

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Тхейн Мин У

на тему:

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЛЕНИЯ ЕСТЕСТВЕННОЙ СМЕСИ
ИЗОТОПОВ УРАНА ТОРМОЗНЫМИ ГАММА — КВАНТАМИ С
ЭНЕРГИЕЙ 19,5 МЭВ

Научный руководитель
м.н.с. Кузнецов А.А.

Заведующий кафедрой
д.ф-м.н., профессор
Ишханов Б.С.

Москва
2010 год

Содержание.

1	Введение	3
2	Экспериментальная установка	4
3	Методика обработки данных	6
3.1	Фон на детекторе и естественный распад урана	7
3.2	Реакция ${}^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n){}^{237}_{92}\text{U}$	8
3.3	Определение выхода реакции ${}^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n){}^{237}_{92}\text{U}$. Один канал образования ядра	12
3.4	Расшифровка спектров и определение выходов для реакции фотоделения.	15
3.5	Один канал образования ядра	18
3.6	Два канала образования ядра	20
3.7	Массовое и зарядовое распределение	23
4	Результаты и обсуждение	24
5	Заключение	28
6	Список литературы	29
	Приложение 1. Эффективность детектора.	30
	Приложение 2. Кривые распада.	32

1. Введение.

Работа посвящена исследованию деления естественной смеси изотопов урана тормозными гамма - квантами при энергии ускорителя 19.5 МэВ. При этой энергии возможна реакция фотоделения и реакции с вылетом нескольких нуклонов. Идентификация изотопов и определение их количественных характеристик производится методом гамма - спектроскопии.

Перечислим основные цели этой работы:

1. Измерение спектров остаточной активности на детекторе из сверхчистого германия и запись их в базу данных.
2. По спектрам остаточной активности после облучения необходимо произвести расшифровку пиков полного поглощения, чтобы определить ядра - осколки, образовавшиеся в результате деления.
3. Определение выходов ядер - осколков, образующихся при делении.
4. Определение выхода реакции $^{238}\text{U}(g, n)^{237}\text{U}$.
5. Построение зарядовых распределений ядер - осколков с одинаковым массовым числом, определение параметров этих распределений (таких как ширина и эффективный заряд).
6. Построение массового распределения реакции фотоделения тормозными гамма - квантами от ускорителя электронов с энергией 19.5 МэВ.

В 2006 году было проведено несколько облучений образца из естественной смеси изотопов урана тормозными гамма - квантами от ускорителя электронов. Ускоритель электронов - РТМ 70 НИИЯФ МГУ.

Номер облучения	Энергия, МэВ	Начало облучения	Окончание измерения
2	19.5	2006-10-31 13:25	2006-10-31 17:00
3	29.1	2006-11-09 16:15	2006-11-09 19:15
5	43.5	2006-11-20 15:00	2006-11-20 18:40
7	48.3	2006-12-25 09:45	2006-12-25 17:15
8	67.7	2007-02-15 12:05	2007-02-15 17:12

Таблица 1. Проводимые облучения.

Было проведено пять облучений (Табл. 1.). После каждого облучения в течении нескольких дней на детекторе из сверхчистого германия измерялись спектры остаточной активности уранового образца.

После второго облучения было измерено 458 спектров. Проведенные измерения позволяют нам определять изотопы с периодом полураспада от нескольких минут до нескольких дней.

Номер измерения	Число измерений	Время измерения	Общее время	Время на конец
1 - 10	10	2 мин	20 мин	
11 - 19	9	5 мин	45 мин	65 мин
20 - 40	21	10 мин	3ч 30 мин	4 ч 35 мин
41 - 458	418	30 мин	209 ч	8.71 д

Таблица 2. Серии измерений после облучения.

Наша методика на данный момент позволяет определять относительные выходы по разным каналам реакций. Помимо реакции фотоделения при энергиях в нашем эксперименте могут происходить фотоядерные реакции с вылетом до нескольких нуклонов. Выходы мы будем рассчитывать относительно реакции (γ, n) на ядре $^{238}_{92}\text{U}$.

2. Экспериментальная установка.

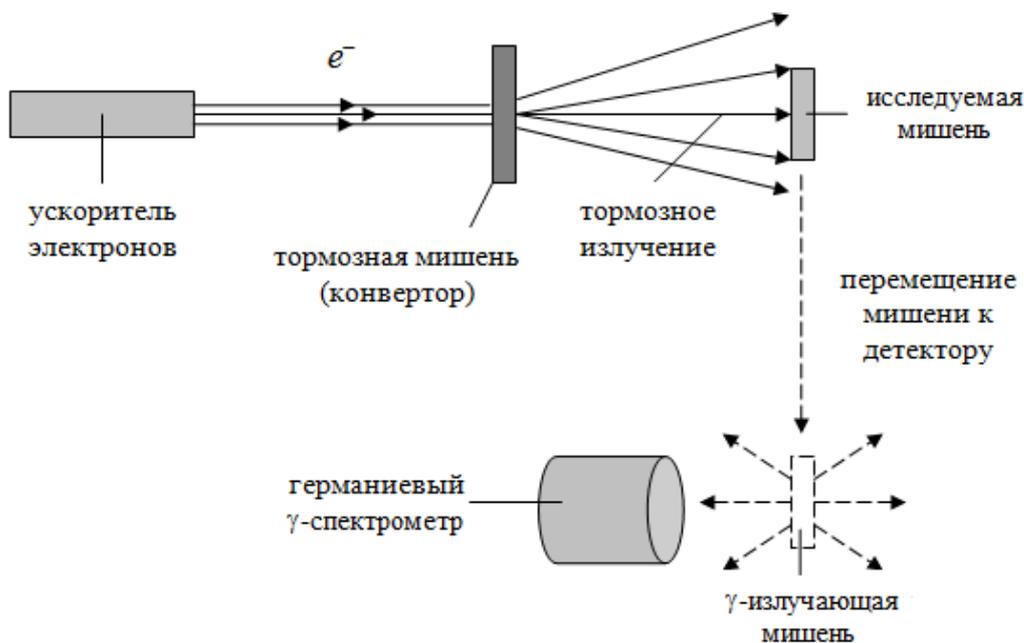


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Из ускорителя электронов электроны с энергией 19.5 МэВ попадают на тормозную мишень, Из тормозной мишени излучаются гамма — кванты с максимальной энергией 19.5 МэВ — тормозное излучение. Этими гамма — квантами происходит облучение мишени из урана. Под действием гамма — квантов в мишени из урана происходит реакция деления и реакции с вылетом нейтронов. После облучения мишень переносят на детектор из сверхчистого германия. На детекторе измеряют спектры гамма — квантов от облучаемой мишени. По этим спектрам мы определяем то, какие ядра получились при делении в нашем образце.

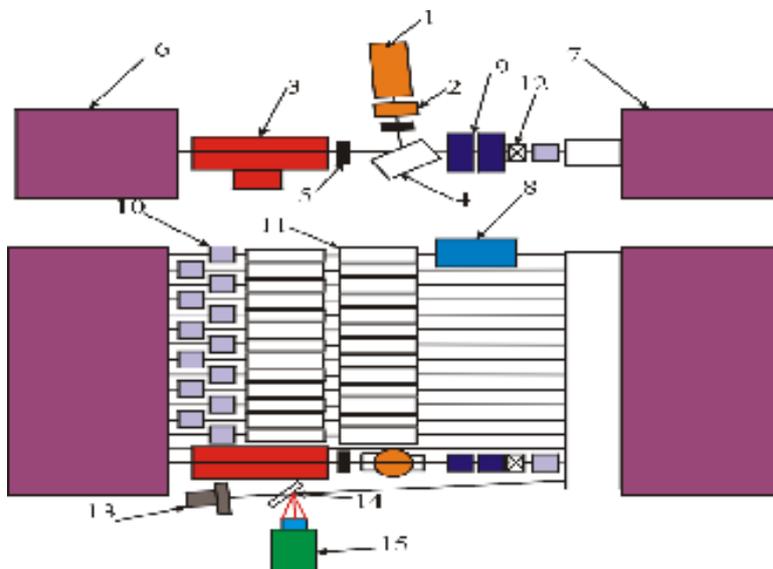


Рис. 2. Схема ускорителя РТМ - 70.

Ускоритель позволяет ускорять электроны до максимальной энергии 70МэВ и используется в качестве эффективного источника тормозного излучения с максимальной энергией гамма - квантов в диапазоне энергией от 15 МэВ до 70МэВ (Табл. 3).[1]

Энергия на выходе ускорителя	14.9-67.7 МэВ
Прирост энергии за оборот	4.79МэВ
Ширина энергетического спектра	200КэВ
Нормализованный поперечный эмиттанс	20-30 мрад
Импульсный ток выведенного пучка	До 40мА
Длительность импульса	2-20 мксек
Максимальный коэффициент заполнения рабочего цикла	0.004
Рабочая частота	2856 МГц
Мощность клистрона	импульсная (средняя 6МВт) 25кВт
Напряжение клистрона	54кВ
Индукция поля в поворотных магнитах	0.956 Тл
Размеры разрезного микротрона	0.8x2.0x1.6 м3

Таблица 3. Основные характеристики ускорителя РТМ - 70.

Спектры остаточной активности измерялись на коаксиальном детекторе из сверхчистого германия (Canberra, GC3019) с эффективностью 30 %. Энергетическое разрешение детектора составляло для энергии 122 кэВ – 0,9 кэВ, для энергии 1,33 МэВ – 1,9 кэВ. Детектор был установлен в специальном помещении, расположенном в непосредственной близости от ускорительного зала, что давало возможность проводить измерения спектров остаточной активности образца через несколько минут после окончания облучения. Детектор был помещен в свинцовую и медную защиты, что позволило существенно улучшить фоновые условия измерений. Это особенно важно в связи с тем, что в наших исследованиях низкая активность (мертвое время работы детектора менее 1 процента).

3. Методика обработки данных.

Естественная смесь изотопов урана содержит (0.7200%) ^{235}U и (99.2745%) ^{238}U . Облучения проводятся при энергии электронов – 19.5 МэВ. Помимо реакции фоторасщепления при таких энергиях гамма квантов происходят также фотоядерные реакции с вылетом до нескольких нейтронов. В результате фотоделения и фотоядерных реакций в образце образуется огромное число радиоактивных изотопов. Идентификация изотопов и определение их количественных характеристик проводится методом гамма – спектроскопии[2]. В общем случае анализ проводится путем измерения активности, энергии и периода полураспада элементов, образовавшихся в результате фоторасщепления. Гамма спектры остаточной активности облученного образца измеряются с помощью HPGe детектора из сверхчистого германия.

После облучения образца снимается ряд спектров в последовательные интервалы времени. Для каждого исследуемого пика определяется значение площади под пиком в соответствующем диапазоне времени. Строится кривая распада. По этой кривой определяется период полураспада. Идентификация радиоактивных изотопов сводится к сопоставлению полученных значений энергии пика и периода полураспада с данными из специализированных баз ядерных данных[3,4].

Каждый отдельный пик аппроксимируется суммой кривой Гаусса и прямой линии. Кривая Гаусса дает параметры гамма – пика: центроида (энергия пика), интенсивность, ширина и площадь. Прямая линия соответствует комптоновской подложке. В случае перекрывающихся пиков спектр аппроксимируется суммой гауссиан.

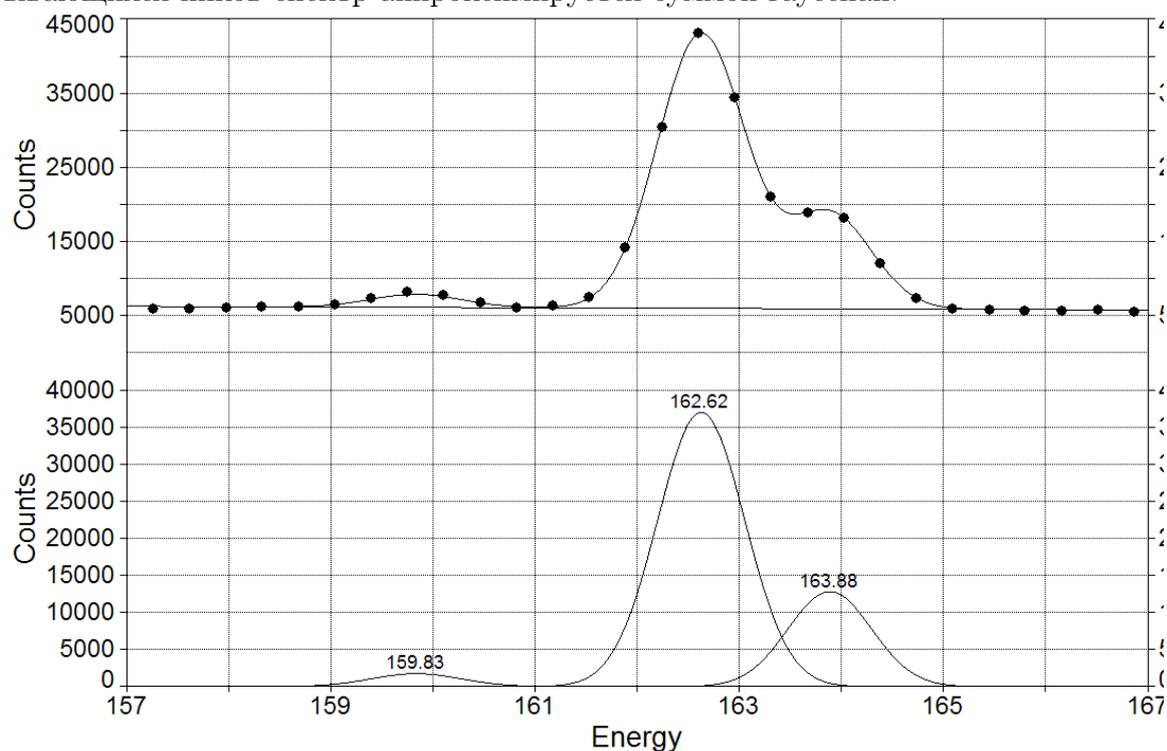


Рис. 3. Аппроксимация спектра функциями Гаусса.

Выходом реакции называется количество реакций происходящих в образце в единицу времени.

$$Y(T) = \alpha \int_0^T \sigma(E_\gamma) W(E_\gamma, T) dE_\gamma$$

[5]

$\sigma(E_\gamma)$ - эффективное сечение исследуемой фотоядерной реакции, выраженное в см^2 .

$W(E_\gamma, T)$ - число фотонов энергии E_γ , в единичном интервале энергий тормозного спектра с верхней границей T , отнесенное к единице дозы.

α - количество исследуемых ядер, отнесенное к 1 cm^2 мишени.

В зависимости от способа образования ядра мы можем определять независимый или накопленный выход реакции.

Независимый выход реакции — это выход только по одному каналу реакции (в нашем случае фотоделения).

Накопленный выход — это выход, который включает в себя все способы образования ядра (как деление так и распад родительских ядер).

3.1. Фон на детекторе и естественный распад урана.

Перед облучением был измерен фон детекторе без образца и спектры естественного распада урана.

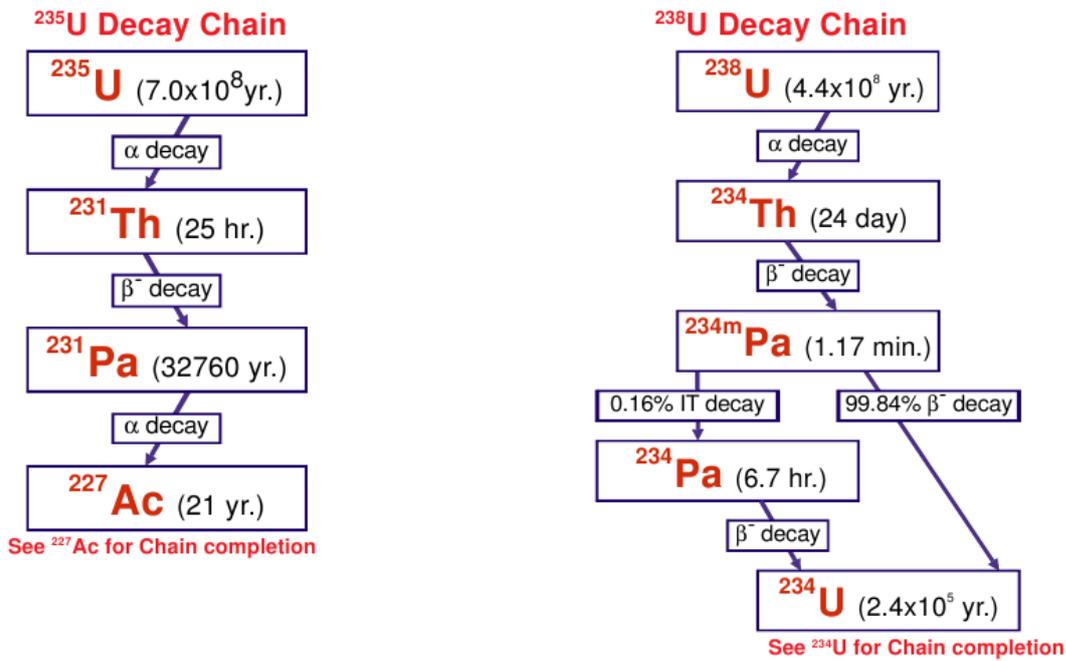


Рис. 4. Схемы распадов изотопов урана [6].

