

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

«Фотоядерные реакции на изотопах Sn.»

Выполнил студент
413 группы
Чирич Владимир

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., доцент А.А. Кузнецов

Допущен к защите
Зав. кафедрой _____

МОСКВА
2021

Фотоядерные реакции на изотопах Sn.

Содержание:

1. Введение
2. Предмет исследования
3. Обзор существующих экспериментальных данных
4. Методика эксперимента и обработка данных
5. Результаты работы
6. Заключение
7. Список литературы

1 Введение

Ядерные реакции используются для изучения атомного ядра. Из них выделяются фотоядерные реакции своими преимуществами. Одним из них является тот факт, что фотоядерные реакции хорошо изучены, благодаря чему в таких реакциях проще отделить эффекты структуры ядра от механизмов его возбуждения. Также фотону не приходится преодолевать кулоновский барьер. Данный тип реакций отлично помогает изучить внутреннее строение атомного ядра.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование фотоядерных реакций на ядрах естественной смеси изотопов олова. Получение новой экспериментальной информации о фотоядерных реакциях на изотопах олова крайне актуальная задача. Это связано, во-первых, с тем, что набор существующих экспериментальных данных о фотонейтронных и фотопротонных данных на изотопах олова крайне ограничен, а имеющиеся данные не согласуются между собой. Изотопы олова с $A = 112, 113, 115$ являются обойденными ядрами, которые по одной из версий образуются в результате взрыва сверхновых в фотоядерных реакциях. Для ответа на вопрос о механизме образования обойденных ядер необходимо иметь информацию о сечениях фотоядерных реакций, приводящих к образованию и распаду этих ядер. В работе для измерения выходов фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов олова использовался гамма-активационный метод. Облучение мишени из олова проводилось на тормозном пучке гамма-квантов от электронного ускорителя РТМ55 с энергией электронов 55 МэВ.

В образовании тяжёлых ядер главную роль играют реакции захвата нейтронов (n, γ) . В результате цепочки процессов захвата ядрами одного или нескольких нейтронов с последующим β -распадом увеличиваются массовые числа A и заряд Z ядер и из исходных элементов группы железа образуются все более тяжёлые элементы вплоть до конца Периодической таблицы.

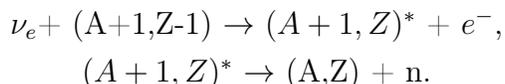
Такой механизм достаточно хорошо описывает распространённость стабильных ядер, расположенных вблизи долины стабильности. Однако целый ряд стабильных ядер, обеднённых нейтронами - ^{74}Se , ^{78}Kr , ^{84}Sr , ^{92}Mo , ^{96}Ru и др., расположен в стороне от траекторий s - и r -процессов. Распространённость этих ядер на 2 - 3 порядка ниже, чем соседних ядер, образованных в s - и r -процессах.

Как известно, основным препятствием для синтеза r -ядер по механизмам s - и r -процессов является энергетический порог для естественного β -распада $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)$ в цепочке β -переходов $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$, приводящей к r -ядру $(A, Z+2)$ (A и Z — массовое и зарядовые числа ядра (A, Z)). В итоге цепочка естественных β -распадов прерывается на β -стабильном ядре (A, Z) , а r -изотоп $(A, Z+2)$ оказывается изолированным. Обычно в ядерных триадах такого рода r -ядра $(A, Z+2)$ чётно-чётные.

Образование такого рода ядер, называемых обойденными, можно объяснить, если

предположить, что они генерируются в следующих реакциях:

1. Реакции захвата протона (p, n) , (p, γ) .
2. Реакции фоторасщепления (γ, n) , $(\gamma, 2n)$.
3. Реакции слабого взаимодействия $e^+ + (A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + \nu_e$.
4. Реакции скалывания. Необходимые для этого ускоренные протоны и α -частицы образуются при прохождении ударной волны в оболочке сверхновой.
5. В ряде работ предложен механизм образования обойденных ядер под действием интенсивных потоков нейтрино в результате взрыва сверхновой:



В результате захвата нейтрино и испускания электрона ядро $(A+1, Z)$ образуется в возбужденном состоянии с энергией возбуждения выше энергии отделения нейтрона в ядре $(A+1, Z)$. Тогда возможен распад ядра $(A+1, Z)$ из возбужденного состояния с испусканием нейтрона и образованием в конечном состоянии обойденного ядра (A, Z) .

