₃ I	8,02 d	284,3	6,14	3863	215	0,949	0,041	1,000	0,055	CY
¹³¹ ₅₃ I	8,02 d	636,9	7,17	2522	97	1,089	0,048			CY
¹³¹ ₅₂ Te	25 m	602,039	4,187	2270	148	0,201	0,013	0,202	0,014	IY
¹³¹ ₅₂ Te	25 m	948,542	2,26	9952	239	0,225	0,006			IY
^{131m} ₅₂ Te	30 h	334,27	12,49	2166	73	0,614	0,020	0,223	0,031	IY
^{131m} ₅₂ Te	30 h	744,2	2,07	12990	118	0,152	0,007			IY
^{131m} ₅₂ Te	30 h	852,2	27,0	286	26	0,098	0,010			IY
¹³¹ ₅₃ I	8,02 d	284,3	6,14	3863	215	0,010	0,021	0,012	0,024	IY
¹³¹ ₅₃ I	8,02 d	636,9	7,17	2522	97	0,013	0,017			IY

3.4. A=132

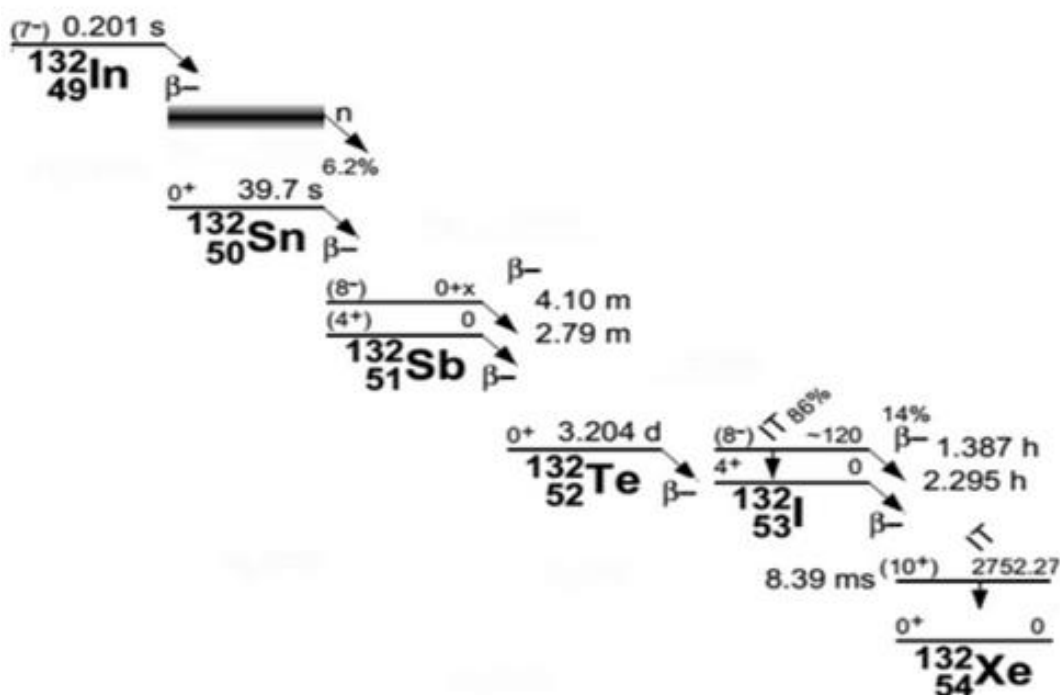


Рис.12. Цепочка последовательных распадов ядер-изобар с A=132.

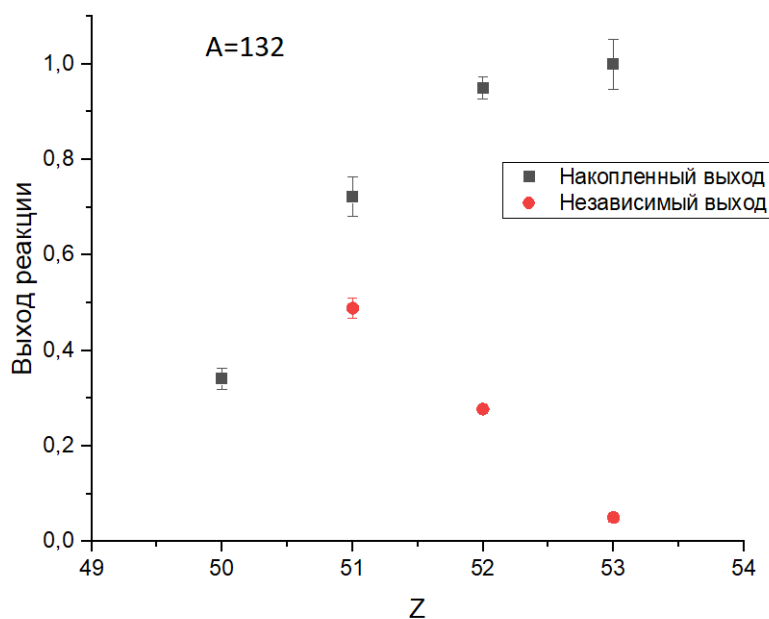


Рис. 13. Зарядовое распределение для ядер-изобар с A=132.

Таблица 2. Выходы ядер-изобар с A=132.

ИЗОТОП	T _{1/2}	E _γ , КэВ	I _γ , %	S	±ΔS	Y	±ΔY	Y _{средн}	±ΔY _{ср}	
¹³² ₅₀ Sn	39,7s	246,87	42,3	36	2	0,341	0,022	0,341	0,022	CY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	816,6	10,9	289	2	0,591	0,100	0,603	0,029	CY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	973,9	99,0	1347	49	0,641	0,040			CY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	989,6	14,9	114	32	0,409	0,108			CY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	103,4	35,0	513	82	0,521	0,030	0,112	0,013	CY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	150,6	66,0	260	2	0,047	0,005			CY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	973,9	100,0	1347	49	0,154	0,020			CY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	1041,5	18,0	160	30	0,104	0,022			CY
¹³² ₅₂ Te	3,204d	228,16	88,0	127600	424	0,949	0,023	0,950	0,023	CY
^{132m} ₅₃ I	1,387h	600,1	14,0	2270	148	0,490	0,040	0,490	0,040	CY
¹³² ₅₃ I	2,295h	667,7	99,0	1927	86	0,345	0,015	0,509	0,012	CY
¹³² ₅₃ I	2,295h	772,6	75,6	1499	25	0,755	0,019			CY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	816,6	10,9	289	2	0,485	0,030	0,387	0,019	IY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	973,9	99,0	1347	49	0,303	0,050			IY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	989,6	14,9	114	32	0,536	0,033			IY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	103,4	35,0	513	82	0,172	0,004	0,102	0,003	IY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	150,6	66,0	260	2	0,052	0,005			IY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	973,9	100,0	1347	49	0,113	0,034			IY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	1041,5	18,0	160	30	0,114	0,024			IY
¹³² ₅₂ Te	3,204d	228,16	88,0	127600	424	0,277	0,006	0,278	0,006	IY
^{132m} ₅₃ I	1,387h	600,1	14,0	2270	148	0,009	0,005	0,009	0,005	IY
¹³² ₅₃ I	2,295h	667,7	99,0	1927	86	0,041	0,004	0,041	0,004	IY