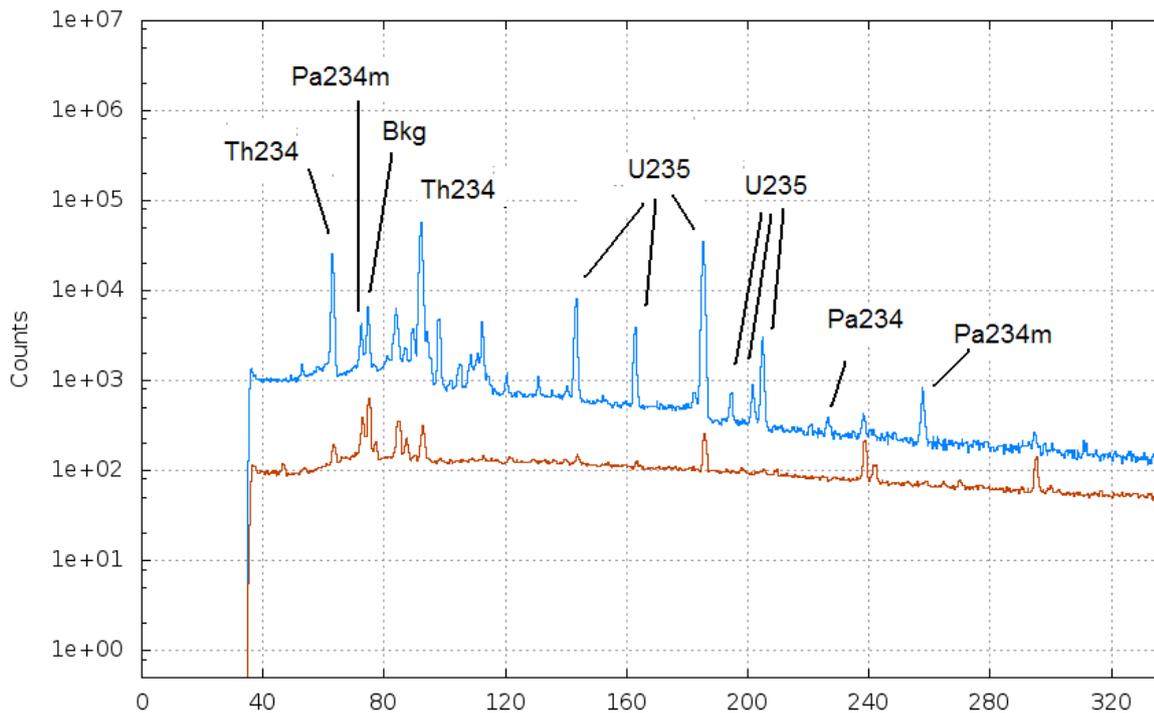


Рис. 5. Наблюдаемый спектр естественного распада изотопов урана.

На рис. 4 показана схема распада изотопов урана. Приведены только несколько первых членов радиоактивного ряда. Цепочки распадов $^{238}_{92}\text{U}$ и $^{235}_{92}\text{U}$ заканчивается стабильными изотопами свинца $^{206}_{82}\text{Pb}$ и $^{207}_{82}\text{Pb}$ соответственно. Пики, наблюдаемые в спектре, показаны на рис. 5. Все пики были расшифрованы. Количественные характеристики (активность) в дальнейшем были учтены при расчете выходов. В некоторых случаях происходило наложение пиков от естественного распада с пиками от гамма - переходов в ядрах осколках при делении.

Расшифрованные пики от естественного радиоактивного фона и от распада изотопов урана приведены в таблице 4. Соотношение между пиками соответствует квантовым выходам гамма - переходов и процентному содержанию изотопов в смеси.

Энергия, КэВ	Источник	Энергия, КэВ	Источник
62,95	Th234 + Фон	608,92	Фон
72,44	234mPa + Фон	661,30	Фон
74,60	Bkg	742,33	234mPa
83,96	231Th + Фон	765,94	234mPa
86,92	231Th + Фон	785,83	234mPa
89,58	Bkg	880,09	234Pa
92,13	Th234	882,75	234Pa
92,80	Th234	910,81	Фон
94,29	Фон	921,21	234mPa
101,84	231Th	925,56	234Pa
108,66	235U	945,56	234mPa + 234Pa
112,39	Th234	1000,60	234mPa
130,84	234Pa	1119,96	Фон
140,38	235U	1193,01	234mPa
143,30	235U	1237,64	Фон
162,90	235U	1376,82	Фон
182,14	235U	1408,06	Фон
185,25	235U + Фон	1460,39	Фон
194,40	235U	1509,20	234mPa
201,55	235U	1593,06	Фон
204,82	235U	1690,58	Фон
226,51	234Pa	1729,17	Фон
238,12	Фон	1737,45	234mPa
257,72	234mPa	1763,99	Фон
351,00	Фон	1846,71	Фон
294,64	Фон	2099,89	Фон
510,43	Аннигиляционный пик	2203,96	Фон
568,88	234Pa	2447,15	Фон
582,68	Фон	2614,47	Фон
602,32	Фон		

Таблица 4. Расшифровка спектров естественного распада изотопов урана.

3.2. Реакция $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n)^{237}_{92}\text{U}$.

Данная реакция наблюдается во всех наших облучениях. Причиной этого является то, что процентное содержание изотопа $^{238}_{92}\text{U}$ в естественной смеси - 99,7%. Также наши эксперименты проводятся при энергиях выше порога этой реакции. Выход этой реакции будет использоваться нами как нормировка для выходов по каналу деления.

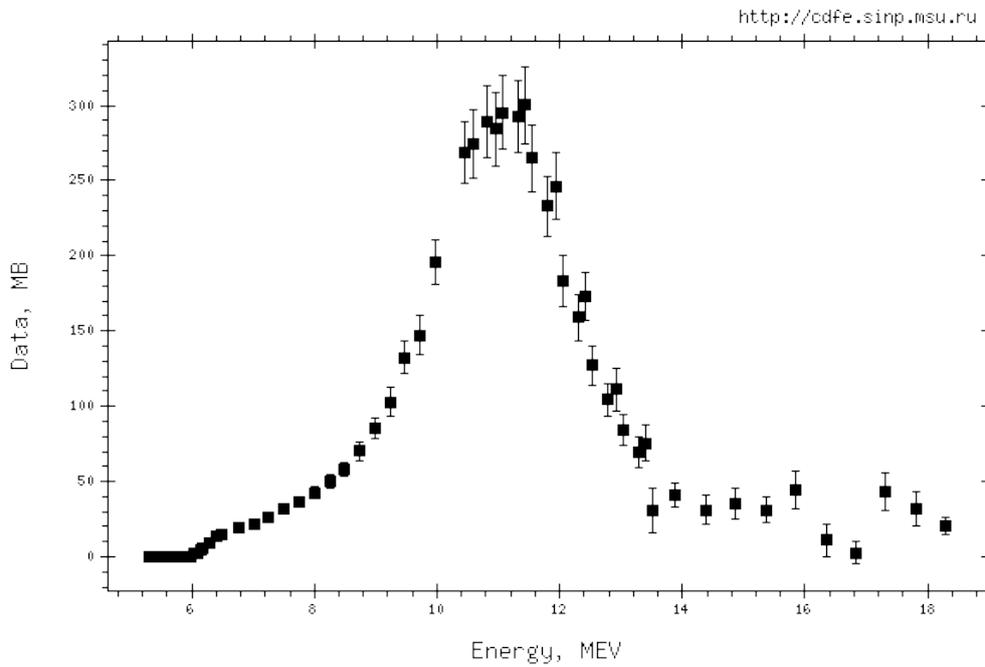
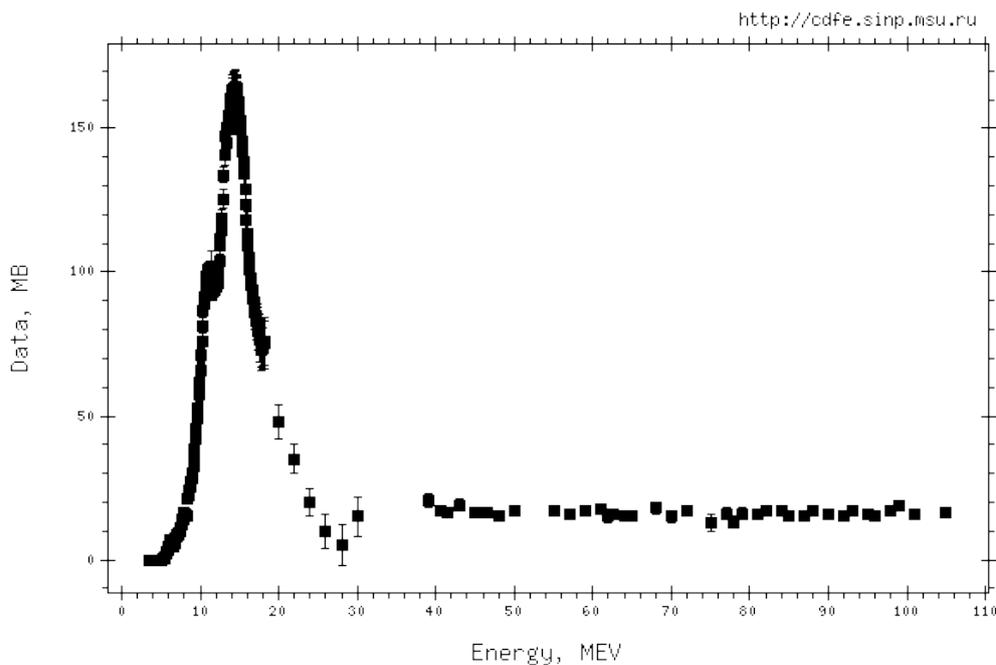


Рис. 6. Сечение реакции (γ, n) на изотопе урана $^{238}_{92}\text{U}$. [7]



[8]

Рис. 7. Сечение реакции фотоделения на изотопе урана $^{238}_{92}\text{U}$.

На рис. 6. показано сечение реакции $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n)^{237}_{92}\text{U}$. На рис. 7. приведено сечение $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, F)$.

В результате реакции $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n)^{237}_{92}\text{U}$ получается радиоактивное ядро $^{237}_{92}\text{U}$. Это ядро β^- радиоактивно с периодом полураспада 6.75 дней. После β^- распада ядра $^{237}_{92}\text{U}$ образуется ядро $^{237}_{93}\text{Np}$ в возбужденном состоянии. Снятие возбуждения происходит путем испуская гамма - квантов. Линии которые мы видим в наших спектрах это гамма - переходы между уровнями ядра $^{237}_{93}\text{Np}$. По этим пикам мы и определяем наличие ядра $^{237}_{92}\text{U}$, и по их эволюции рассчитываем выход реакции $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n)^{237}_{92}\text{U}$. На рис.8. показана схема распада ядра $^{237}_{92}\text{U}$. (В дальнейшем мы будем говорить гамма - кванты ядра $^{237}_{92}\text{U}$.)

Для начала необходимо определить значение площади пика полного поглощения в различные промежутки времени и построить кривую распада. Фитируя кривую распада мы получим период. Период распада $^{237}_{92}\text{U}$ - 6.75 дней. Возьмем серию из 10 измерений по 20 часов каждое и определим значение площади пика в каждом измерении. Мы берем равномерные измерения по времени.

Измерение	t_2 , hour	t_3 , hour	Area	Err Area
1	4,75	24,75	14573	56
2	24,75	44,75	13692	75
3	44,75	64,75	12624	88
4	64,75	84,75	11415	73
5	84,75	104,75	10345	92
6	104,75	124,75	9514	97
7	124,75	144,75	8646	84
8	144,75	164,75	7965	76
9	164,75	184,75	7305	85
10	184,75	204,75	6611	98

Таблица 6. Распад гамма - линии 59.5 КэВ.

t_2 - время начала измерения, отсчитывается от момента окончания облучения.

t_3 - время окончания данного измерения, отсчитывается от момента окончания облучения.

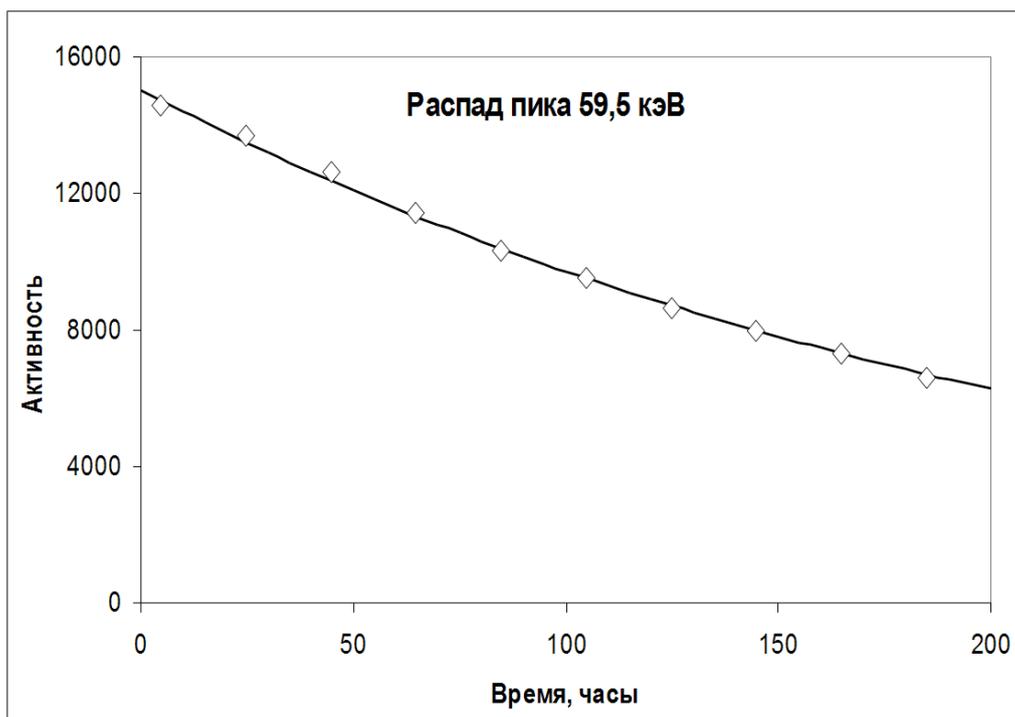


Рис. 9. Кривая распада гамма - линии 59.5 кэВ.

Оценим период полураспада для этой гамма линии. Для этого нужно аппроксимировать кривую распада (точки в таблице 3) функцией:

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2 \cdot t_2}{T_{1/2}}}$$

, где параметрами являются N_0 и $T_{1/2}$.

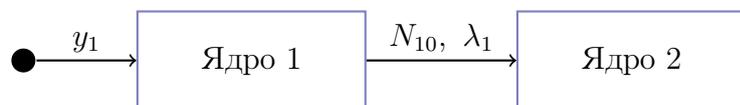
Для фитирования можно использовать специальные программы. Например Origin или Fityk.

Результаты аппроксимации:

Параметры
$N_0 = 15044 \pm 87$
$T_{1/2} = 158,6 \pm 2,9$ часа

Период полураспада с хорошей точностью совпадает с табличным значением периода полураспада для изотопа $^{237}_{92}\text{U}$ ($T_{1/2} = 162$ часа). Далее рассчитаем выход реакции.

3.3. Определение выхода реакции $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n)^{237}_{92}\text{U}$.



Уравнение описывающее изменение количества радиоактивных ядер во время и после облучения имеет вид:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + y_1$$

или

$$dN_1 = -\lambda_1 N_1 dt + y_1 dt$$

где N_1 - число радиоактивных ядер,

λ - постоянная распада,

y_1 - выход реакции. Смысл выхода - число реакций данного типа, происходящих в образце в единицу времени.