С помощью исследования фотоядерных реакций сформировалось современное представление о высоколежащих коллективных возбуждениях в ядрах, таких как гигантский дипольный резонанс (ГДР). Гигантский дипольный резонанс — высоковозбужденное состояние атомных ядер с участием большого числа нуклонов. ГДР наблюдается у всех изученных ядер. Коллективные модели рассматривают образование ГДР как взаимные колебания центров масс протонов и нейтронов. Для деформированных ядер расщепление гигантского резонанса происходит на две компоненты, соответствующие колебаниям протонов и нейтронов вдоль большой и малой осей ядерного эллипсоида. Положение максимума гигантского резонанса хорошо описывается соотношением:

$$E^m = 75A^{-1/3}.$$

Ширина ГДР зависит от трех свойств атомного ядра:

1. Форма атомного ядра. Деформированные ядра имеют уширенный и расщепленный максимум гигантского резонанса ($\Gamma \sim 8-10$ МэВ). Наименьшую ширину $\Gamma \sim 5-7$ МэВ имеет гигантский резонанс на сферических ядрах и на ядрах с заполненными оболочками.
2. Оболочечная структура. В ядрах с частично заполненной внешней оболочкой наблюдается конфигурационное расщепление гигантского резонанса, из-за чего образуются две компоненты гигантского резонанса. Одна компонента образуется в следствии перехода из частично заполненной внешней оболочки в следующую свободную оболочку. Вторая компонента соответствует переходам из полностью заполненной внутренней оболочки в частично заполненную внешнюю оболочку.

3. Изоспиновое расщепление гигантского резонанса. В ядрах $N \neq Z$ возбуждаются две ветви гигантского резонанса. Величина расщепления зависит от величины разности $(N-Z)$ и массового числа A , что приводит к уширению гигантского резонанса.

Распад состояния гигантского дипольного резонанса происходит в основном с испусканием протонов и нейтронов. В лёгких ядрах распады с испусканием протонов и нейтронов сравнимы. Однако по мере увеличения Z вылет протонов подавляется кулоновским барьером. Тяжёлые ядра распадаются, как правило, с испусканием одного или двух нейтронов.

На рисунке 1 показана схема сечения фотопоглощения фотонов атомными ядрами в области энергий фотонов до ≈ 1 ГэВ. В сечении можно выделить четыре основные энергетические области.