3.5. A=133

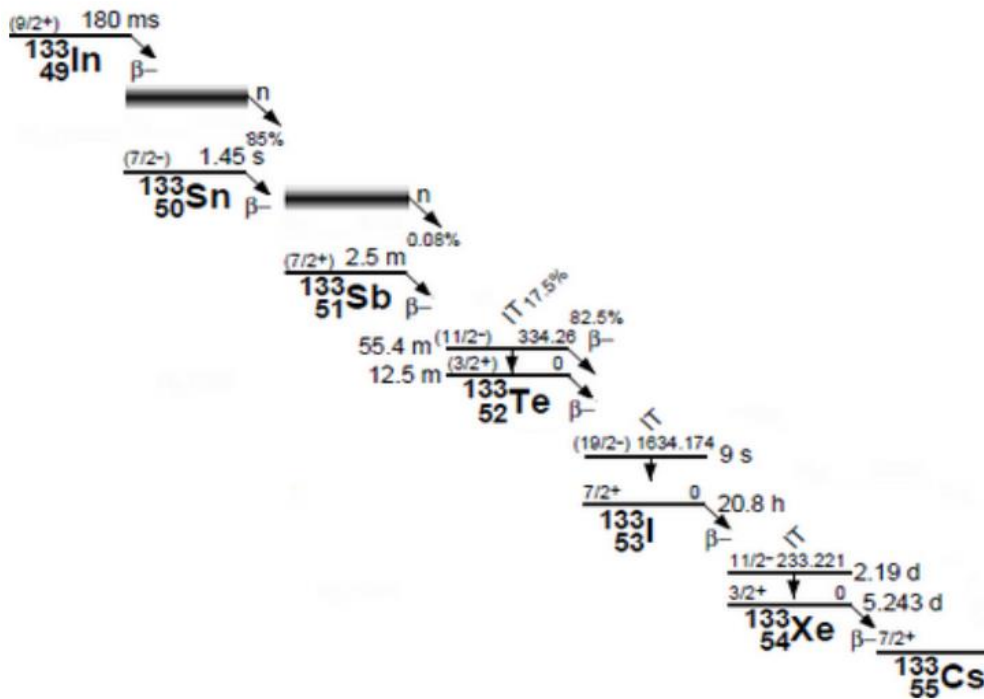


Рис.14. Цепочка последовательных распадов ядер-изобар с A=133

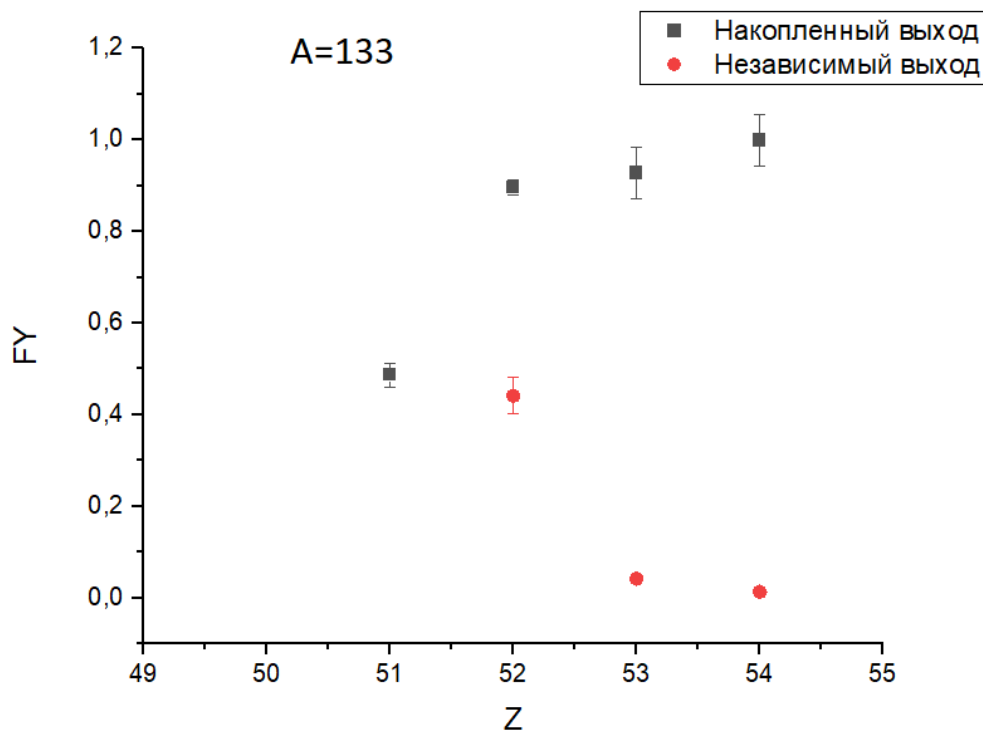


Рис.15. Зарядовое распределение для ядер изобар с A=133.

Таблица 3. Выходы ядер-изобар с A=133

ИЗОТОП	T _{1/2}	E _γ , КэВ	I _γ , %	S	±ΔS	Y	±ΔY	Y _{средн}	±ΔY _{ср}	
¹³³ ₅₁ Sb	2,5m	633,1	3,9	147	52	0,529	0,056	0,487	0,026	CY
¹³³ ₅₁ Sb	2,5m	817,5	18,5	413	2	0,326	0,039			CY
¹³³ ₅₂ Te	12,5m	312,172	62,0	16743	225	0,266	0,004	0,361	0,016	CY
¹³³ ₅₂ Te	12,5m	407,63	27,1	14799	197	0,667	0,012			CY
¹³³ ₅₂ Te	12,5m	719,71	8,9	626	72	0,194	0,024			CY
^{133m} ₅₂ Te	55,4m	647,51	19,4	9090	6	0,706	0,012	0,536	0,040	CY
^{133m} ₅₂ Te	55,4m	863,955	15,6	3555	1	0,531	0,011			CY
^{133m} ₅₂ Te	55,4m	912,69	55,28	10728	174	0,425	0,017			CY
¹³³ ₅₃ I	20,8h	529,872	87,0	33061	194	0,928	0,023	0,928	0,023	CY
¹³³ ₅₄ Xe	5,234d	80,99	38,0	36885	36	0,989	0,055	0,989	0,055	CY
^{133m} ₅₄ Xe	2,19d	233,221	100,0	3001	283	0,012	0,001	0,012	0,001	CY
¹³³ ₅₂ Te	12,5m	312,172	62,0	16743	225	0,1789	0,0004	0,216	0,007	IY
¹³³ ₅₂ Te	12,5m	407,63	27,1	14799	197	0,357	0,005			IY
¹³³ ₅₂ Te	12,5m	719,71	8,9	626	72	0,159	0,002			IY
^{133m} ₅₂ Te	55,4m	647,51	19,4	9090	6	0,386	0,019	0,234	0,043	IY
^{133m} ₅₂ Te	55,4m	863,955	15,6	3555	1	0,1539	0,0004			IY
^{133m} ₅₂ Te	55,4m	912,69	55,28	10728	174	0,212	0,042			IY
¹³³ ₅₃ I	20,8h	529,872	87,0	33061	194	0,042	0,005	0,042	0,005	IY
¹³³ ₅₄ Xe	5,234d	80,99	38,0	36885	36	0,012	0,001	0,012	0,001	IY
^{133m} ₅₄ Xe	2,19d	233,221	100,0	3001	283	0,0039	0,0004	0,0039	0,0004	IY

3.6. A=139

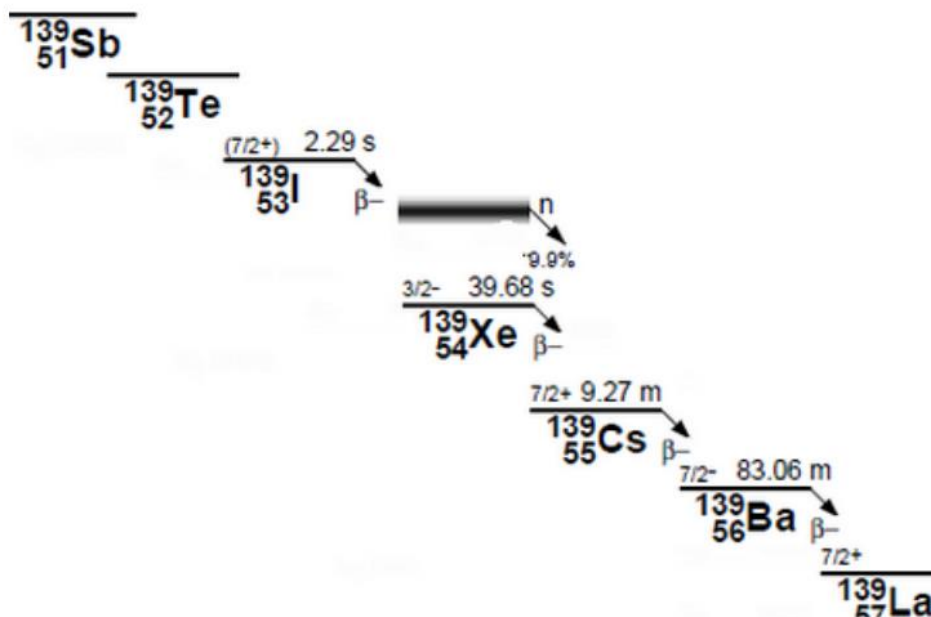


Рис.16. Цепочка последовательных распадов осколков деления с $A=139$.