Рассмотрим изменение числа радиоактивных ядер на графике (рис. 10):

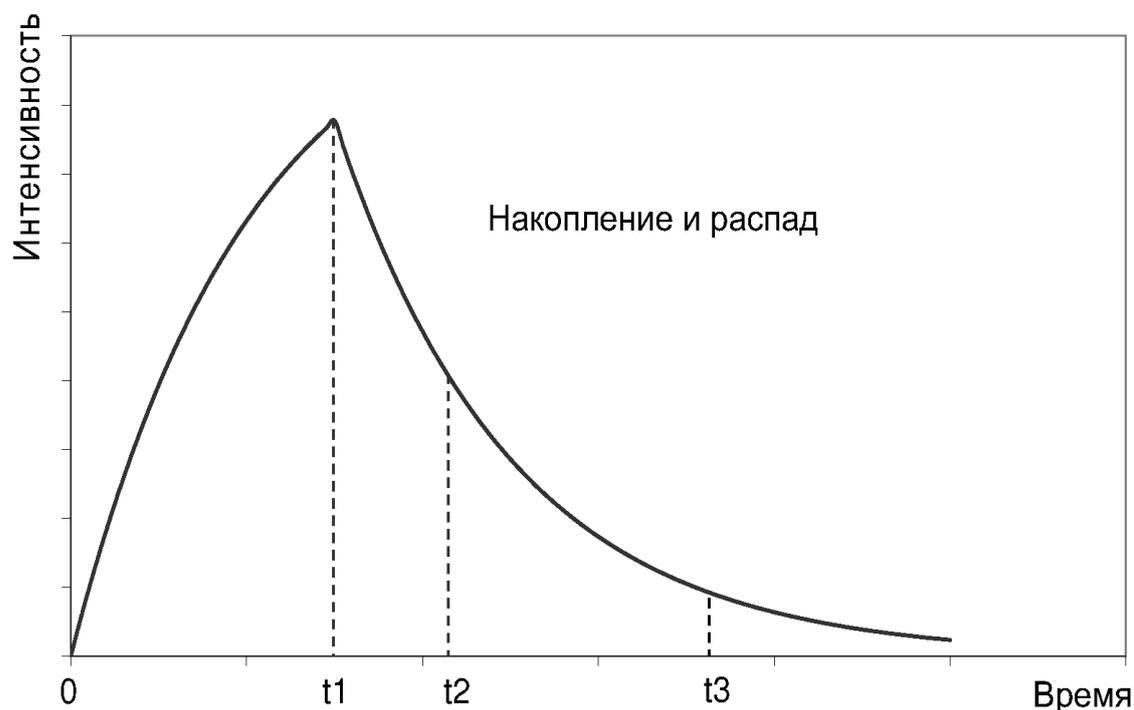


Рис. 10. Изменение количества радиоактивных ядер в процессе облучения и после него.

На графике момент времени $t = 0$ - начало облучения, t_1 - окончание облучения, t_2 - начало измерения спектров, t_3 - окончание измерения.

В промежутке времени $0 - t_1$ происходит накопление и распад изотопов. При $t > t_1$ только распад. В промежутке $t_2 - t_3$ - происходит измерение спектров, с целью получить выход.

Измерение спектров происходит в промежутке времени $t > t_1$. Для этого случая уравнение изменения количества радиоактивных ядер примет вид:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1$$

Решение этого уравнения представляет собой просто закон радиоактивного распада:

$$N_1(t) = N_{10} \cdot e^{-\lambda_1 t}$$

Напомним, что $N_1(t)$ - количество нераспавшихся радиоактивных ядер, N_{10} - число радиоактивных ядер на момент окончания измерения (в момент времени t_1).

В гамма - активационных экспериментах измеряется число распадов радиоактивных ядер за какой - то промежуток времени (пропорционально площади пика). Допустим наше измерение происходит в промежутке времени от t_2 до t_3 . Не забудем также о том, что детектор регистрирует не все гамма - кванты, попавшие на него, а также то, что гамма - кванты при распаде ядер излучаются лишь с некоторой вероятностью. Поэтому введем нормировочный коэффициент k_1 . Тогда число распадов, которые мы зафиксируем на детекторе (площадь пика) будет:

$$\begin{aligned} S &= k_1 \int_{t_1}^{t_2} \lambda_1 N_1(t) = k_1 \int_{t_1}^{t_2} \lambda_1 N_{10} \cdot e^{-\lambda_1 t} = \\ &= k_1 N_{10} (e^{-\lambda_1 t_2} - e^{-\lambda_1 t_3}) \end{aligned}$$

$$k_1 = E_\gamma \cdot I_\gamma$$

где E_γ - эффективность регистрации гамма - кванта с определенной энергией детектором. (см. Приложение 1.)

I_γ - квантовый выход для данной гамма линии (вероятность испускания гамма - кванта с определенной энергией). Он определяется вероятностью распада на определенный уровень и вероятностью гамма - перехода при распаде. Обычно приводится в таблицах распада [3,4].

Фитируя этой функцией данные по изменению площади в процессе измерения и используя N_{10} в качестве параметра мы получим значение количества ядер на момент окончания облучения.

Если мы имеем только данные по площади пика за какой то один большой временной промежуток, то можно число ядер на момент окончания облучения просто посчитать по формуле.

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

Далее определим выход реакции.

Для получения выхода запишем уравнение изменения количества радиоактивных ядер при $t < t_1$:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1 + y_1$$

В общем случае это уравнение можно решить, если записать его в виде

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1(t) + f(t)$$

□

Тогда решение будет записано в виде:

$$N_1(t) = e^{-\lambda_1 t} \left(\int f(t) e^{-\lambda_1 t} dt + C_1 \right)$$

В нашем $f(t) = y_1$ - не зависит от времени. Мы считаем, что ток ускорителя во время облучения не менялся. Тогда для момента времени $t = t_1$ получим решение:

$$N_1(t_1) = e^{-\lambda_1 t_1} \left(\int_0^{t_1} y_1 e^{\lambda_1 t} dt + C \right) = N_{10}$$

Постоянная $C = 0$. Это следует из того, что до начала облучения в образце не было радиоактивных ядер 1.

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

Тогда для выхода получим формулу:

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

Таким образом, для того чтобы определить выход нам сначала надо по максимальному набору спектров определить количество образовавшихся ядер на момент окончания облучения (процедура фитирования).

Строго говоря, при определении выхода нужно ввести еще некоторые поправки. В объеме образца происходит поглощение испущенных им же гамма - квантов - самопоглощение. И в зависимости от энергии гамма - квантов самопоглощение будет иметь различные значения. В этом эксперименте мы не учитываем самопоглощение, так как образец очень тонкий (напыленный уран). Учет самопоглощения можно провести, используя моделирование на GEANT4. Также нужно учесть поправку на мертвое время детектора. При измерении спектров облученного урана мертвое время детектора было порядка десятой доли процента от живого времени, такую маленькую поправку можно не рассматривать.

У нас имеется формула для изменения количества радиоактивных ядер после облучения и количество ядер на момент окончания облучения и формула для выхода реакции. Для последующих вычислений нам понадобится понять как изменится количество ядер во время облучения:

$$N_1(t) = e^{-\lambda_1 t} \int_0^{t_1} y_1 e^{\lambda_1 t} dt = N_{10}, \text{ при } t < t_1$$

$$N_1(t) = \frac{y_1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}) = N_{10} \frac{(1 - e^{-\lambda_1 t})}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})}$$

Соответственно в момент времени $t = 0$ число ядер $N_1(0) = 0$, а $N_1(t_1) = N_{10}$.

Энергия, кэВ	I_g	N_{10}	Y	ΔY
59,54	34,5	7693425	2165502	476411
208	21,2	9306110	2619431	5297
332,36	1,2	9037949	2543951	47578

Таблица 7. Выход реакции ${}^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n){}^{237}_{92}\text{U}$.

В таблице 7 приведены рассчитанные значения N_{10} и выхода. То, что выходы имеют близкие значения также свидетельствуют в пользу того, что эти гамма - пики соответствуют гамма - переходам при распаде ${}^{237}_{92}\text{U}$. Выход для гамма - пика 59.5 кэВ ниже других так как значение эффективности при низких значениях энергии имеет большую ошибку.

Средневзвешенное значение выхода реакции ${}^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n){}^{237}_{92}\text{U}$ будет $Y = 2608099 \pm 13813$

3.4. Расшифровка спектров и определение выходов для реакции фотоделения.

Первая задача, которая ставится при обработке спектров - это произвести расшифровку пиков полного поглощения, чтобы определить ядра осколки, образовавшиеся в результате деления.



Рис.11. Спектры остаточной активности сразу после облучения, через 1 и 6 дней после облучения.[11]

На рис. 11 показаны спектры остаточной активности сразу после облучения, через 1 и 6 дней после облучения. Видно как происходит эволюция пиков. Пики исчезают и появляются.

Перечислим критерии, которым должны подчиняться пики при расшифровке спектров остаточной активности.

- Осколки, образующиеся при делении - радиоактивные. Следовательно при распаде они излучают гамма - кванты. Ядро, образующееся в результате деления идентифицируется по энергии пика и его периоду полураспада.

- Радиоактивные изотопы имеют много возбужденных состояний, соответственно много гамма - переходов при распаде. В спектрах должны быть видны хотя бы самые интенсивные из них.
- В процессе деления образуются ядра сильно перегруженные нейтронами, которые распадаются либо путем вылета нейтронов либо засчет бета распадов. Следовательно в спектре должны быть гамма - переходы от дочерних и родительских изотопов радиоактивного ядра.
- В процессе деления образуется 2 осколка, следовательно должны быть видны гамма - переходы от ядер - партнеров по делению.

Главный критерий это энергия и период полураспада. Однако в связи с тем, что ток ускорителя во время облучения был небольшой, то активность образца невелика. (Мертвое время работы детектора уже в начале измерений менее процента). Для некоторых долгоживущих изотопов невозможно построить кривую распада и соответственно определить период полураспада. В этом случае критериями правильности расшифровки будет энергия и критерий связанный с наличием в спектре других гамма - переходов от распада этого ядра в спектре. Причем выход по разным гамма - переходам должен быть одинаковым.

В процессе деления радиоактивные ядра могут получаться множеством способов. Это может быть деление с образованием нужного нам изотопа, а может этот изотоп получиться в результате распада на него родительского изотопа, образованного в результате деления. Различные способы образования ядер и переходы между ядрами изобарами показаны на следующей схеме переходов между изобарами (рис. 12).

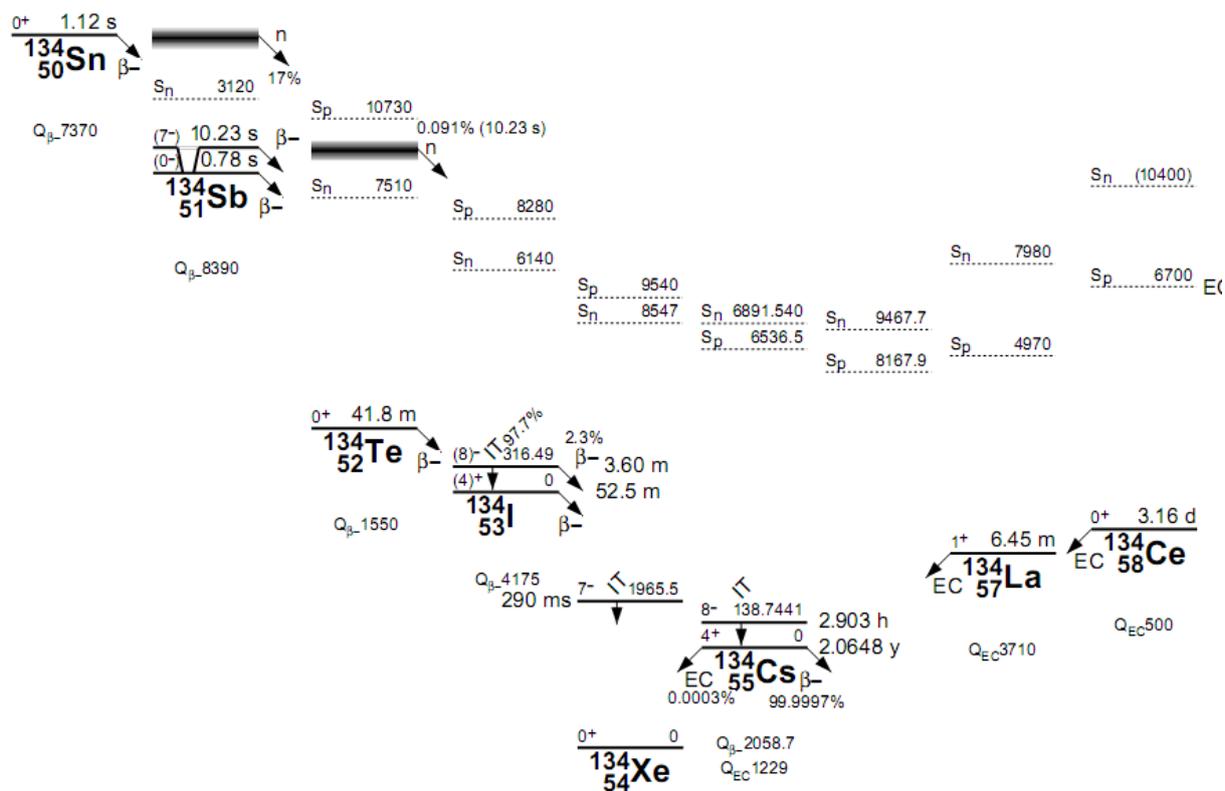


Рис. 12. Распады ядер изобар с массовым числом $A = 134$. [3]

Проанализируем способ получения различных ядер при делении.



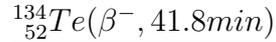
Это ядро может получиться несколькими способами.

- Непосредственно при делении урана.

- Это ядро может получиться при β^- распаде ${}^{134}_{53}I(\beta^-, 52.5min)$ и всей цепочки β^- распада родительских ядер. Причем родительские ядра получают непосредственно при делении урана.

- Аналогично ядро ${}^{134}_{54}Xe$ может получиться в результате e^- захвата в ядре ${}^{134}_{55}Cs(EC, 2.0648y)$. Причем само ядро ${}^{134}_{55}Cs$ образуется при делении урана.

Ядро ксенона в нашем эксперименте может быть получено тремя разными способами. Естественно гамма линии в спектре от этого ядра не увидим, так как оно стабильно. Оно приведено в качестве примера.



${}^{134}_{52}Te$ может быть получен двумя способами:

- Непосредственно при делении урана.

- Это ядро может получиться при β^- распаде ${}^{134}_{51}Sb(\beta^-, 0.78s)$ и всей предыдущей цепочки β^- распада родительских ядер. Причем родительские ядра получают непосредственно при делении урана.

Период полураспада ${}^{134}_{51}Sb$ меньше секунды - очень короткий (и всех остальных родительских ядер тоже), поэтому анализируя спектры мы не увидим накопления ядра теллура после облучения. Анализ расчета выхода этого изотопа будет рассмотрен ниже.

В условиях нашего эксперимента мы не сможем определить какая доля ядер теллура образуется непосредственно в результате деления, а какая часть в результате β^- распадов родительских ядер изобар. Выход который мы будем считать будет накопленным (то есть выход, включающий в себя все способы получения ядра).

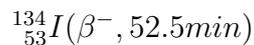


Интересно рассмотреть образование ядра ${}^{134}_{57}La$. Оно может получиться двумя способами.

- Непосредственно при делении урана.

- ${}^{134}_{57}La(EC, 6.45min)$ может образоваться в результате e^- захвата в ядре ${}^{134}_{58}Ce(EC, 3.16d)$. Причем само ядро ${}^{134}_{58}Ce$ при делении урана.

Мы не увидим накопления этого ядра после выключения ускорителя. Но уже по другой причине. Накопление ядра ${}^{134}_{57}La$ из за распада ${}^{134}_{58}Ce$ будет мало, так как период полураспада ядра ${}^{134}_{58}Ce$ очень большой по сравнению с периодом распада ядра ${}^{134}_{57}La$. Выход же который мы будем определять, будет независимым (отвечающий только делению ядра урана).



Последним рассмотрим ядро ${}^{134}_{53}I(\beta^-, 52.5min)$. Оно может получиться двумя способами.

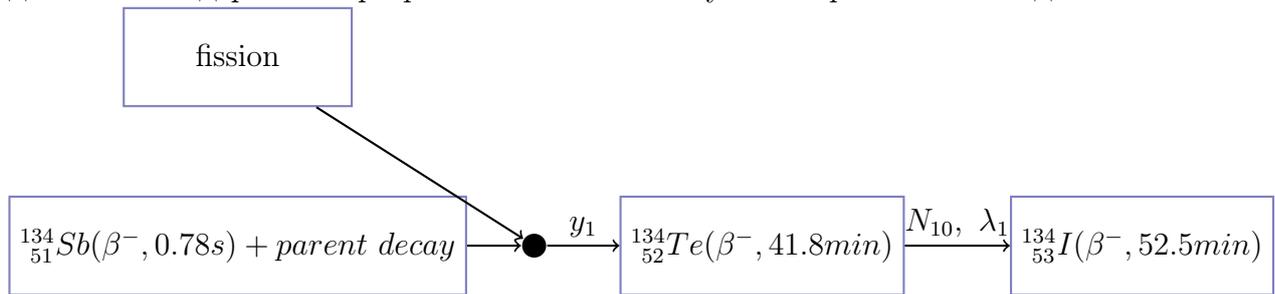
- Непосредственно при делении урана.

- Это ядро может получиться при β^- распаде ядра ${}^{134}_{52}Te(\beta^-, 41.8min)$ и других родительских ядер. Родительские ядра получают непосредственно при делении урана. Но нас будет интересовать только образование йода из теллура, так как период полураспада других родительских ядер очень короткий. В этом случае также можно определить независимый выход образования йода. Но для этого нужно знать накопленный выход получения ядра теллура и точнее количество ядер теллура на момент окончания облучения засчет любых процессов.

Итак видно, что в процессе деления радиоактивные ядра могут получаться множеством способов. От того как образуется ядро зависит та информация, которую мы сможем получить о реакции. В одних случаях мы можем рассчитать независимый выход образования ядра только в результате деления, в других только накопленный (и таких случаев больше). В зависимости от способа образования ядра будут меняться формулы для расчета выходов реакций и формулы для определения периодов изотопов.

3.5. Один канал образования ядра ($^{134}_{52}\text{Te}$).

Выше было показано, что ядро теллура может быть получено как в результате деления, так и в результате распада на него родительских ядер. Однако период полураспада родительских ядер - изобар крайне низкий поэтому мы не различим эти два канала.



В этом случае уравнение изменения количества радиоактивных ядер во время и после облучения будет иметь вид:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1 + y_1$$

Здесь y_1 - накопленный выход ядер $^{134}_{52}\text{Te}$.

Аналогичное уравнение мы получили при анализе реакции $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n)^{237}_{92}\text{U}$. Поэтому без выкладок можно сразу написать решения:

<p>Формула изменения количества радиоактивных ядер после облучения (для оценки периода полураспада):</p> $N = N_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2 \cdot t_2}{T_{1/2}}}$
<p>Формула для определения количества ядер на момент окончания облучения (напомним, что этой функцией нужно профитировать кривую распада для получения N_{10})</p> $N_{10} = \frac{S}{k_1(e^{-\lambda_1 t_2} - e^{-\lambda_1 t_3})}$
<p>Зная N_{10} мы можем определить выход реакции:</p> $y_1 = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})}$

В качестве примера использования этих формул рассмотрим определение выхода для ядра $^{134}_{52}\text{Te}$.

Ядро $^{134}_{52}\text{Te}$ β^- радиоактивно с периодом полураспада 41.8 минут. $^{134}_{52}\text{Te}$ распадается на ядро $^{134}_{53}\text{I}$ в возбужденном состоянии. По гамма - переходам в йоде мы сможем определить наличие ядра теллура в спектре. При распаде $^{134}_{52}\text{Te}$ испускается несколько высокоинтенсивных гамма - квантов (таблица 8.). Наличие в спектре всех этих линий с соответствующей интенсивностью подтверждает, что образовался именно $^{134}_{52}\text{Te}$. Также необходимо, чтобы период полураспада по этим линиям совпадал с табличным.

Gammas from ^{134}Te (41.8 min)			
E_γ , keV	I_g , %	Err I_g , %	Decay mode
79.445	20.9	0.6	b-
180.891	18.3	0.6	b-
210.465	22.7	1.2	b-
277.951	21.2	0.9	b-
435.06	18.9	0.9	b-
742.586	15.3	0.6	b-
767.20	29.5	1.2	b-

Таблица 8. Гамма - кванты при распаде $^{134}_{52}\text{Te}$.

Рассмотрим эволюцию пика $E_\gamma = 277.951\text{кэВ}$.

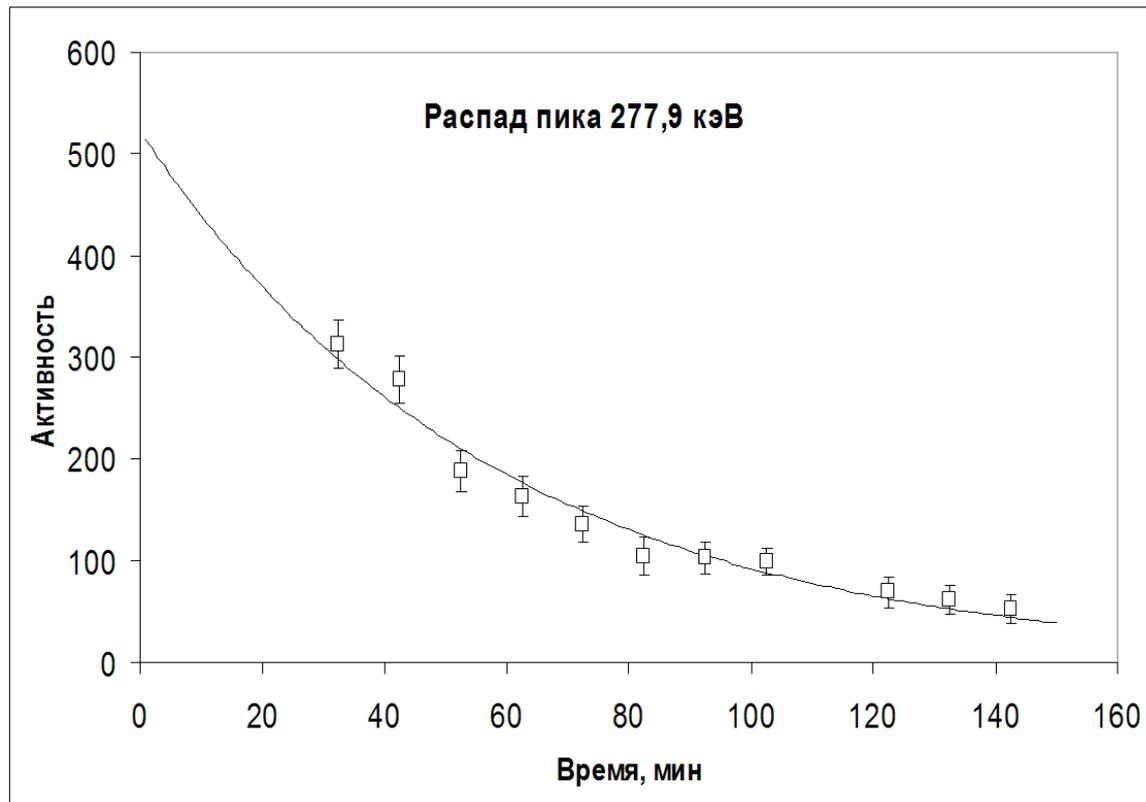


Рис. 13. Распад гамма - пика 277.9 кэВ.

Параметры
$N_0 = 522 \pm 42$
$T_{1/2} = 39,9 \pm 2,8$ минут

Экспериментально определенный период полураспада совпадает с табличным значением $T_{1/2}(^{134}_{52}\text{Te}) = 41.8$ мин.

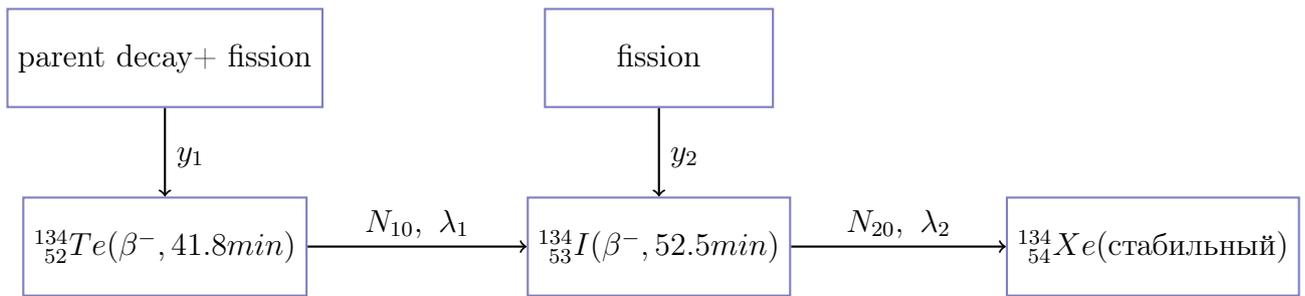
Энергия, кэВ	I_g	N_{10}	Y	ΔY
180,9	18,3	52728	53971	3860
277,9	21,2	49345	50508	4431
566	18,6	54600	55888	5990

Таблица 9. Выход реакции фотоделения с образованием $^{134}_{52}\text{Te}$.

Для определения выходов выбраны те пики из гамма переходов на $^{134}_{52}\text{Te}$, которые не складываются с фоном или гамма переходами при распаде других ядер осколков.

Средняя величина накопленного выхода образования $^{134}_{52}\text{Te}$, $Y = 53456 \pm 4760$

3.6. Два канала образования ядра ($^{134}_{53}I$)



Случай, когда можно разделить сколько ядер образовалось в результате деления, а сколько в результате распада на него родительских ядер.

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

λ_1, λ_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.

Способ решения такого вида уравнений описан в статье, доступной по ссылке <http://depni.sinp.msu.ru/hatta/metodika.pdf>.

Нужно записать уравнение в виде:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + f(t)$$

Тогда решение будет записано в виде:

$$N_2(t) = e^{-\lambda_2 t} \left(\int f(t) e^{\lambda_2 \tau} d\tau + C_2 \right)$$

Первое уравнение решено в предыдущем разделе, поэтому его решение мы приводить не будем.

Как и в случае для одного канала образования ядра разобьем эксперимент на несколько временных промежутков. В промежутке времени $0 - t_1$ происходит накопление и распад изотопов (облучение). При $t > t_1$ образец переносится на детектор и происходит измерение спектров. В промежутке $t_2 - t_3$ - происходит измерение спектров, с целью получить выход.

Измерение спектров происходит в промежутке времени $t > t_1$. Для простоты будем считать что $t_1 = 0$. Для этого случая уравнение изменения количества радиоактивных ядер примет вид:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1$$

$$N_2(t) = e^{-\lambda_2 t} \left(\int_0^t f(t) e^{\lambda_2 \tau} d\tau + C_2 \right) = e^{-\lambda_2 t} \left(\int_0^t \lambda_1 N_{10} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)\tau} d\tau + C_2 \right) =$$

$$N_2(t) = e^{-\lambda_2 t} \cdot C_2 + e^{-\lambda_2 t} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \cdot (e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} - 1) =$$

$$= e^{-\lambda_2 t} \cdot C_2 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_2 t}$$

$N_2(0) = N_{20} \implies C_2 = N_{20}$. Окончательно для изменения числа радиоактивных ядер 2 после облучения получим формулу, с помощью которой можно сразу оценить период полураспада этого ядра:

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

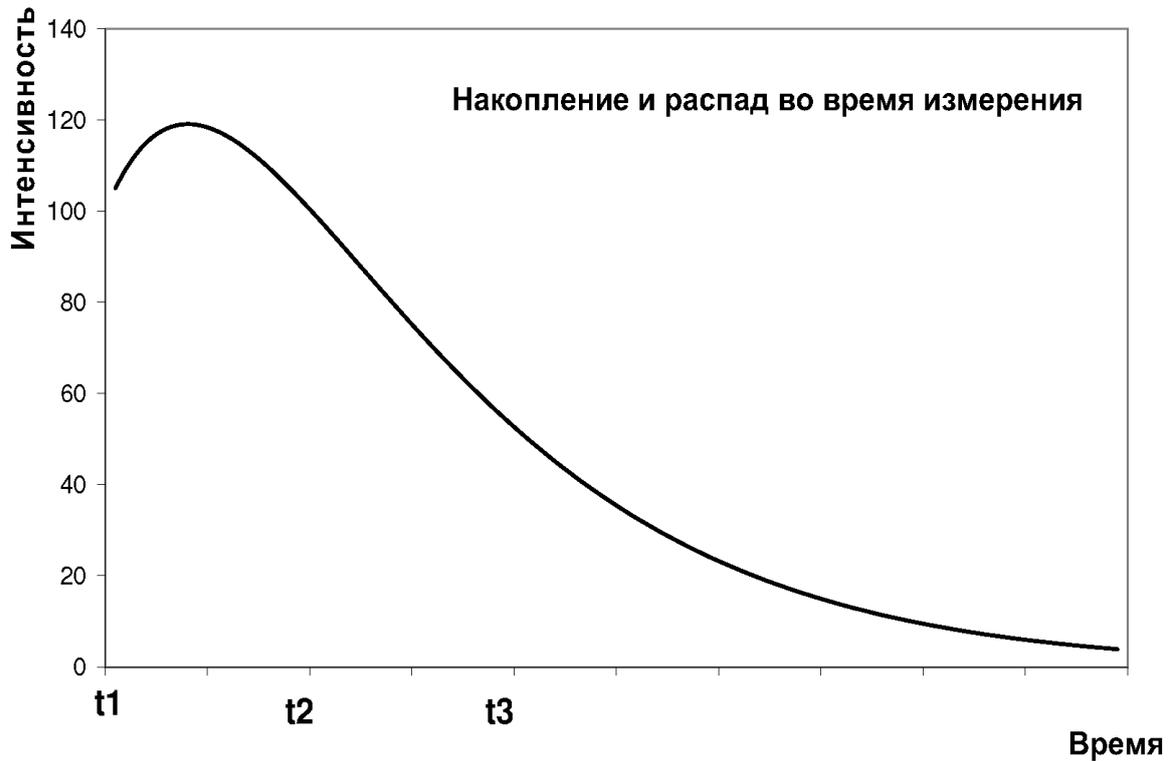


Рис. 14. Изменение количества радиоактивных ядер после облучения для случая двух каналов образования ядра.

Мы измеряем площадь пиков, то есть число распавшихся радиоактивных ядер за время от t_2 до t_3 . Вернемся к старым обозначениям. Здесь t_2 и t_3 время от начала облучения.

$$S(t_2, t_3) = k_2 \int_{t_2}^{t_3} \lambda_2 N_2(t) dt = k_2 \lambda_2 \int_{t_2}^{t_3} \left(e^{-\lambda_2 t} N_{20} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t} N_{10} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} N_{10} \right) dt =$$

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

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

Первый член этой функции отвечает за распад ядра 2 без накопления. Оставшиеся два члена учитывают накопление ядер 2.

При расчете количества ядер нужно быть очень аккуратным, так как на результат влияет очень много параметров, в каждом из которых заложены свои ошибки.

Профитировав этой функцией данные из спектров мы получим значение N_{20} , причем все остальные параметры считаются известными.

Далее определим выход реакции с образованием ядра 2.

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 + y_2$$

$$N_2(t_1) = e^{-\lambda_2 t_1} \left(\int_0^{t_1} (\lambda_1 N_1(t) + y_2) e^{\lambda_2 t} dt + C_2 \right) = N_{20}$$

С помощью специального математического программного обеспечения можно численно решить этот интеграл относительно y_2 .

$$N_1(t) = N_{10} \frac{(1 - e^{-\lambda_1 t})}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})} - \text{изменение количества ядер 1 во время облучения.}$$

$$N_2(0) = 0 \implies C_2 = 0$$

$$N_2(t_1) = e^{-\lambda_2 t_1} \int_0^{t_1} \left(\lambda_1 N_{10} \frac{(1 - e^{-\lambda_1 t})}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})} + y_2 \right) e^{\lambda_2 t} dt = N_{20} =$$

$$N_{20} = e^{-\lambda_2 t_1} \left(\frac{\lambda_1 N_{10}}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} \cdot \int_0^{t_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}) e^{\lambda_2 t} dt + \int_0^{t_1} y_2 e^{\lambda_2 t} dt \right)$$

$$= e^{-\lambda_2 t_1} \frac{\lambda_1 N_{10}}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} \cdot \left(\frac{1}{\lambda_2} (e^{\lambda_2 t_1} - 1) - \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{(\lambda_2 - \lambda_1) t_1} - 1) \right) + \frac{y_2 \cdot (1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{-\lambda_2} =$$

$$= y_1 \cdot \frac{\lambda_2 (1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1 (1 - e^{-\lambda_1 t_2})}{\lambda_2 (\lambda_2 - \lambda_1)} + \frac{y_2 \cdot (1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{\lambda_2} = N_{20}$$

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

Таким образом мы можем рассчитать независимый выход ядра 2, если знаем выход ядра 1. Но если мы ничего не знаем о выходе ядра 1 (или примем $y_1 = 0$), то мы получим формулу для выхода с одним каналом образования ядра. Тогда посчитанный выход будет накопленным.

Примером расчета периода полураспада и выхода для процесса с накоплением будет образование радиоактивного изотопа $^{134}_{53}I$.

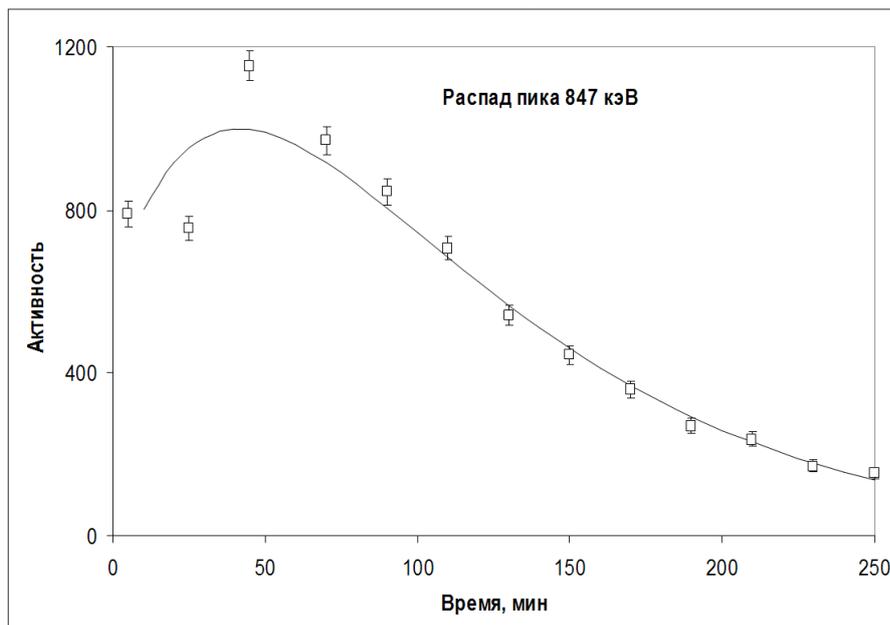


Рис. 15. Кривая распада гамма - пика 847 кэВ.