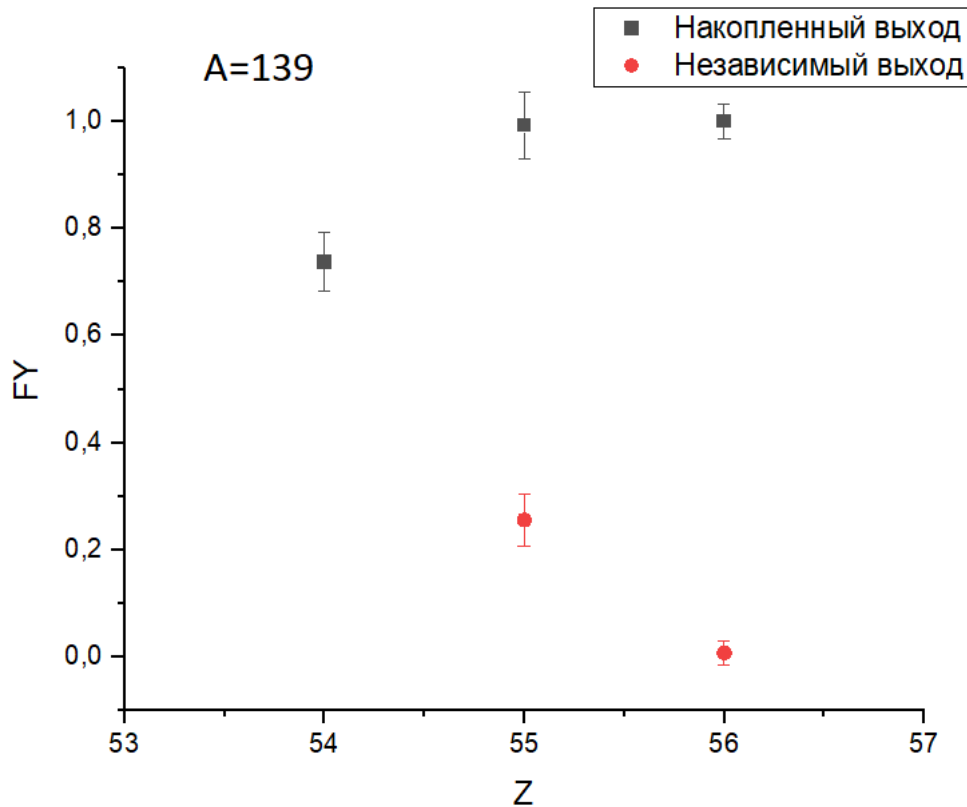


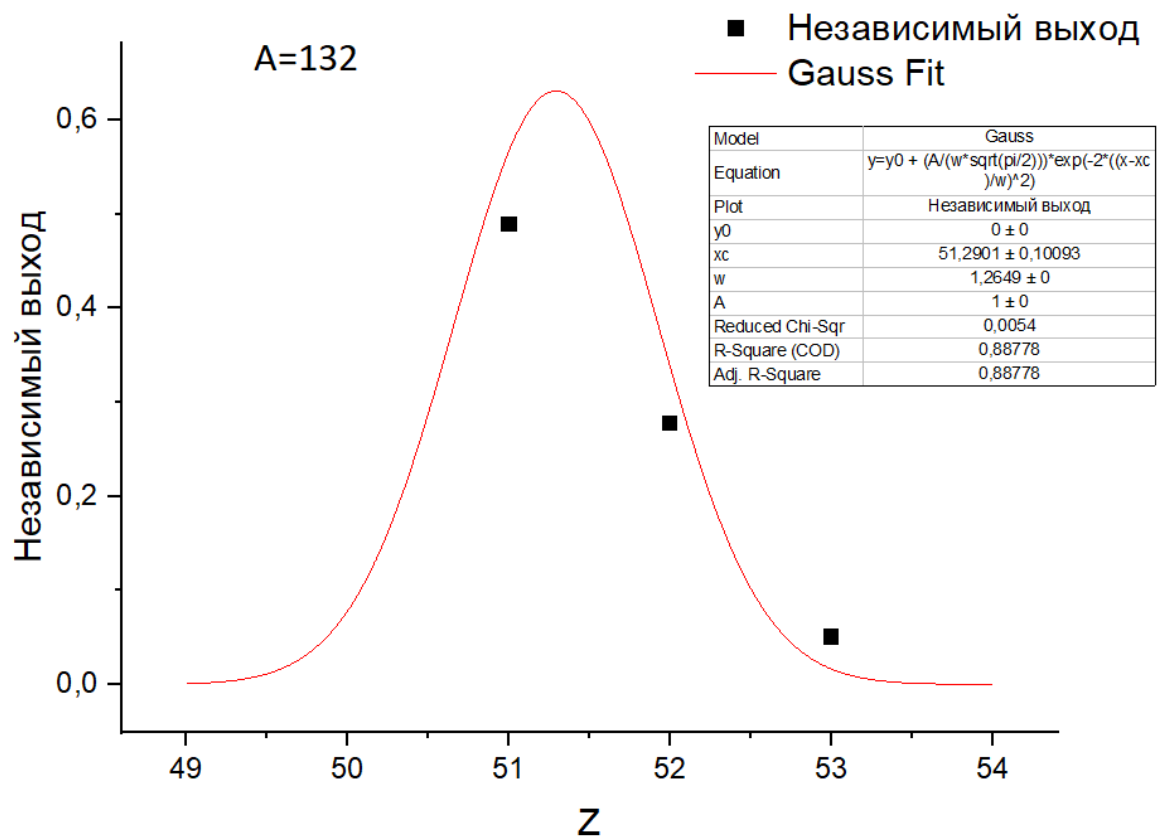
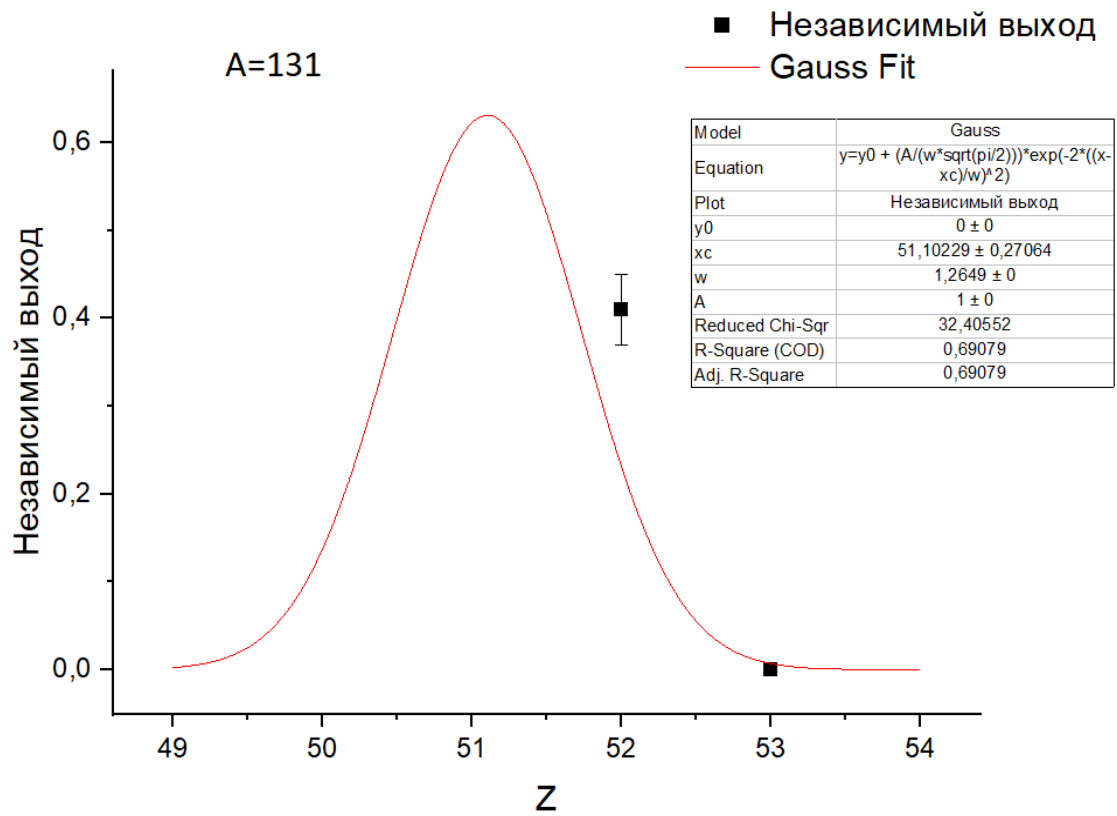
Рис.17. Зарядовое распределение для ядер-изобар с $A=139$.

Таблица 4. Выходы ядер-изобар с $A=139$

изотоп	$T_{1/2}$	$E_{\gamma}, \text{КэВ}$	$I_{\gamma}, \%$	S	$\pm \Delta S$	Y	$\pm \Delta Y$	$Y_{\text{средн}}$	$\pm \Delta Y_{\text{ср}}$	
$^{139}_{54}\text{Xe}$	39,68s	174,97	21,7	322	2	0,694	0,097	0,737	0,055	СУ
$^{139}_{54}\text{Xe}$	39,68s	218,97	56,0	687	74	0,837	0,059			СУ
$^{139}_{55}\text{Cs}$	9,27m	627,24	8,3	517	101	0,992	0,061	0,992	0,061	СУ
$^{139}_{56}\text{Ba}$	83,06m	165,864	23,7	34508	4	1,000	0,032	1,000	0,032	СУ
$^{139}_{55}\text{Cs}$	9,27m	627,24	8,3	517	101	0,256	0,049	0,256	0,049	IУ
$^{139}_{56}\text{Ba}$	83,06m	165,864	23,7	34508	4	0,008	0,022	0,008	0,022	IУ

3.7. Аппроксимация зарядового распределения функциями Гаусса.

Распределение выходов ядер-изобар описывается функцией Гаусса (14). Аппроксимируя экспериментальные графики этой функцией, мы можем определить наиболее вероятный заряд Z_p [1]-[3]. На рисунке 18 показаны результаты аппроксимации для всех рассматриваемых цепочек.



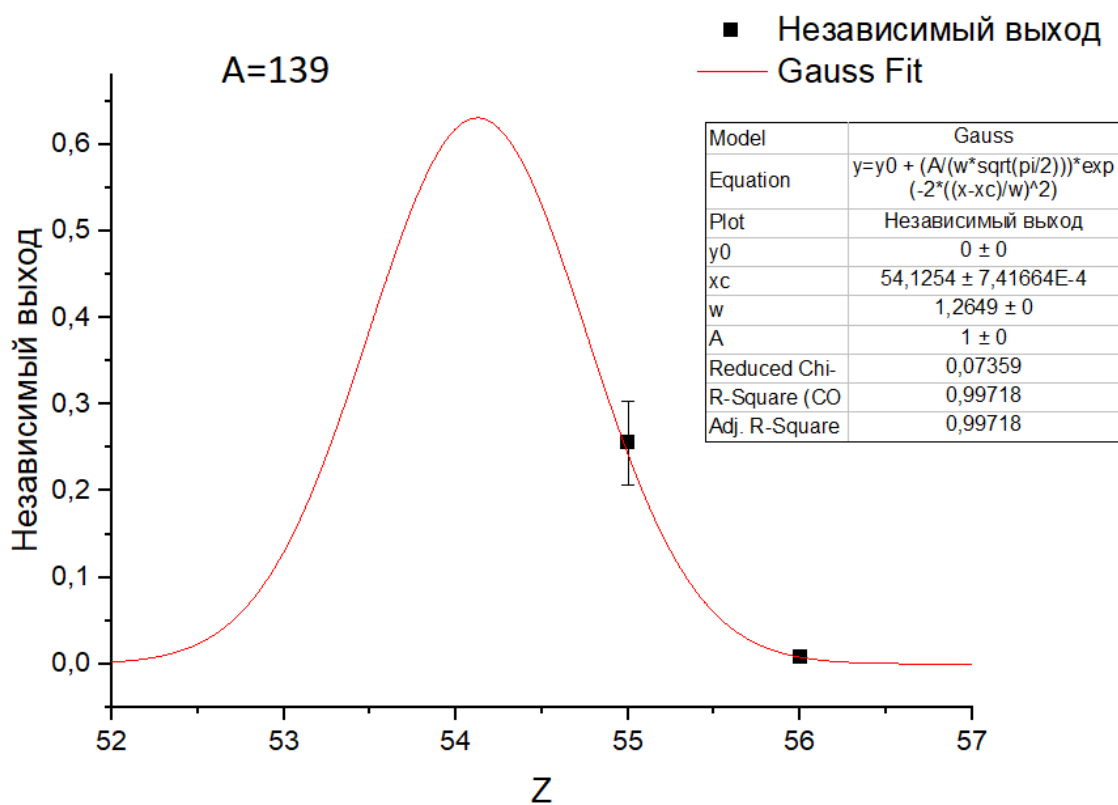
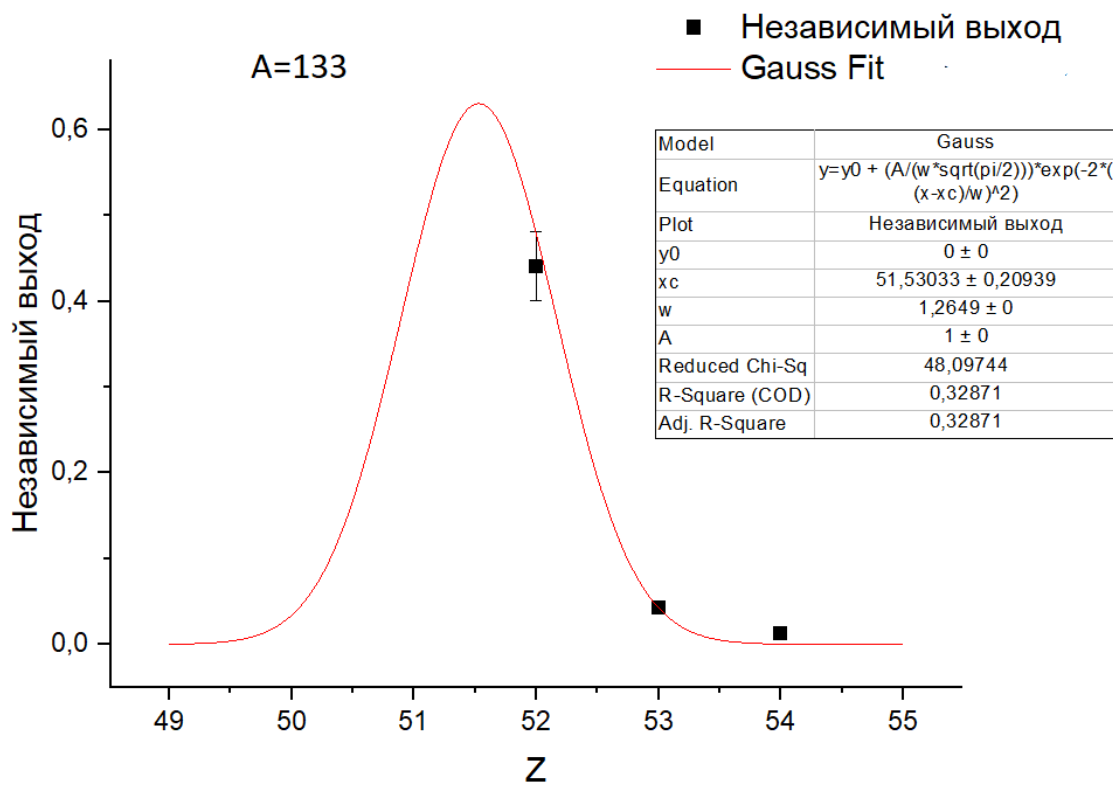


Рис.18. Аппроксимация зарядового распределения функциями Гаусса.