Параметры
$N_{10} = 1980 \pm 340$
$N_{20} = 613 \pm 100$
$T_{1/2}^1 = 41,3 \pm 4,9 \text{ мин}$
$T_{1/2}^2 = 41,9 \pm 7,6 \text{ мин}$

Для пика с энергией 847 кэВ период полураспада близок к табличному значению периода полураспада радиоактивного $^{134}_{53}\text{I}$. Для пика 884 кэВ получаются $T_{1/2}^2 = 48,9 \pm 5 \text{ мин}$.

Величина независимого выхода образования $^{134}_{52}\text{I}$ в результате фотоделения $Y = 7772 \pm 750$.

3.7. Массовое и зарядовое распределение.

Результатом нашей работы является построение массовых и зарядовых распределений при различных энергиях возбуждения ядра в реакции фоторасщепления естественной смеси изотопов урана.

Массовое распределение - это зависимость выходов (или сечения образования) от массового числа продуктов деления. Причем для каждого массового числа в выход входят независимые (или накопленные) выходы для всех ядер изобар с данным массовым числом. В англоязычной литературе это называется mass chain yield - имеется ввиду что в выход входят все ядра - изобары, которые могут получиться в результате деления и цепочки их распадов.

Зарядовое распределение - зависимость выходов ядер изобар при делении от их заряда. Понятно, что не зная зарядового распределения мы не сможем построить массового. Для каждого массового числа мы в наших данных имеем 1 - 2 ядра изобара. Об остальных ядрах изобарах для данного массового числа мы не знаем. Поэтому сначала надо разобраться с тем как получить зарядовое распределение.

Во многих экспериментальных [например 13,14] и теоретических [например 15,16] работах показано, что зарядовое распределение при делении хорошо описывается распределением Гаусса. Для фотоделения это показано в работе [13]. Отклонение от Гауссового распределения наблюдается лишь при спонтанном делении и делении при низкой энергии возбуждения ядра (деление под действием тепловых нейтронов).

В нашей работе мы будем использовать функцию Гаусса следующего вида [12]:

$$y_{A,Z} = \frac{y_A}{\sqrt{C\pi}} \cdot e^{-\frac{(Z - Z_p)^2}{C}}$$

где $y_{A,Z}$ - независимый выход образования ядра (A, Z).

y_A - суммарный выход ядер изобар с данным массовым числом.

Z_p - наиболее вероятный заряд.

C - параметр ширины распределения.

Параметр ширины не зависит от массового числа ядер [14 и др.]. В разных работах показано, что параметр ширины не зависит также и от энергии возбуждения ядра. В работе [17] это показано для фотоделения в области энергий от 12 до 70 МэВ. Это явление объясняется с помощью scission - point модели [18]. В разных работах приводят различные (но близкие) значения параметра ширины: 0.93 ± 0.06 [7], 1.00 ± 0.12 [2] и т.д.

В распределении Гаусса мы имеем три параметра - y_A , Z_p и C . Для каждого зарядового распределения у нас есть не более двух точек. Поэтому оценить параметр ширины в нашем эксперименте мы скорее всего не сможем, нужно будет брать его из какой либо работы либо подгонять по всем данным. Его можно рассчитать только, если у нас для какого либо массового числа будет выход для трех ядер изобар.

Зная параметр ширины мы уже можем оценить наиболее вероятный заряд и суммарный выход. Также можно рассчитать отклонение наиболее вероятного заряда при переходе от одного заряда к другому:

$$dZ_p = Z_{pA_1} - Z_{pA_2} = \frac{C}{2(Z_1 - Z_2)} \left(\frac{y_{A_1 Z_1} \cdot y_{A_2 Z_2}}{y_{A_1 Z_2} \cdot y_{A_2 Z_1}} \right)$$

Это отклонение не является постоянным и меняется при переходе от одного массового числа к другому.

Резюмируя можно сказать, что для построения массового распределения нам сначала необходимо оценить параметры зарядового распределения для различных массовых чисел. Параметры распределения мы оценим, используя наши выходы (независимые и накопленные). Если параметр ширины известен, то чтобы получить y_A и Z_p нам надо иметь две точки для каждого A. Если точка одна, то нужно оценить сначала dZ_p из других данных, а потом уже и суммарный выход.

4. Результаты и обсуждение.

В предыдущей части подробно описана методика обработки спектров остаточной активности облученного образца. В этой части приведем результаты.

Первая задача состояла в том, чтобы провести расшифровку спектров и определить по гамма линиям в спектрах какие радиоактивные ядра получаются при делении. Расшифровка произведена в полном соответствии с критериями введенными в предыдущей главе. В таблице 10 представлен список расшифрованных гамма - линий.

Energy, keV	Isotope	T1/2	Energy, keV	Isotope	T1/2
59,2	237-U	6.75 d	388,6	126-I	13.11 d
79,1	134-Te	41.8 m	402,4	87-Kr	76.3 m
149,4	131-Te	25.0 m	462,6	138-Cs	33.41 m
150,8	85-Krm	4.480 h	529,8	133-I	20.8 h
164,1	237-U	6.75 d	555,0	82-Br	35.30 h
165,5	139-Ba	83.06 m	555,4	91-Ym	49.71 m
180,5	134-T	41.8 m	564,7	122-Sb	65,3712h
191,9	101-Mo	14.61 m	601,7	120-I	81.0 m
207,7	237-U	6.75 d	641,2	142-La	91.1 m
210,3	134-Te	41.8 m	658,1	97-Nb	72.1 m
228,0	132-Te	76.896 h	667,7	132-Te	3.204 d
249,4	135-Xe	9.14 h	676,9	105-Ru	4.44 h
267,0	93-Y-39		724,1	105-Ru	4.44 h
277,6	134-Te	41.8 m	743,3	97-Zr	16.91 h
286,0	149-Pm	53.08 h	749,8	91-Sr	9.63 h
293,0	143-Ce	33.039 h	772,6	132-I	2.295 h
293,3	143-Ce	33.039 h	847,2	134-I	52.5 m
296,3	101-Pd	8.47 h	884,2	134-I	52.5 m
298,6	113-Ag	5.37 h	943,4	131-Sb	23.03 m
305,5	105-Rh	35.36 h	1024,2	91-Sr	9.63 h
306,6	101-Tc	14.22 m	1131,6	135-I	6.57 h
316,3	105-Ru	4.44 h	1260,8	135-I	6.57 h
364,5	131-I	8.02070 d	1384,4	92-Sr	2.71 h

Таблица 10. Расшифровка спектров остаточной активности.

Кривые распадов по этим гамма переходам приведены в приложении 2. В этой таблице показаны только самые интенсивные из пиков. На самом деле в каждом спектре имеется порядка ста и более линий. Расшифрована большая часть из них. Причин, по которым некоторые из гамма пиков не удалось точно идентифицировать может быть несколько. Например гамма переходы от распадов разных ядер могут иметь одинаковую энергию,

и разные периоды полураспада. Пик в спектре получается в результате наложения этих переходов. Его период полураспада не соответствует ни одному из ядер. Другой причиной может быть истинное сложение пиков от одного радиоактивного ядра. Истинное сложение в нашей задаче является важным фактором, так как образец находился вплотную к окну детектора.

Следующая цель работы это определение выходов ядер осколков и построение зарядовых распределений.

A	Z	Изотоп	Y	ΔY
82	35	Br	2237	505
87	36	Kr	12813	897
97	40	Zr	52615	3683
97	41	Nb	11743	1057
101	42	Mo	14649	1465
101	43	Tc	25862	1810
101	46	Pd	729	365
105	44	Ru	20610	1031
105	45	Rh	23077	1846
113	47	Ag	2836	851
120	53	I	3200	640
122	51	Sb	984	394
126	53	I	17161	1888
131	53	I	17963	1437
131	52	Te	14101	846
131	51	Sb	10905	872
132	53	I	2974	297
132	52	Te	40300	2015
134	52	Te	53456	4761
134	53	I	7772	750
143	58	Ce	36315	1816
149	61	Pm	27971	13986

Таблица 11. Выходы ядер осколков для реакции фотоделения.

Выходы радиоактивных ядер могут быть накопленные и независимые. В тех случаях когда имеется пики в спектре от двух и более ядер изобар можно построить зарядовое распределение и определить полный выход по массовому числу как площадь функции Гаусса, которой описывается это распределение. На рис. 17 - 18 приведены зарядовые распределения. Параметры этих распределений приведены в таблице 12. Ширина распределения выбиралась равной 1. В методике эксперимента описана причина этого выбора. Построенное затем массовое распределение указывает на правильность выбора такого способа определения выходов.

В других же случаях выход по массовому числу определялся как накопленный выход последнего в цепочке β^- распадов долгоживущего ядра. Таким образом например был определен выход для ${}_{36}^{87}\text{Kr}$. В результате деления получают β^- радиоактивные ядра. На рис. 16 показана схема распада ядер изобар с массовым числом $A = 87$ [3]. Видно что все β^- родительские ядра за очень короткий промежуток времени превращаются в ${}_{36}^{87}\text{Kr}$. Соответственно его накопленный выход мы можем считать выходом реакции фотоделения с образованием ядер с $A = 87$.

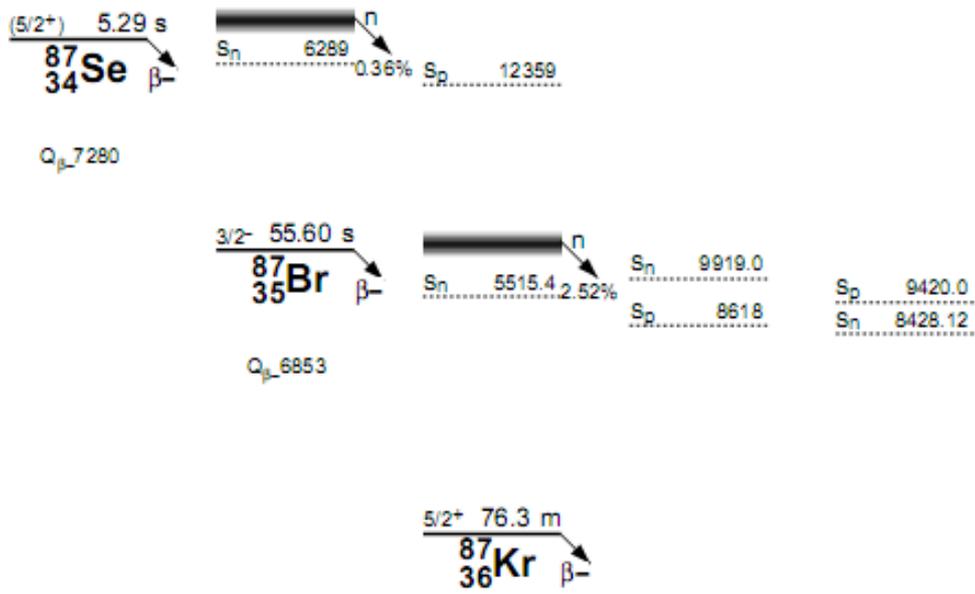


Рис.16. Распады ядер изобар с $A = 87$.

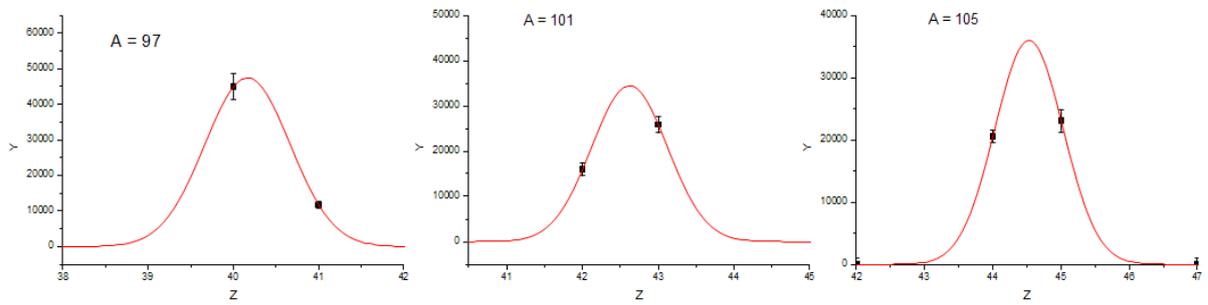


Рис. 17. Зарядовые распределения $A = 97$, $A = 101$, $A = 105$.

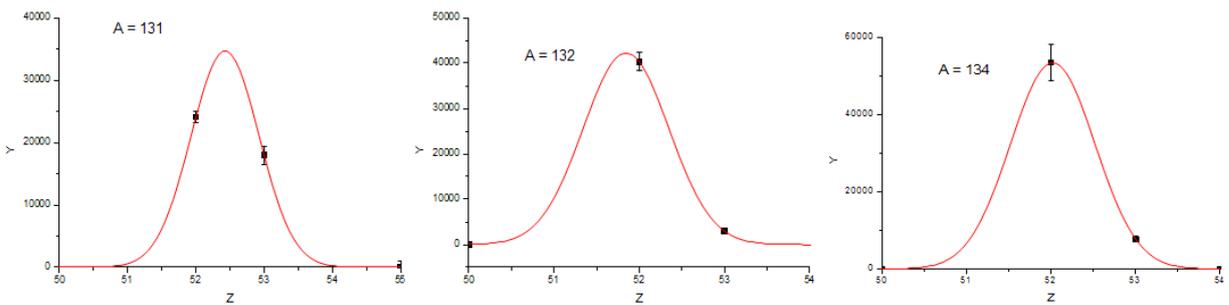


Рис. 18. Зарядовые распределения $A = 131$, $A = 132$, $A = 134$.

A = 97		A = 101		A = 105	
Z eff	40,1	Z eff	42,6	Z eff	44,5
Width	0,97472	Width	1	Width	1
Y	59522	Y	43258	Y	45137
A = 131		A = 132		A = 134	
Z eff	52,4	Z eff	51,8	Z eff	52,0
Width	1	Width	1,00432	Width	1
Y	43462	Y	53269	Y	67039

Таблица 12. Параметры зарядовых распределений.

Далее по рассчитанным выходам было построено массовое распределение. В таблице 12 приведены значения выходов для разных значений массового числа A . На рисунке 12 показано само массовое распределение осколков реакции фотоделения при энергии электронов от ускорителя 19.5 МэВ.

A	Y	ΔY
82	2237	505
87	12813	897
97	59522	5123
101	43257	3403
105	45137	4356
113	2836	851
120	3200	640
122	984	394
126	17161	1888
131	43462	3156
132	53269	2270
134	67039	6000
143	36315	1816
149	27971	13986

Таблица 13. Выходы осколков деления для разных массовых чисел.

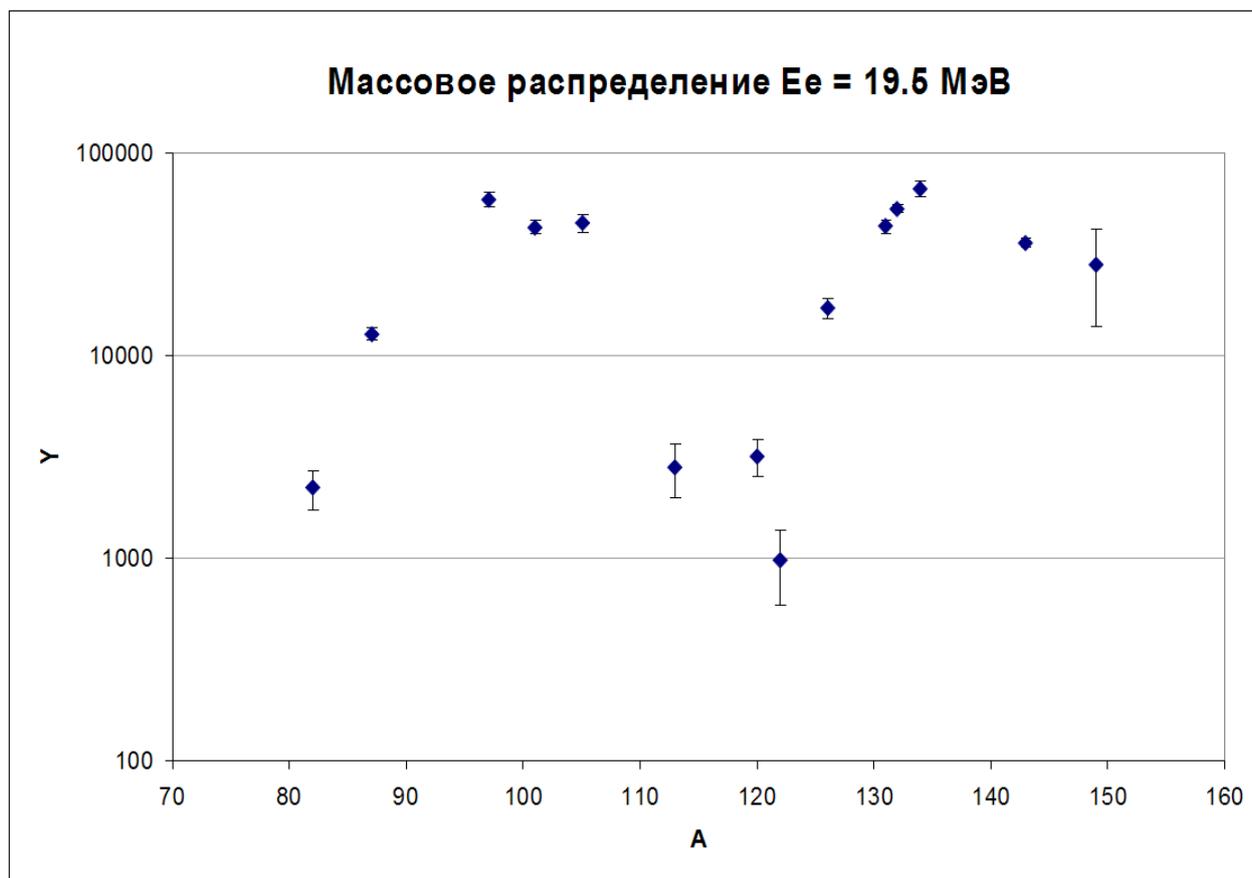


Рис. 19. Массовое распределение осколков реакции фотоделения.