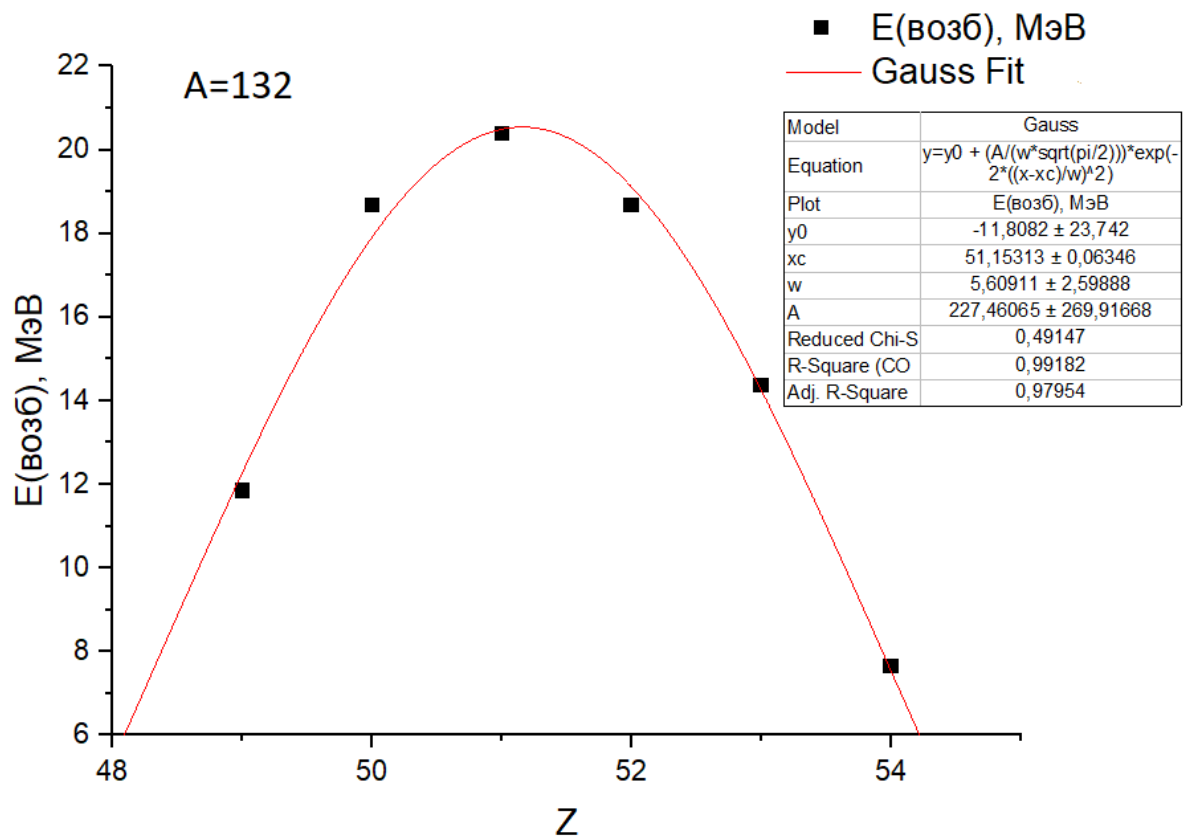
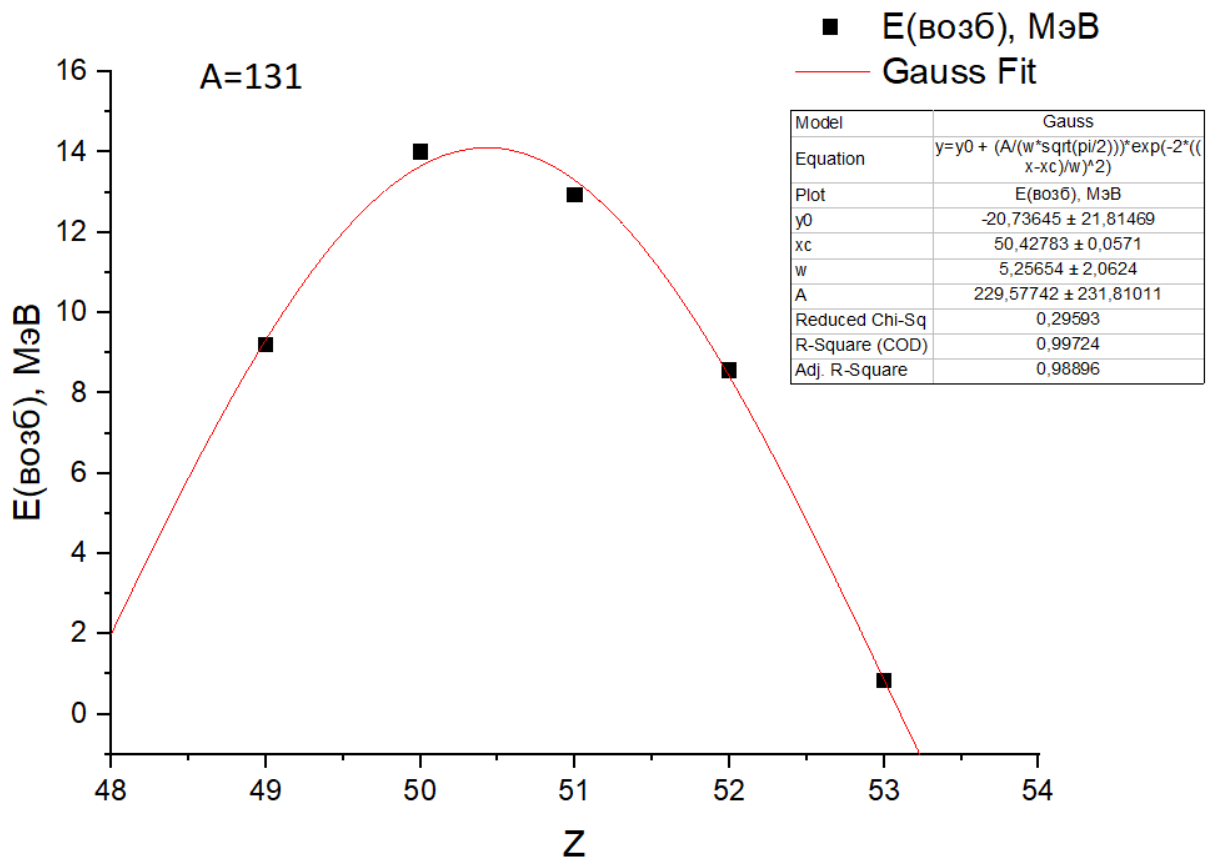
3.8. Сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями гипотез UCD и MPE

Согласно гипотезе MPE, распределение заряда при делении соответствует минимуму суммы потенциальной энергии и энергии кулоновского отталкивания. Это соответствует максимальной энергии возбуждения и энергии деления. Таким образом, максимум зарядового распределения и максимум энергии возбуждения должны соответствовать одному и тому же Z_p . Энергия возбуждения рассчитывалась как разность энергии деления и кулоновской энергии взаимодействия осколков деления. Кулоновская энергия рассчитывалась с помощью соотношения (16):

$$F_{\text{кул}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{1,8(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \quad (16)$$

Где Z_1, Z_2 – заряды осколков деления, A_1 и A_2 – массовые числа осколков деления, 1,8 – коэффициент, учитывающий несферичность осколков деления [11].

На рисунке 19 показаны графики зависимости энергии возбуждения от зарядового числа Z осколка с большей массой. Кроме того, по этим графикам определялись наиболее вероятные заряды Z_{MPE} , предсказанные гипотезой MPE [3].



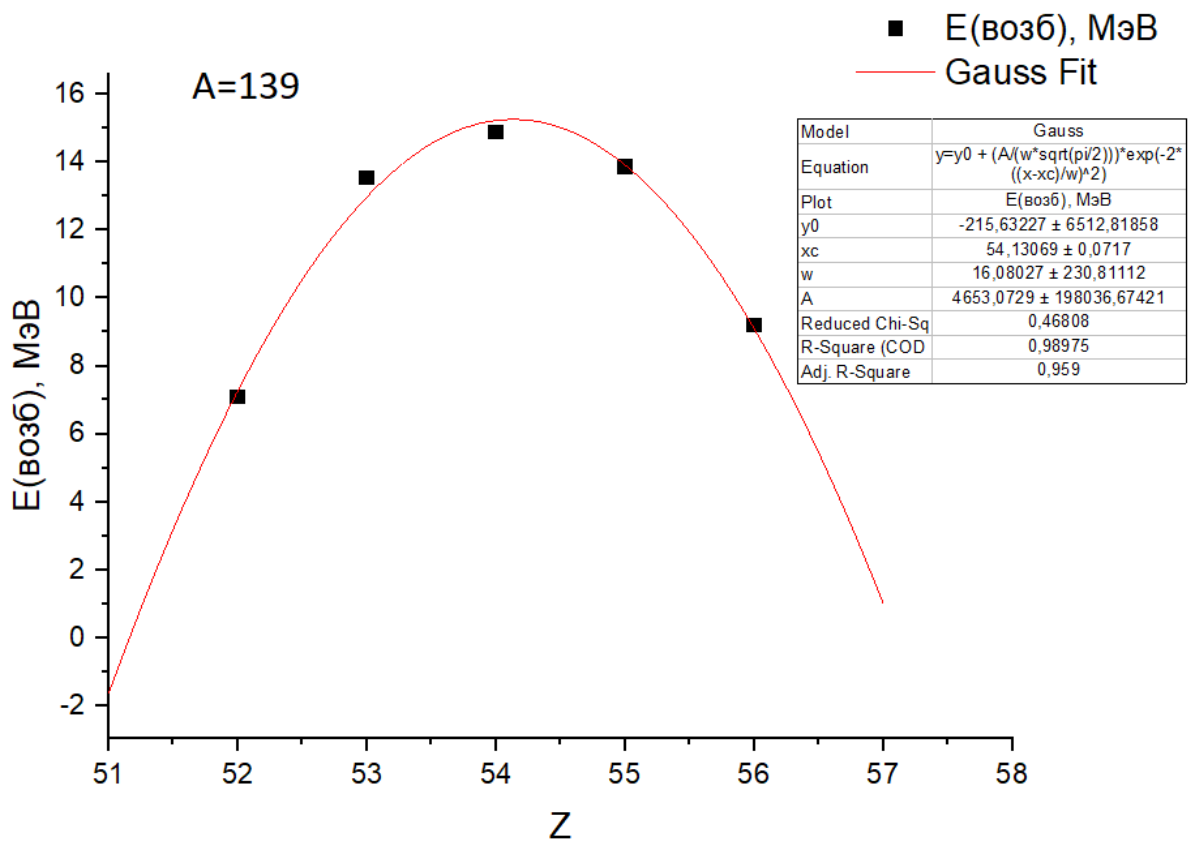
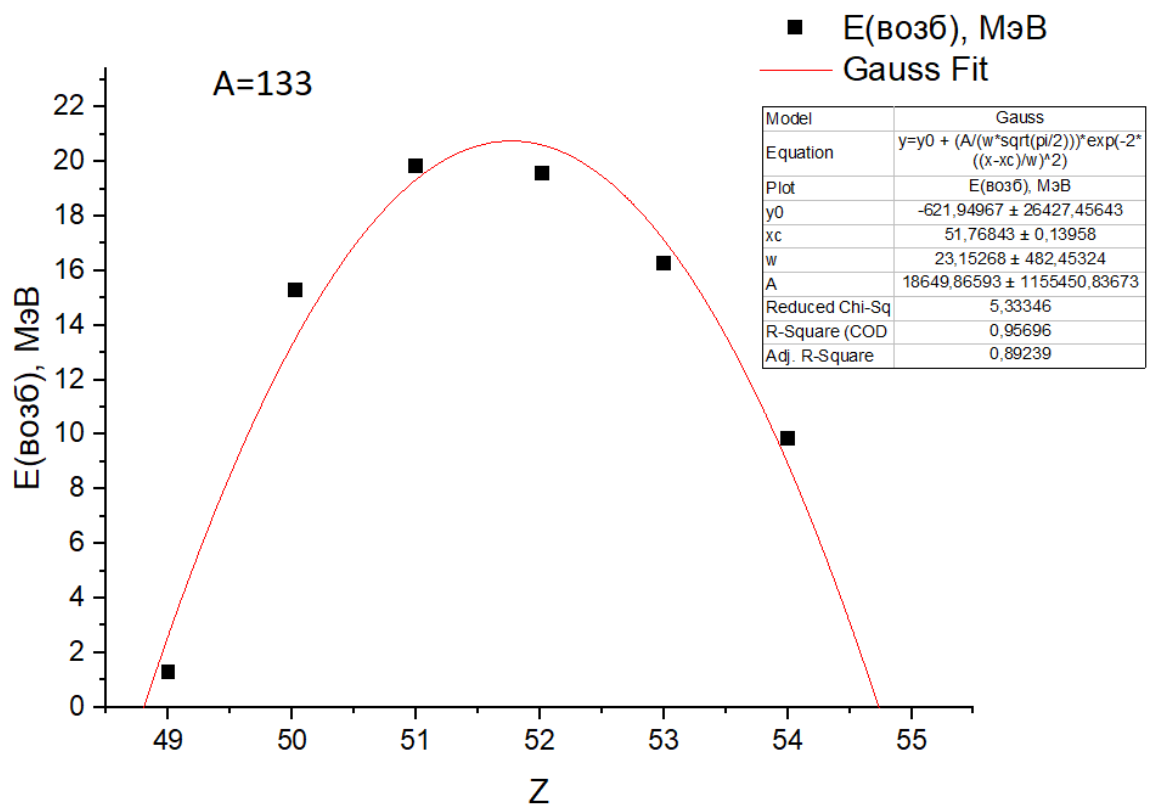