Вид массового распределения свидетельствует о том, что при этой энергии преобладает ассиметричное деление. Выход симметричного деления на порядок ниже ассиметричного канала, что соответствует другим исследованиям на тормозных пучках [19, 20]. Преобладание ассиметричного канала фотоделения связано с оболочечной структурой ядра. Ядро урана пытается раздлиться таким образом, чтобы осколки имели полностью заполненные оболочки.

5. Заключение.

В работе проанализированы экспериментальные данные, полученные в эксперименте по облучению естественной смеси изотопов урана тормозными гамма - квантами с максимальной энергией 19.5 МэВ. К основным результатам работы стоит отнести:

- Произведена расшифровка спектров остаточной активности после облучения. Расшифровано более ста пиков в спектре, включая пики от фонового излучения, естественного распада изотопов урана, гамма - переходов от распада радиоактивных осколков фотоделения, гамма переходов от распада изотопа $^{237}_{92}\text{U}$ образованного в результате реакции $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n)^{237}_{92}\text{U}$.

Имеются нерасшифрованные пики. Возможная причина, почему их не удалось идентифицировать заключается в наложении гамма - переходов от разных осколков, либо с эффектом истинного суммирования пиков.

- Рассчитаны выходы реакции $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n)^{237}_{92}\text{U}$ и выходы ядер осколков реакции фотоделения.
- Построено зарядовое распределение ядер изобар, получившихся в результате фотоделения. Ширина зарядовых распределений взята равной 1 в единицах заряда. Получены с помощью зарядовых распределений интегральные выходы ядер изобар для определенных массовых чисел.
- Построено массовое распределение осколков реакции фотоделения при энергии электронов от ускорителя 19.5 МэВ. При этой энергии преобладает ассиметричное деление, что связано с оболочечной структурой ядра.

6. Список литературы.

- [1]. V.I. Shvedunov, A.N. Ermakov, I.V. Gribov, E.A. Knapp, G.A. Novikov, N.I. Pakhomov, I.V. Shvedunov, V.S. Skachkov, N.P. Sobenin, W.P. Trower and V.R. Yajlijan, A 70 Mev racetrack microtron, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 550, Issues 1-2, 11 September 2005, Pages 39-53.
- [2]. G. R. Gilmore. Practical gamma - ray spectrometry. John Wiley & Sons. 2008
- [3]. <http://ie.lbl.gov/toi/>
- [4]. <http://www.nndc.bnl.gov/>
- [5]. Ишханов. Б. С., Капитонов. И.М., Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. Москва, Издательство Московского университетата, 1979.
- [6]. Gamma ray spectrum catalogue id.inel.gov/gamma/
- [7]. J,PR/C,21,1215,1984
- [8]. J,PR/C,14,1058,1976
- [9]. <http://depni.sinp.msu.ru/hatta/metodika.pdf>
- [10]. <http://geant4.cern.ch/>
- [11]. Автоматизированная система накопления и анализа данных g- активационного анализа. Препринт НИИЯФ МГУ. 2006.
- [12]. Phys. Rev. C 57, 178. (1998)
- [13]. Nucl. Phys. A560, 689 (1993)
- [14]. Phys. Rev. 126, 1112 (1962)
- [15]. Phys. Rev. Lett. 35, 353 (1975)
- [16]. Phys. Rev. C 27, 2720 (1983)
- [17]. Phys. Rev. C 21, 629. (1980)
- [18]. Phys. Rev. C 14, 1832. (1976)
- [19]. Physics of Atomic Nuclei, 2008, Vol. 71, No. 1, pp. 27–35.
- [20]. Phys. Rev. C 21, 237. (1980)

Приложение 1. Эффективность детектора.

Облучение проводилось на разрезном микротроне РТМ - 70. Используется смоделированная эффективность регистрации гамма - квантов детектором. Моделирование проводилось с помощью библиотеки GEANT4.

Параметры моделирования - это размер облучаемой области, на выходе ускорителя пучок электронов представляет собой круг радиусом 0.5 - 1 см. Размер облучаемой области зависит от расстояния между тормозной мишенью и облучаемым образцом. Образец ставился вплотную за тормозной мишенью. Тормозная мишень сделана из вольфрама, толщиной 2.5 мм. Еще один параметр моделирования - расстояние от мишени из урана до детектора.

Проведено несколько моделирований с различными параметрами. В моделировании не учитывалось самопоглощение в мишени. Излучение с поверхности диска происходит изотропно.

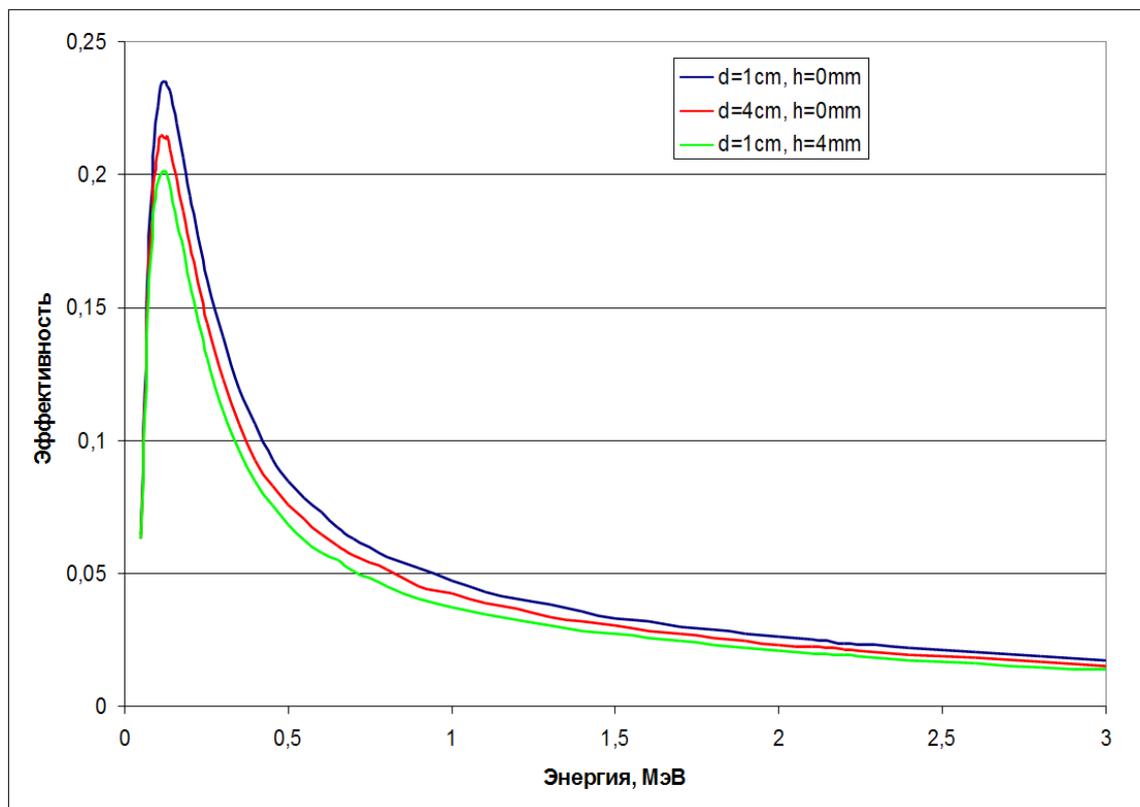


Рис. п.1. Эффективность детектора для протяженной мишени.

На рис. п.1 представлена эффективность детектора для протяженной мишени (моделирование на GEANT4). Видно как сильно зависит эффективность от параметров моделирования.

Чтобы выбрать параметры моделирования необходимо сравнить смоделированные эффективности с экспериментальными. Для построения экспериментальной эффективности можно использовать спектры необлученного урана.

В качестве первого приближения выбран случай с источником размером 1 см находящемся вплотную к детектору. Чтобы рассчитывать выходы надо эту эффективность аппроксимировать функцией.

Аппроксимация эффективности полиномом:

$$Eff = a_0 + a_1 E_\gamma + a_2 E_\gamma^2 + a_3 E_\gamma^3 + a_4 E_\gamma^4 + a_5 E_\gamma^5 + a_6 E_\gamma^6$$

40 - 200 кэВ	200 - 2000 кэВ	2000 - 3000 кэВ
-0,34523	0,39763	-52,1691
8,6856	-1,50611	128,09916
48,19782	2,92292	-130,35733
-1720,91463	-3,10999	70,42133
13348,15017	1,83795	-21,30334
-45204,29211	-0,56528	3,42201
58563,2782	0,07047	-0,22805

Таблица п.1. Коэффициенты полинома, аппроксимирующего эффективность.

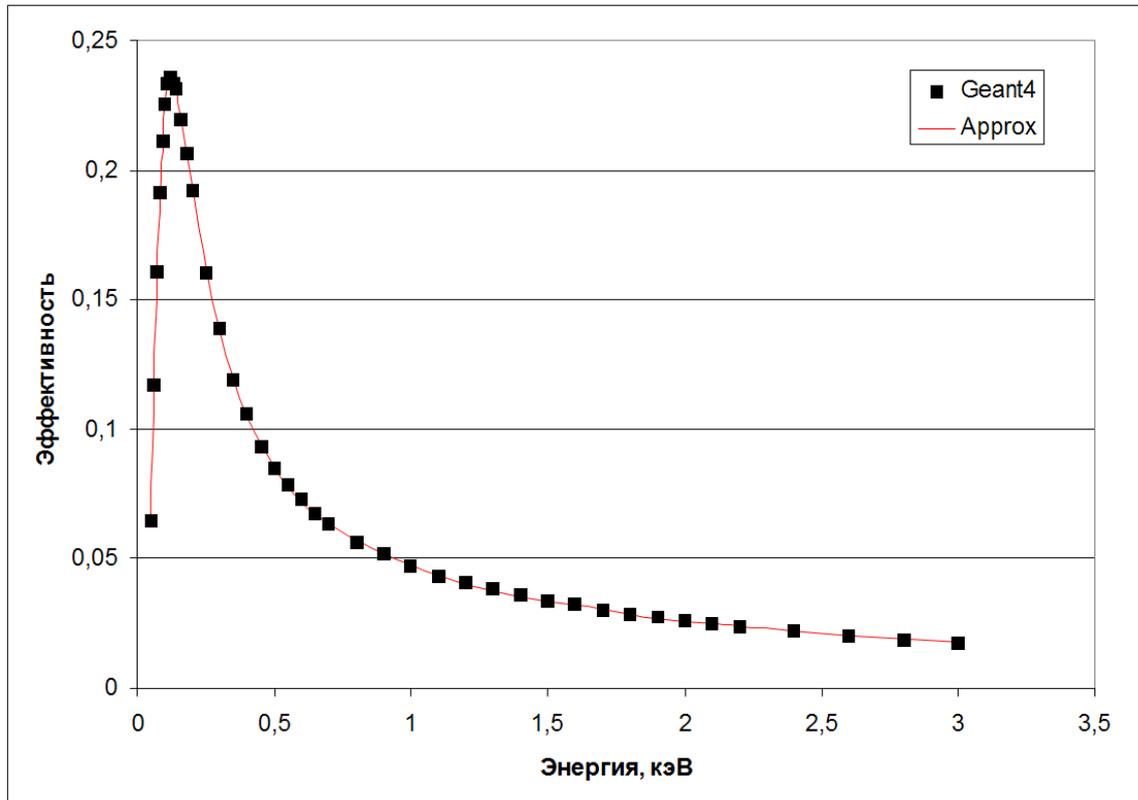
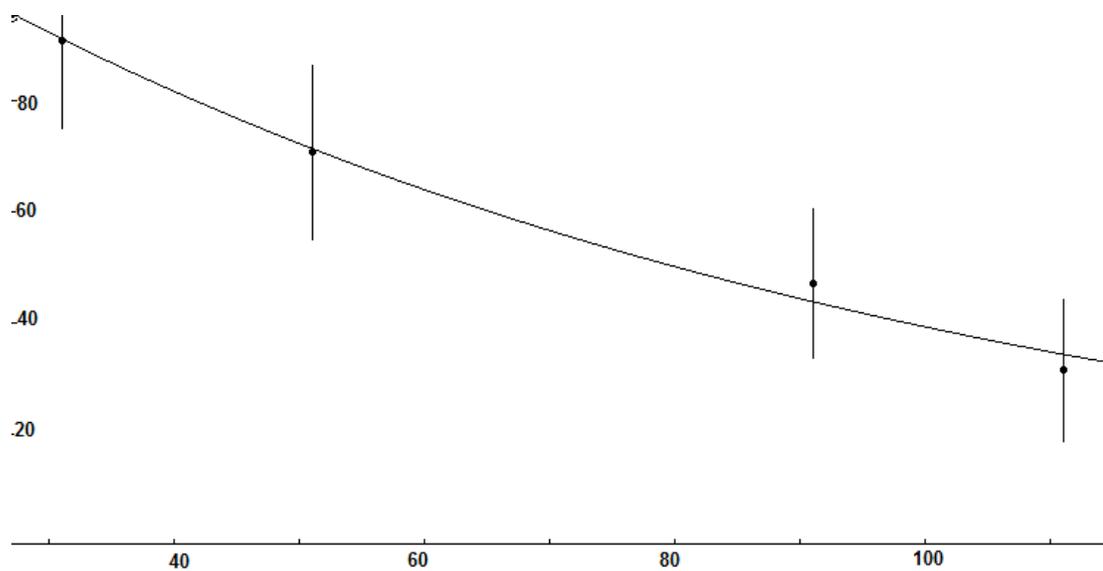


Рис. п.2. Сравнение смоделированной эффективности и полинома.

Приложение 2. Кривые распада.