Рис.19. Зависимость энергии возбуждения от Z.

Наиболее вероятный заряд, согласно гипотезе UCD [2], рассчитывался по формуле (15). Все экспериментальные и теоретические значения внесены в таблицу 5.

Таблица 5. Сравнение экспериментальных и теоретических значений наиболее вероятного заряда.

A	Z _p (эксп)	Z(UCD)	Z _p -Z(UCD)	Z _p (MPE)
131	51,102±0,271	51,068	0,035±0,271	50,428±0,057
132	51,290±0,101	51,457	-0,167±0,101	51,153±0,064
133	51,530±0,209	51,848	-0,317±0,209	51,768±0,140
139	54,125±0,001	54,186	-0,061±0,001	54,131±0,072

На рис.20. Показано отклонение экспериментальных значений от предсказаний модели неизменного зарядового распределения. На рис. 20 также показаны линии для Z=50, 52 и 56. При делении тяжелых ядер происходит в основном ассиметричное расщепление. Без существования оболочечных эффектов ядра делились бы симметрично. Наиболее сильно оболочечные эффекты проявляются в сферических магических ядрах, например в ядрах с Z=50. Однако, систематические исследования показали, что тяжелые осколки деления обладают зарядовыми числами Z=52-56 [11], [12]. Это происходит потому, что осколки деления не являются сферическими, и вместо Z=50 формируются деформированные оболочками с Z = 52 и Z = 56.

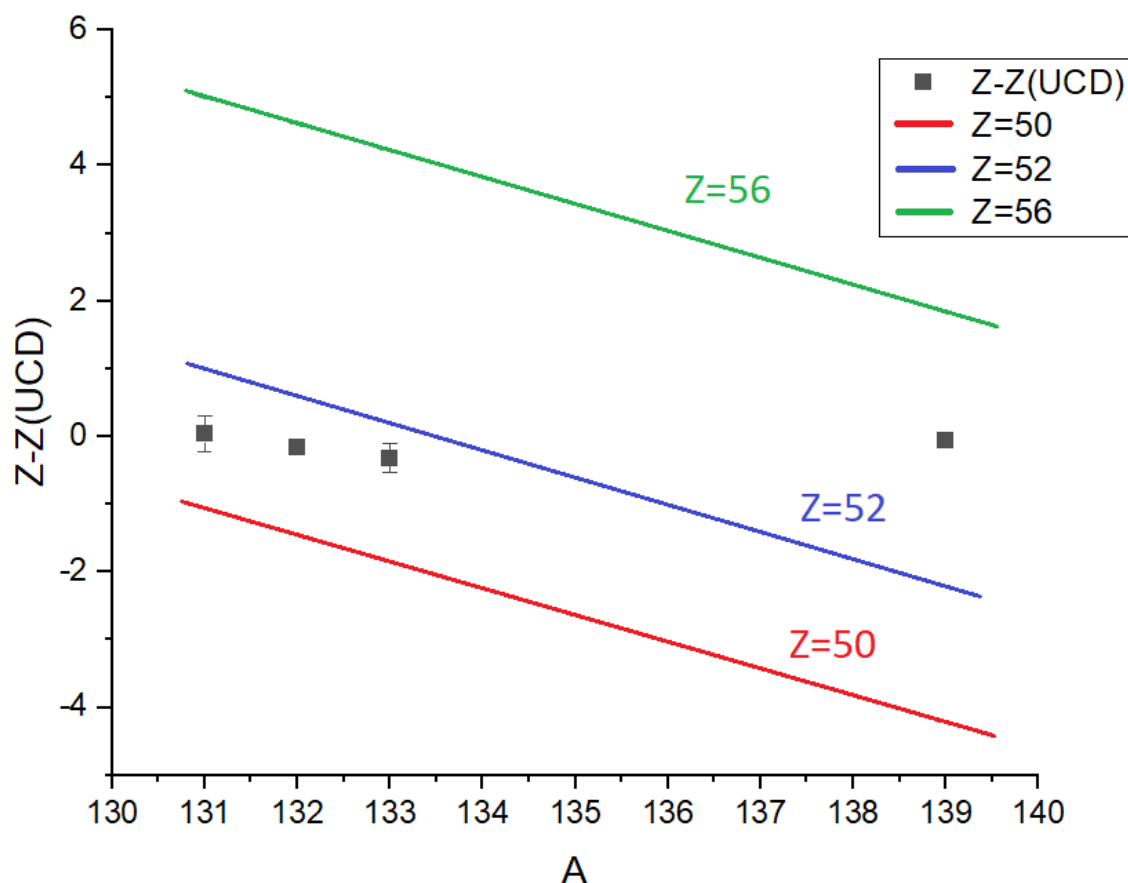


Рис.20. Отклонения наиболее вероятного заряда от предсказаний модели UCD. Наблюдается влияние деформированной оболочки с $Z=52$.

3.9. Сравнение с результатами других работ

Наиболее вероятные заряды Z_p , полученные экспериментально, а также отклонения от предсказаний моделей UCD и MPE сравнивались с результатами работ [1] и [2].

На рис.21 показаны наиболее вероятные заряды и сравнения с теоретическими значениями гипотезы UCD, представленные в работе [2]. Деление ядер урана происходило под действием протонов с энергиями 24 МэВ, затем вычислялись выходы продуктов деления.

A	Z_p
124	49.21 ± 0.04
126	49.62 ± 0.05
128	50.65 ± 0.26
130	51.51 ± 0.10
132	52.42 ± 0.15
134	52.90 ± 0.01
135	53.16 ± 0.05
136	53.99 ± 0.18
138	54.99 ± 0.16
139	55.20 ± 0.14
140	56.04 ± 0.39
141	55.25 ± 0.09
142	56.31 ± 0.15
143	56.06 ± 0.22
144	56.47 ± 0.09
145	56.97 ± 0.09
146	57.75 ± 0.49
147	57.86 ± 0.08

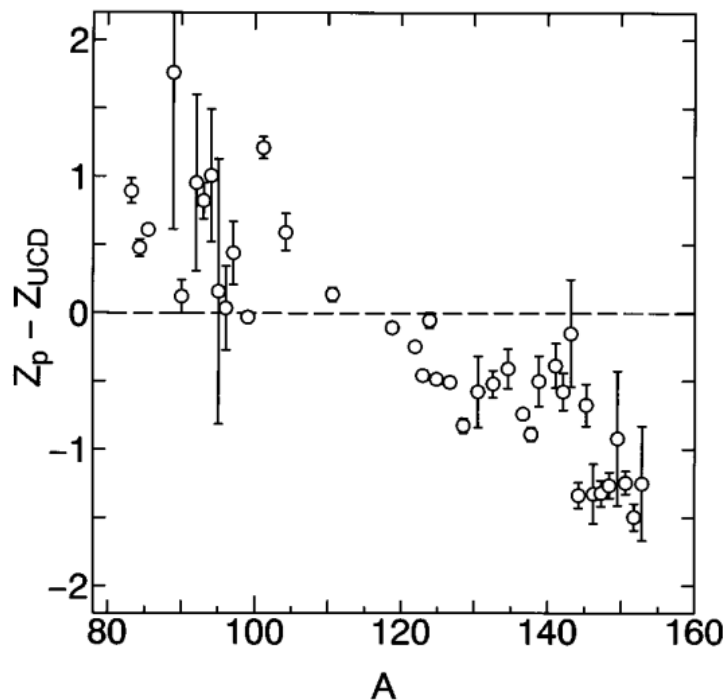


Рис.21. Результаты работы [2]. В таблице показаны Z_p для цепочек 124-147. Справа приводится сравнение с предсказаниями гипотезы UCD.

Экспериментальные данные (график и таблица на рис.21) взяты из статьи: Н. Kudo, М. Maruyama, and М. Tanikawa T. Shinozuka and М. Fujioka Most probable charge of fission products in 24 MeV proton induced fission of ^{238}U , PHYSICAL REVIEW C, VOLUME 57, NUMBER 1, *Department of Chemistry, Faculty of Science, Niigata University, Niigata, Japan*, JANUARY 1998.

В работе [1] эксперимент проводился с использованием гамма-активационного метода, но при других значениях энергии тормозного излучения: 12, 15, 20, и 30 МэВ. Результаты этой работы показаны на рис.22. Для сравнения с настоящей работой были выбраны результаты с энергией 30 МэВ.

TABLE V. $Z_p(E_e)$ values for the photofission of ^{238}U .

M_{post}	E_e (MeV)	12	15	20	30
	128	$50.08^{+0.21}_{-0.29}$	$50.24^{+0.17}_{-0.19}$	$50.19^{+0.15}_{-0.17}$	$50.17^{+0.15}_{-0.17}$
	131	$50.68^{+0.22}_{-0.50}$	$50.86^{+0.13}_{-0.16}$	$50.92^{+0.11}_{-0.14}$	$50.98^{+0.11}_{-0.13}$
	132	...	51.10 ± 0.04	51.16 ± 0.03	51.26 ± 0.03
	134	51.95 ± 0.11	52.05 ± 0.06	52.07 ± 0.08	52.12 ± 0.07
	135	$52.43^{+0.10}_{-0.15}$	$52.50^{+0.10}_{-0.13}$	$52.52^{+0.06}_{-0.08}$	$52.55^{+0.06}_{-0.08}$
	136	52.51 ± 0.05	52.66 ± 0.02	52.75 ± 0.02	52.83 ± 0.02

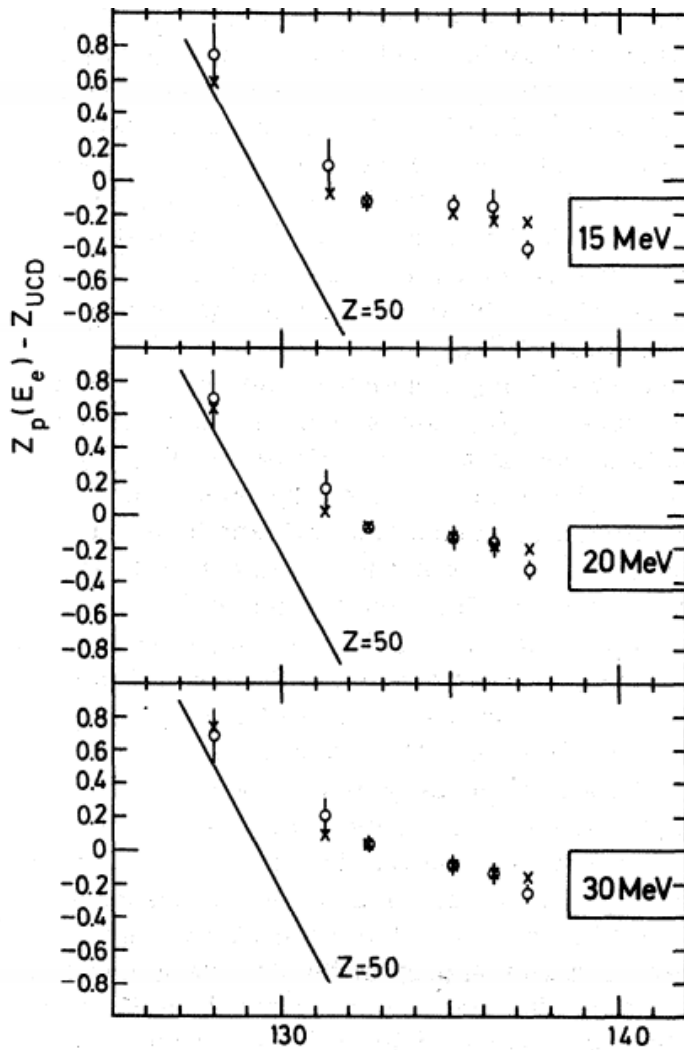


Рис.22. Результаты работы [1]. Сверху в таблице представлены наиболее вероятные заряды для цепочек 128-136, полученные при энергиях 15,20 и 30 МэВ. На графиках показаны сравнения с предсказаниями UCD.

Рисунки и таблицы с экспериментальными данными взяты из статьи: E. Jacobs, H. Thierens, D. De Frenne, A. De Clercq, P. D'hondt, P. De Gelder, and A. J. Deruytter Product yields for the photofission of U^{238} with 12-, 15-, 20-, 30-, and 70-Mevbremsstrahlung. Nuclear Physics Laboratory, Proeftuinstraat 86, 8-9000 Gent, Belgium. 17 October 1978.

Сравнение результатов данной работы, а также результатов работ [1] и [2] с предсказаниями гипотез неизменного зарядового распределения и минимума потенциальной энергии показано на рисунках 23-24. Для осколков фотоделения с массовыми числами 131-135 виден оболочечный эффект для $Z=52$.