E=79.12Kev

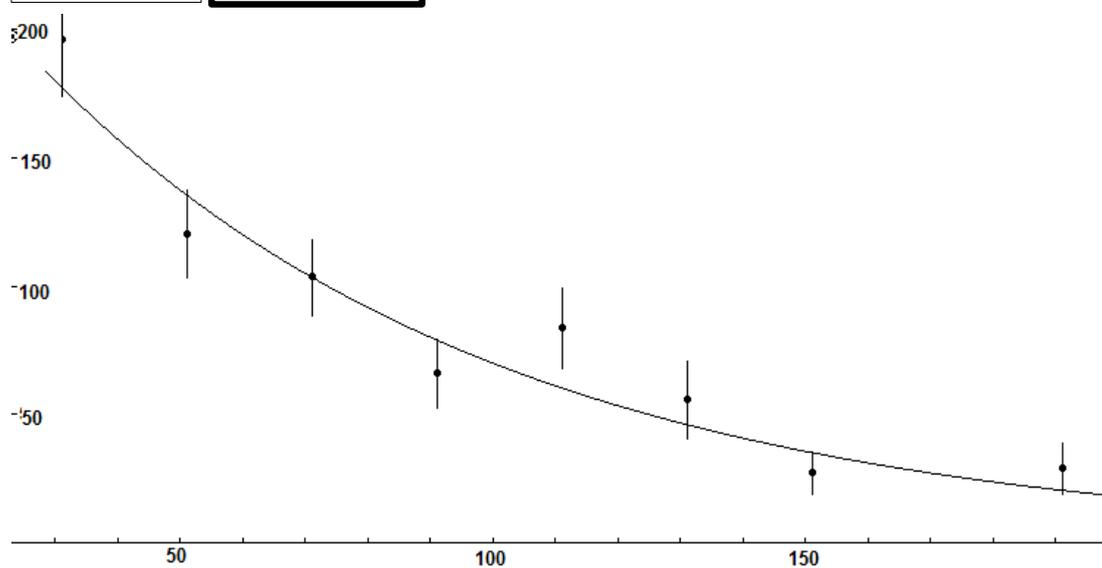
134 Te



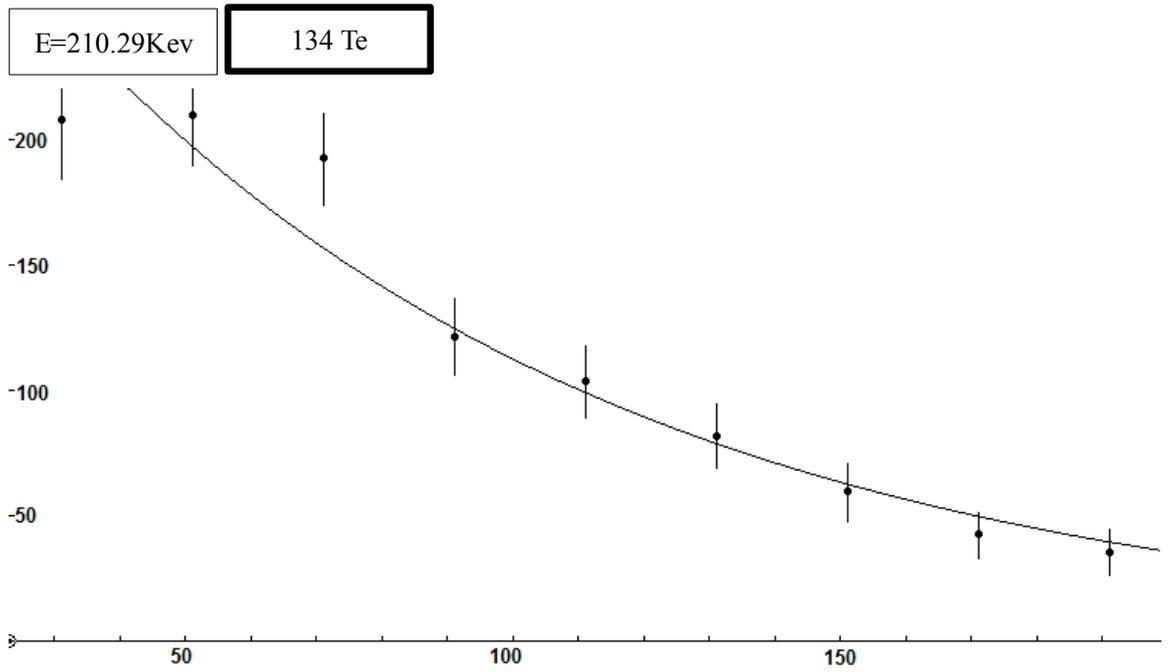
$t_{1/2}$ (табл)	41.8 (мин)
$t_{1/2}$ (экспе)	56.6812+-4.64131(мин)
N_{10}	133.255+-8.05392

E=180.52Kev

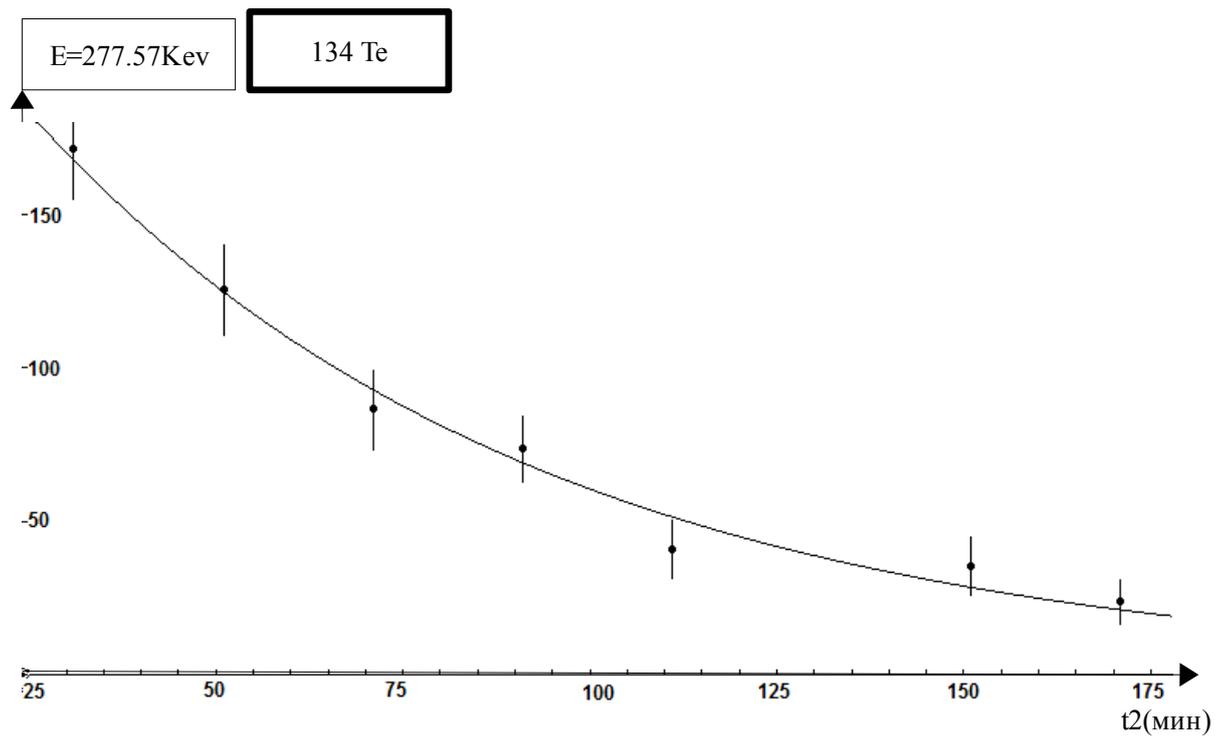
134 Te



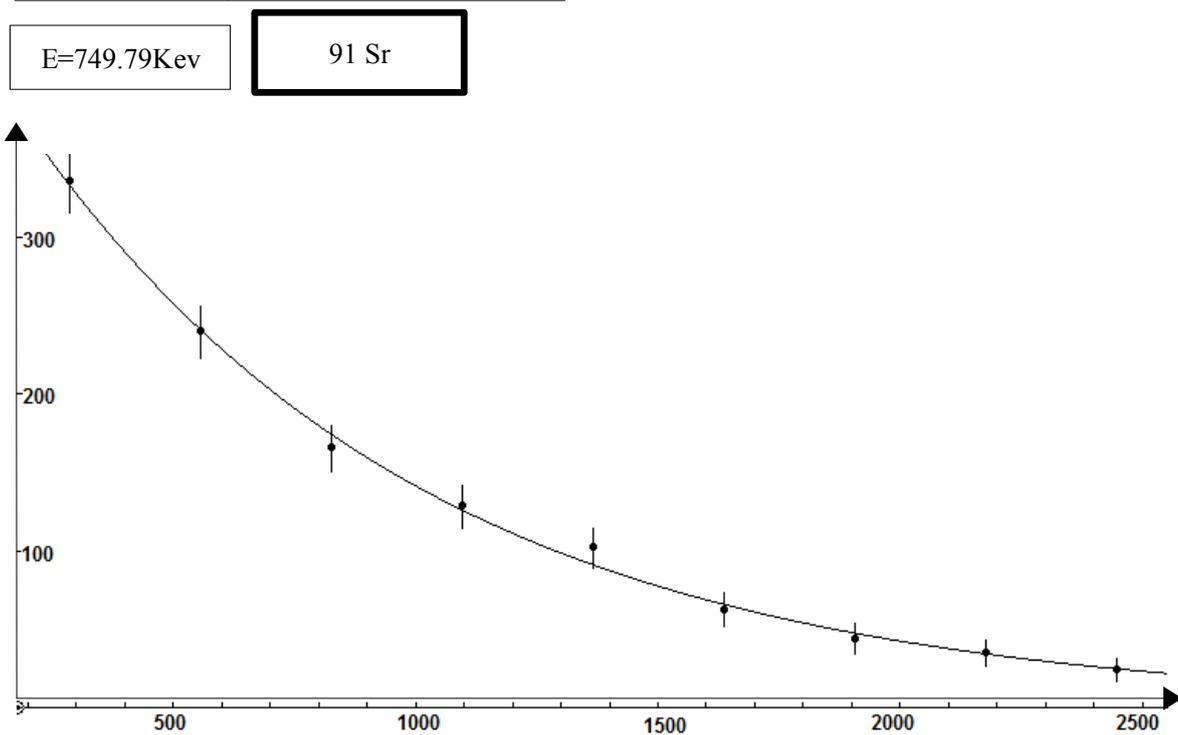
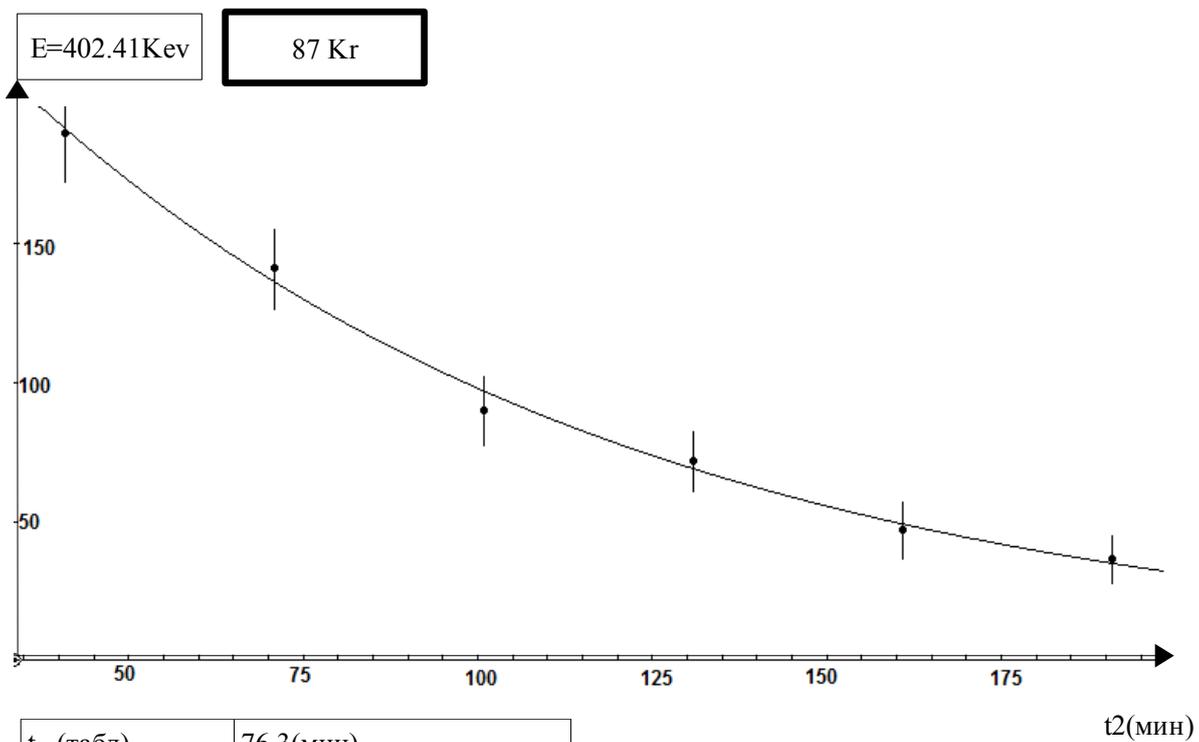
$t_{1/2}$ (табл)	41.8(мин)
$t_{1/2}$ (экспе)	51.4321+-6.60912(мин)
N_{10}	268.935+-37.2724

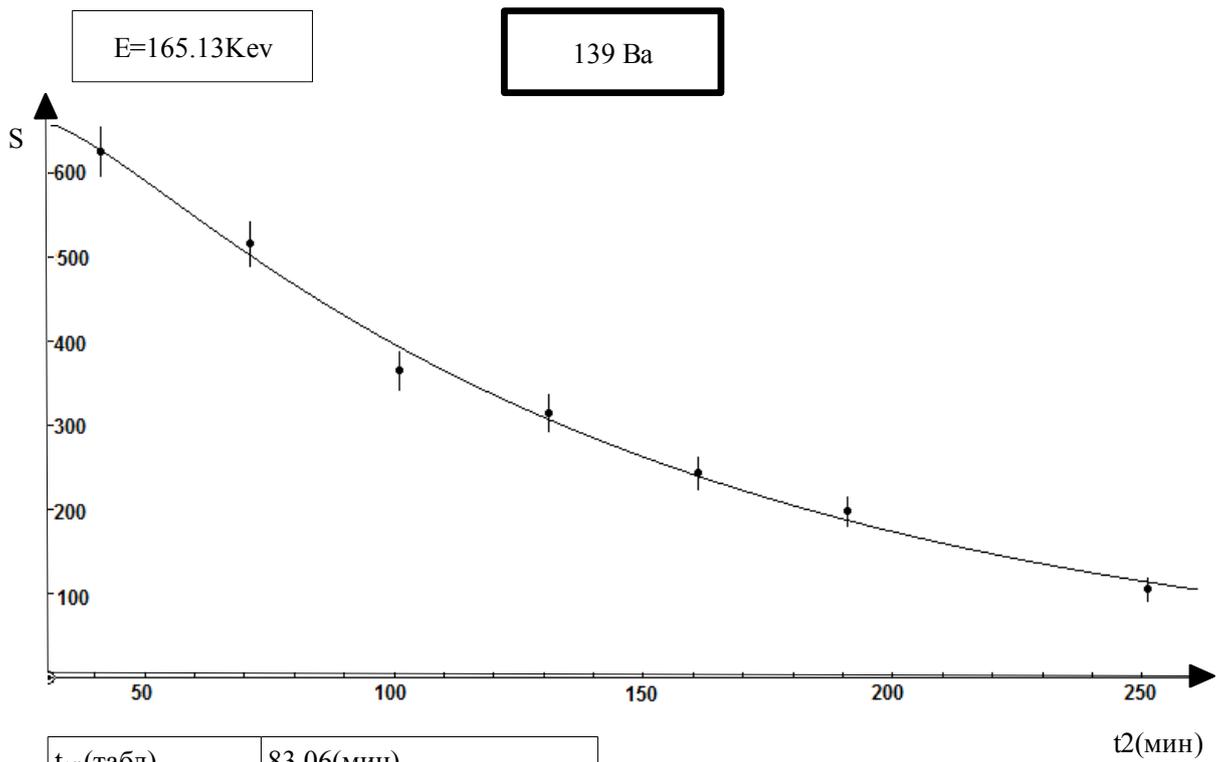
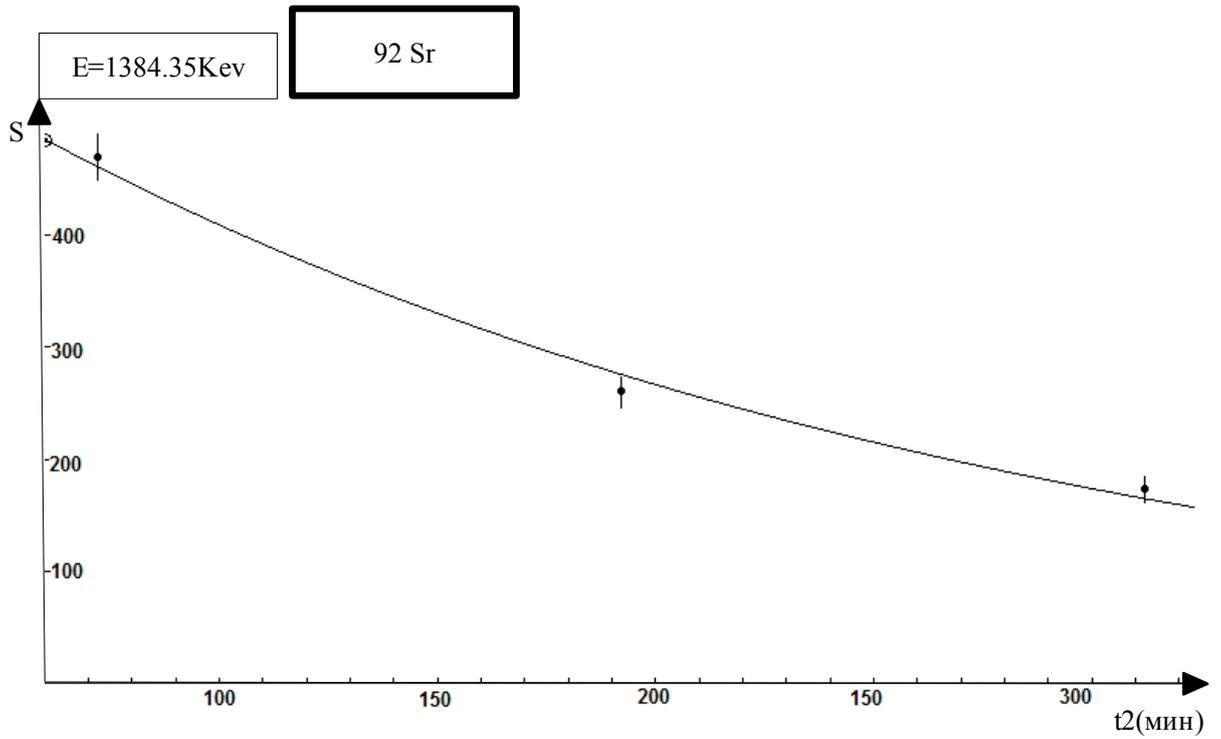