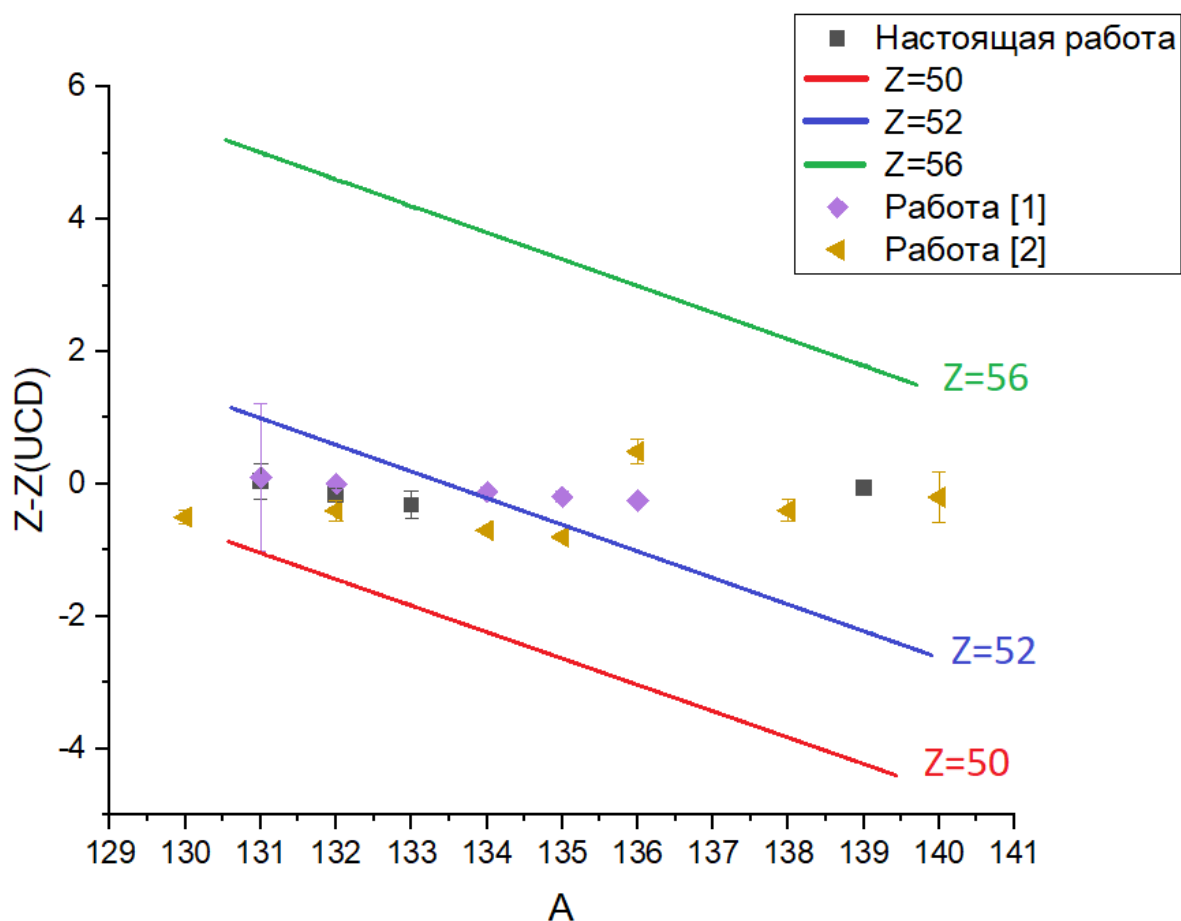


Рис. 23. Сравнение результатов работы с результатами [1] и [2].

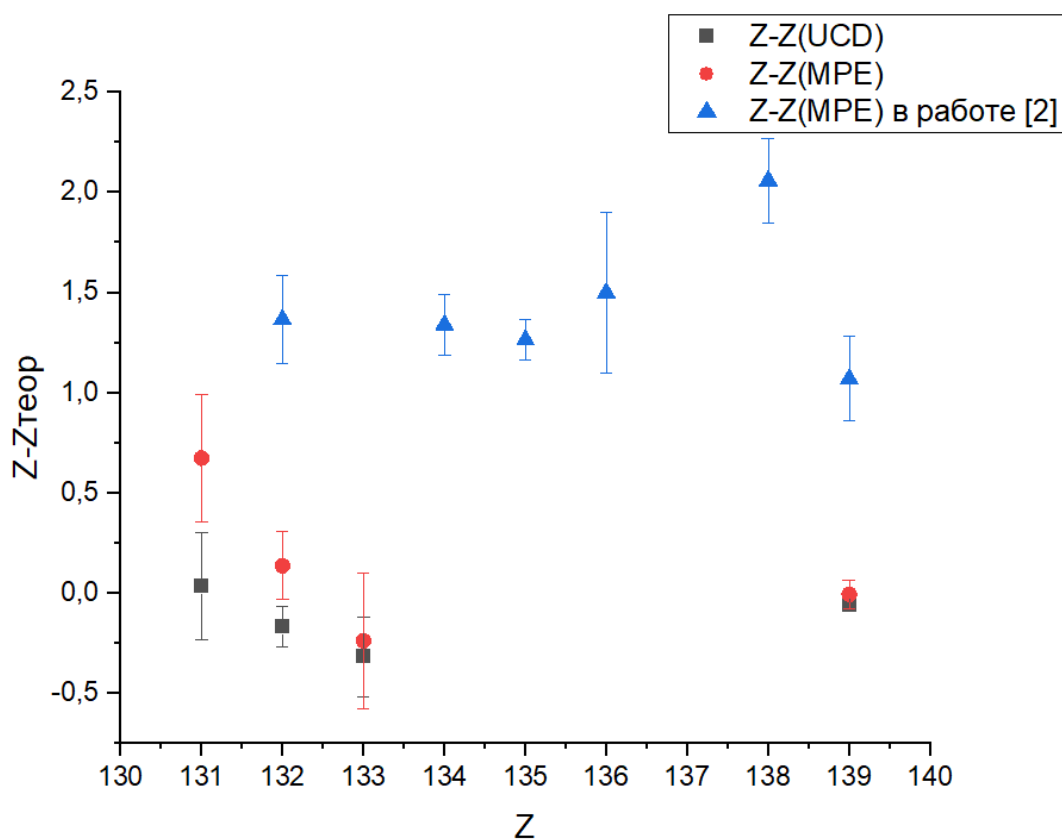


Рис.24. Сравнение предсказаний UCD и MPE с результатами данной работы и работы [2]

4. Итоги и выводы

В настоящей работе были получены выходы продуктов фотоделения ядер урана – выходы ядер-изобар с массовыми числами 131-133 и 139. Построены зарядовые распределения и найдены наиболее вероятные заряды образующихся при фотоделении урана ядер-изобар для четырех цепочек последовательных β^- -распадов. Проведены теоретические расчеты, согласно гипотезам неизменного зарядового распределения и минимума потенциальной энергии. Проведено сравнение с существующими экспериментальными данными.

В работе было определено отклонение наиболее вероятного заряда Z_p от Z_{UCD} . Если бы при делении не происходило перераспределения ядерного заряда, Z_p был бы равен Z_{UCD} . Однако эксперимент показывает, что наиболее

вероятный заряд Z_p для цепочек с массовыми числами, соответствующими более тяжелому осколку деления, оказывается меньше значения, предсказанного гипотезой UCD. Это наблюдение показывает, что в процессе деления происходит перераспределение заряда. Гипотеза неизменного зарядового распределения лучше всего описывает средние по массе осколки с $A=115-125$ [2]. Кроме того, при делении наблюдается оболочечный эффект - наблюдается влияние деформированной оболочки с $Z=52$ на зарядовое распределение.

Предсказания гипотезы минимума потенциальной энергии показывают лучшее соответствие экспериментальным результатам, чем предсказания гипотезы неизменного зарядового распределения.

5. Список литературы:

- [1] E. Jacobs, H. Thierens, D. De Frenne, A. De Clercq, P. D'hondt, P. De Gelder, and A. J. Deruytter Product yields for the photofission of U^{238} with 12-, 15-, 20-, 30-, and 70-MeV bremsstrahlung. Nuclear Physics Laboratory, Proeftuinstraat 86, 8-9000 Gent, Belgium. 17 October 1978.
- [2] H. Kudo, M. Maruyama, and M. Tanikawa T. Shinozuka and M. Fujioka Most probable charge of fission products in 24 MeV proton induced fission of ^{238}U , PHYSICAL REVIEW C, VOLUME 57, NUMBER 1, *Department of Chemistry, Faculty of Science, Niigata University, Niigata, Japan*, JANUARY 1998
- [3] А.А. Кузнецов «Распределение масс осколков деления ^{238}U в области энергий гигантского дипольного резонанса», Москва, 2013.
- [4] U. Reus and W. Westmier, At. Data Nucl. Data Tables 29, 193 (1983).
- [5] R. L. Auble, H. R. Hiddleston, and C. P. Browne, Nucl. Data Sheets 17, 573 (1976)
- [6] L. K. Peker, Nucl. Data Sheets 32, 1 (1981)

[7] S. S. Belyshev et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 745, pp.133–137, 2014.

[8] Firestone R., Ekstrom L. Table of radioactive isotopes, www table of radioactive isotopes, database version 2/28/99 from url <http://ie.lbl.gov/toi/index.htm> // Table of Radioactive Isotopes. 1999. Vol. 1. P. 1.

[9] Charge distributions for the photo_fission of ^{235}U and ^{238}U with 12-30 MeV bremsstrahlung / D. De Frenne, H. Thierens, B. Proot et al. // Phys. Rev. C. 1982. Vol. 26. P. 1356-1368.

[10] cdfe.sinp.msu.ru/Центр Данных Фотоядерных Экспериментов

[11] «Impact of pear-shaped fission fragments on mass-asymmetric fission in actinide», NATURE, volume 564, 27 December 2018.

[12] S. S. Belyshev, B. S. Ishkhanov, A. A. Kuznetsov, and K. A. Stopani «Mass yield distributions and fission modes in photofission of ^{238}U below 20 MeV», PHYSICAL REVIEW C 91, 034603 (2015)