$t_{1/2}$ (табл)	41.8(мин)
$t_{1/2}$ (экспе)	60.4885 ± 5.42278 (мин)
N_{10}	353.466 ± 34.6378



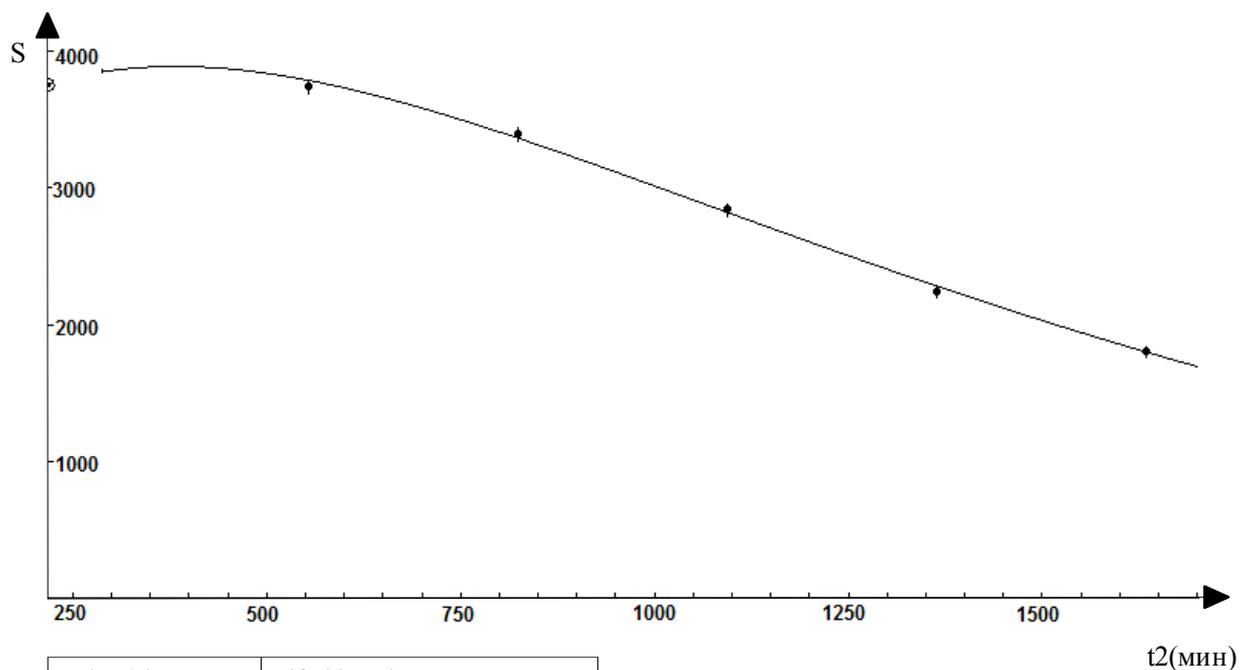
$t_{1/2}$ (табл)	41.8(мин)
$t_{1/2}$ (экспе)	46.9904 ± 3.56449 (мин)
N_{10}	264.497 ± 21.7442





E=249.44Kev

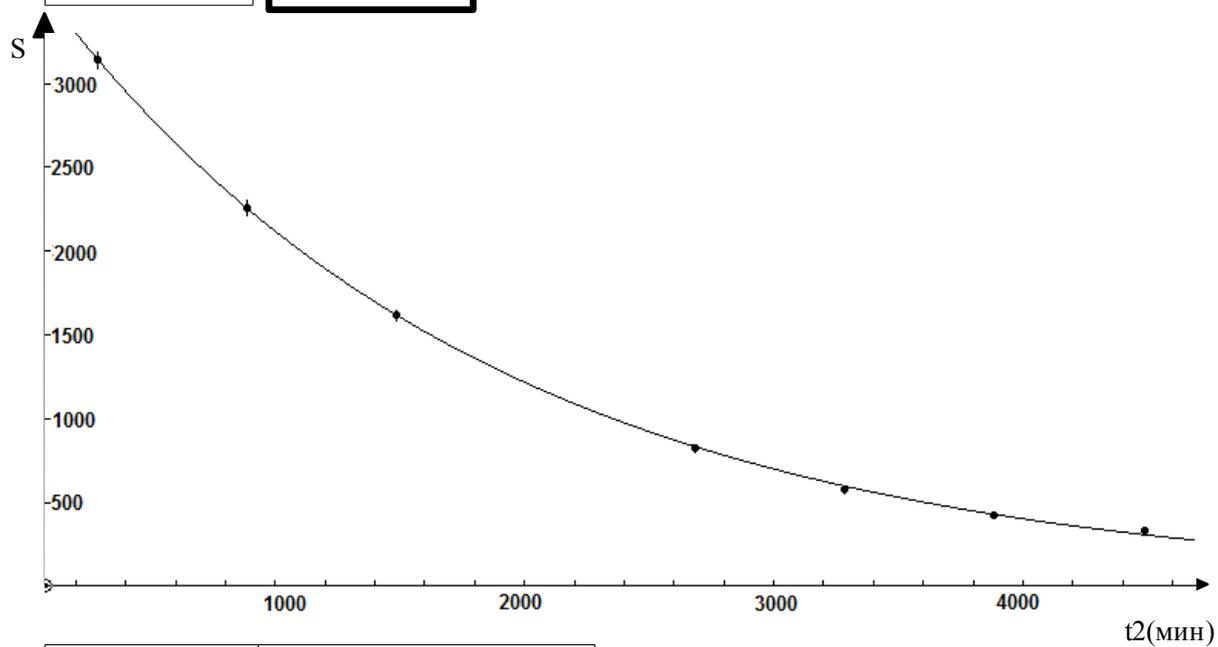
135 Xe



$t_{1/2}$ (табл)	548.4(мин)
$t_{1/2}$ (экспе)	576.5093+-27.4792(мин)
N_{10}	3004.983+-185.556

E=529.78Kev

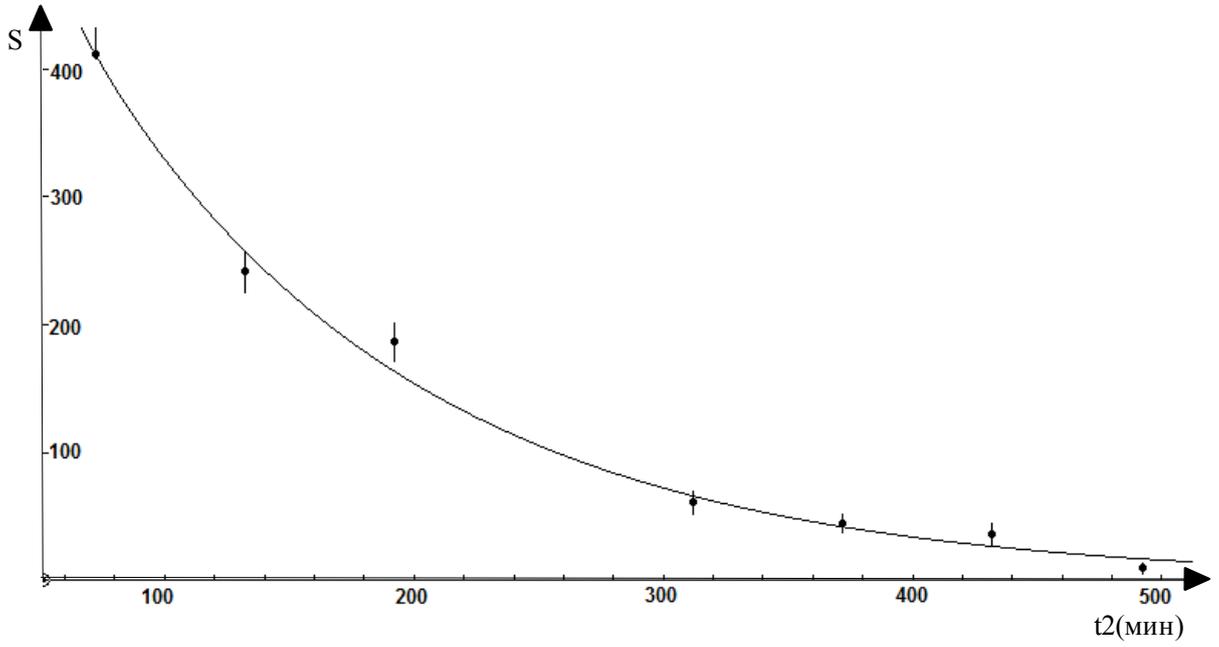
133 I



$t_{1/2}$ (табл)	1248(мин)
$t_{1/2}$ (экспе)	1249.87+-16.8136(мин)
N_{10}	3724.04+-1897.5

E=641.22 Kev

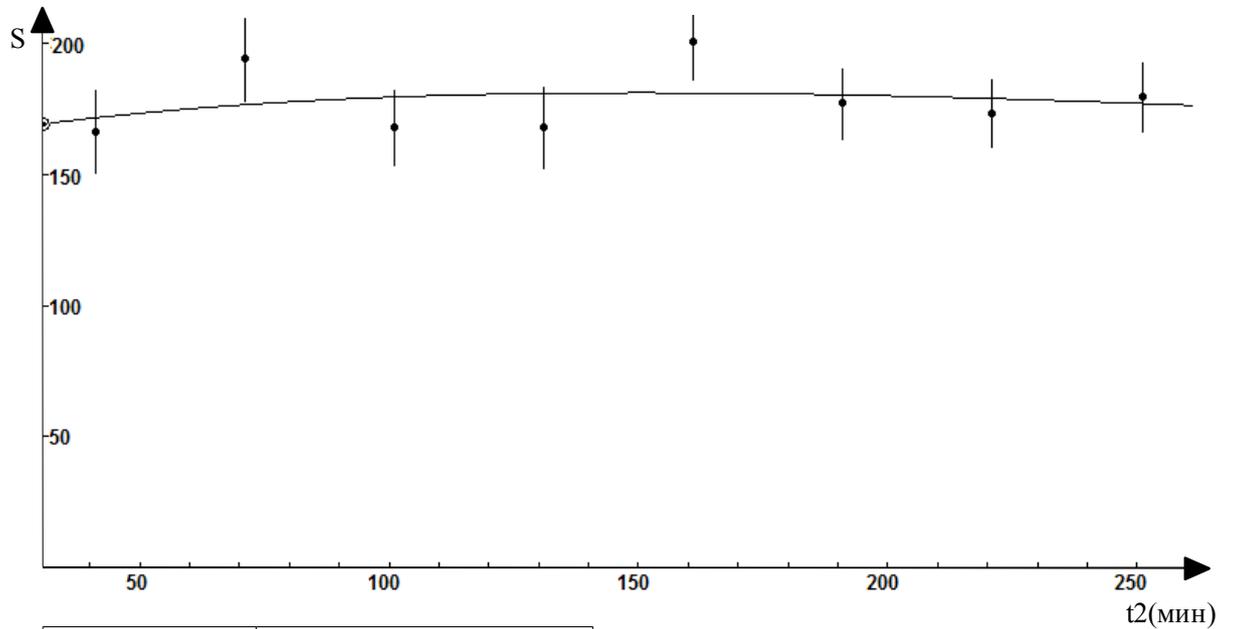
142 La



$t_{1/2}$ (табл)	91.1(мин)
$t_{1/2}$ (экспе)	91.56+-7.98796(мин)
N_{10}	1394.716+-5734.38

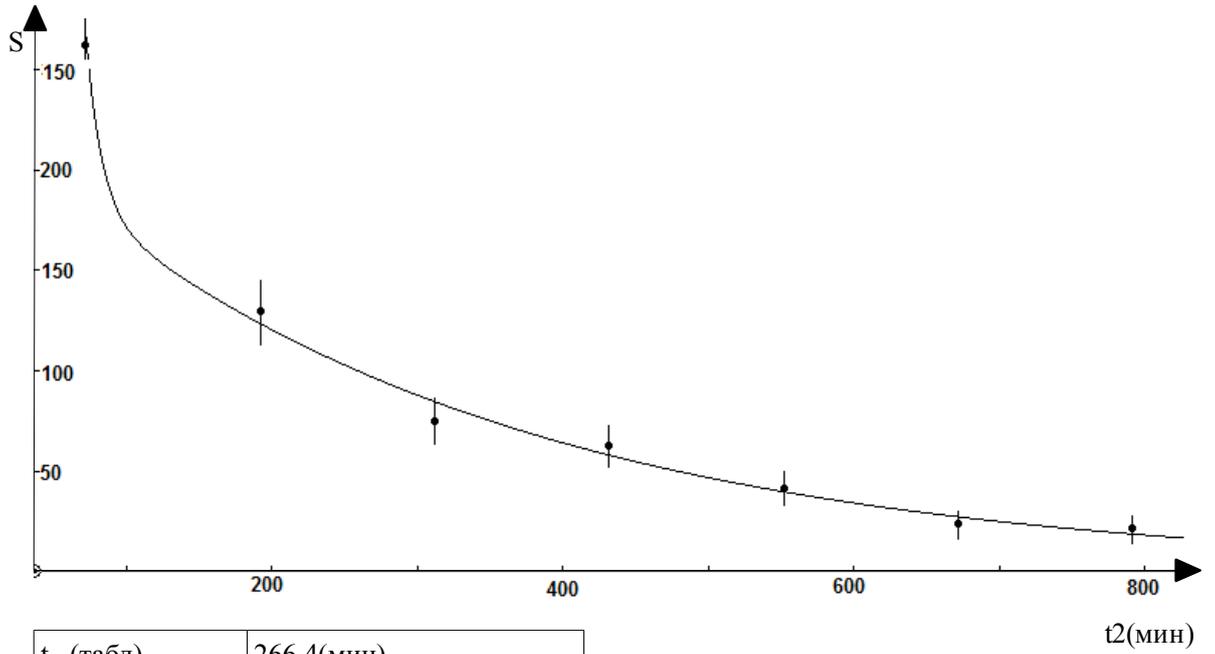
E=658.05 Kev

97 Nb



$t_{1/2}$ (табл)	72.1(мин)
$t_{1/2}$ (экспе)	78.4771+-163.966(мин)
N_{10}	160.0911+-42.6853

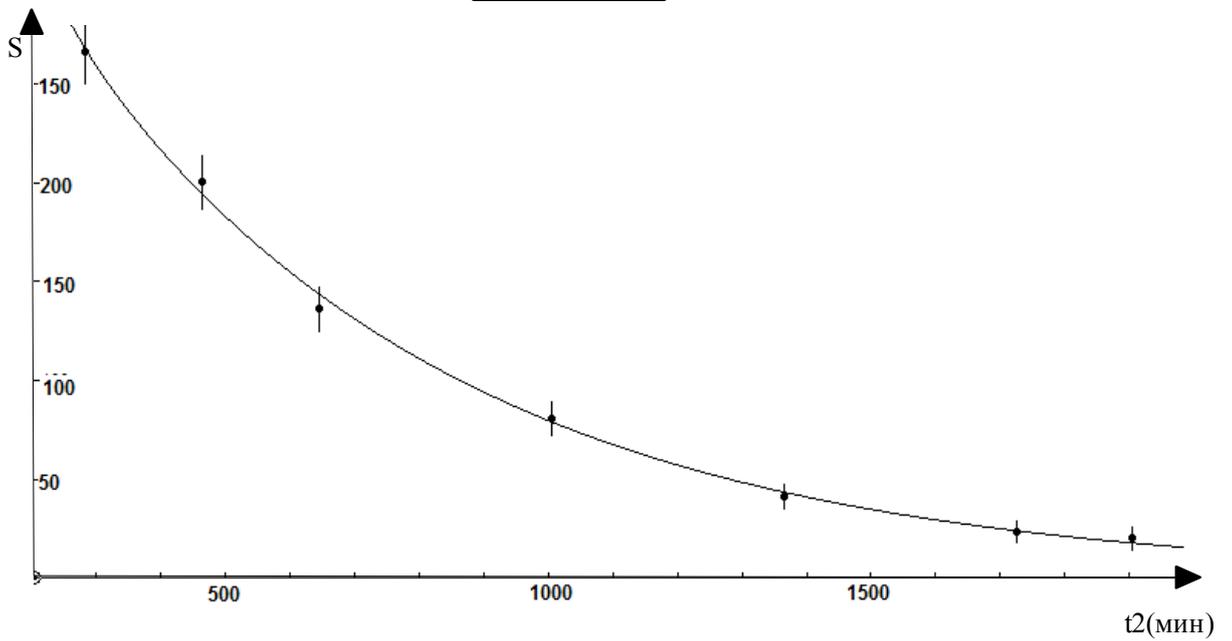
E=676.91 Kev 105 Ru



$t_{1/2}$ (табл)	266.4(мин)
$t_{1/2}$ (экспе)	219.889+-18.148(мин)
N_{10}	58955.7+-15232.4

E=1260.81Kev

134 I



$t_{1/2}$ (табл)	394.2(мин)
$t_{1/2}$ (экспе)	417.186+-15.67(мин)
N_{10}	1078.28+-1467.91