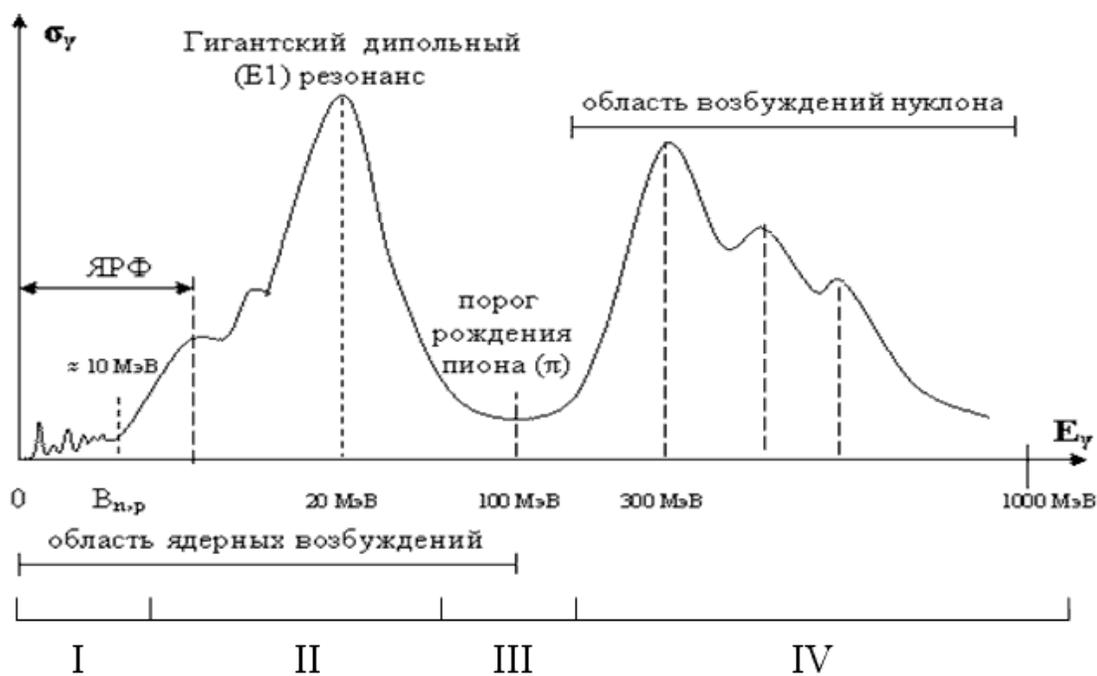


Рис. 1: Схема сечения фотопоглощения фотонов атомными ядрами в области энергий фотонов до ≈ 1 ГэВ.

В области I энергия γ -кванта недостаточна для выбивания из ядра отдельных нуклонов или связанных систем из малого числа нуклонов (дейтрона, α -частицы и др.). Фотон, поглощаемый ядром, может возбуждать отдельные изолированные низколежащие ядерные уровни. При снятии такого возбуждения происходит излучение ядром одного или нескольких фотонов.

В области II энергия поглощенного фотона достаточна для выбивания из ядра одного или нескольких нуклонов, а также систем из малого числа связанных нуклонов. Для тяжелых ядер возможно также деление (фотоделение). Все эти процессы объединяют термином фоторасщепление. Наиболее характерной особенностью этой энергетической

области является наличие ГДР. В области III длина волны поглощаемого ядром фотона становится меньше радиуса ядра, и фотон преимущественно взаимодействует с системами из малого числа нуклонов, формирующимися внутри ядра. Ядерное фоторасщепление в этой энергетической области чаще всего начинается с расщепления этих связанных малонуклонных систем и завершается испусканием ядром нескольких (до десяти) нейтронов.

В области IV фотон взаимодействует с отдельными нуклонами, переводя их в возбужденное состояние. Самым низким из них является Δ -изобара (для её возбуждения требуется энергия фотона около 300 МэВ).

Из исследуемых в данной работе изотопов Sn к обойденным ядрам относятся три изотопа: ^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{115}Sn . У обойденных ядер четное массовое число кроме ядра ^{115}Sn .

Существование обойденных ядер ставит проблему поиска и исследования процессов образования тяжёлых ядер, не связанных с захватом нейтронов. Требуется больше экспериментальных данных для дальнейшего объяснения образования таких ядер.

Сечения и выходы фотоядерных реакций на изотопах олова измерялись в работах [1-9].

В работах [2] (Data) и [4] (Data2) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{112}\text{Sn}(\gamma, x)$:

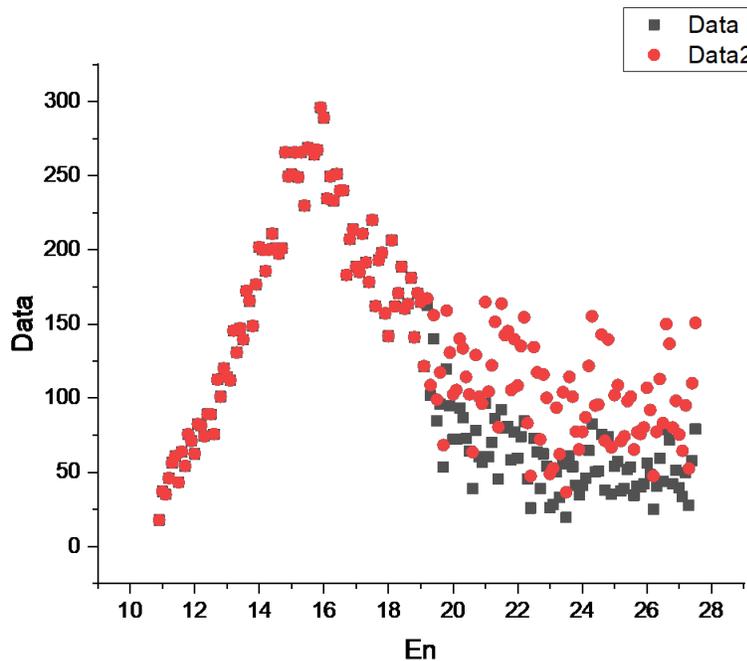


Рис. 2: Сечение реакции $^{112}\text{Sn}(\gamma, x)$

В работах [2] (Data и Data1) и [7] (Data3) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)$:

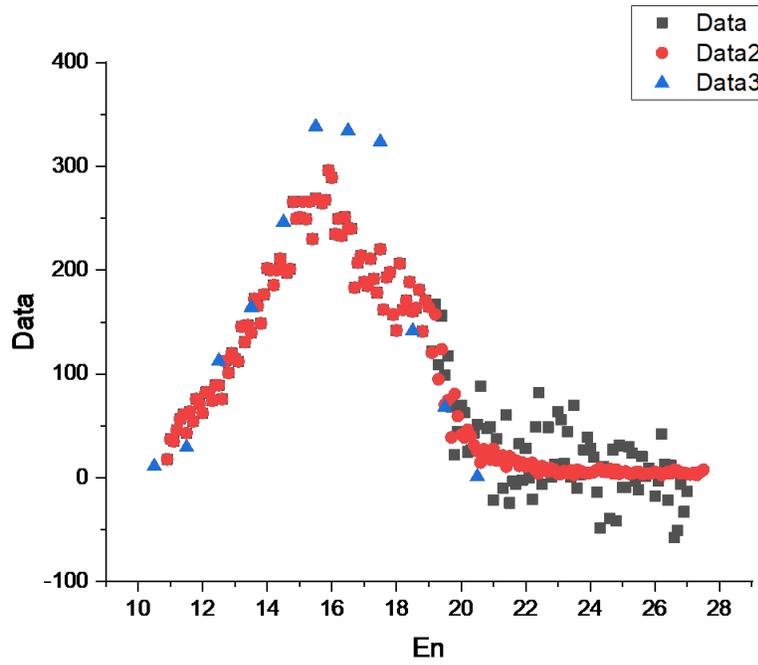


Рис. 3: Сечение реакции $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)$

В работах [4] (Data, Data2) и [6] (Data3) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{114}\text{Sn}(\gamma, x)$:

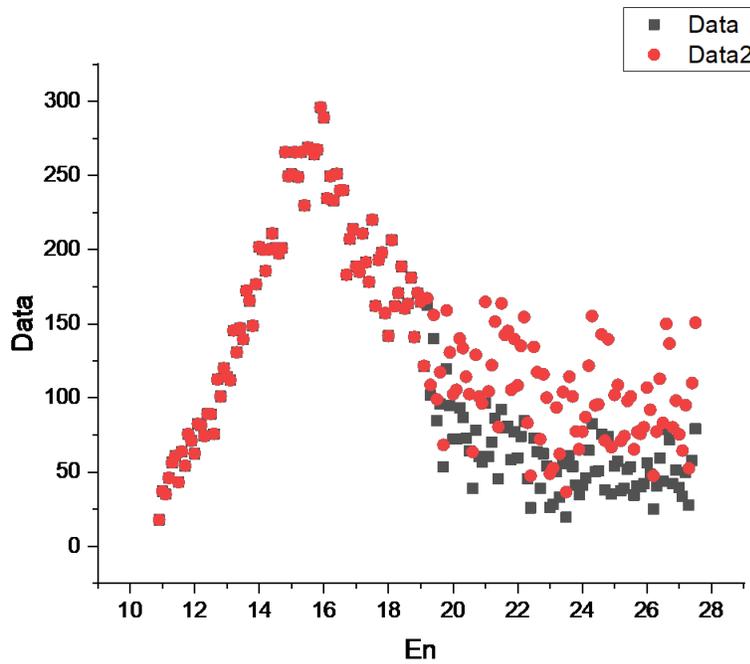


Рис. 4: Сечение реакции $^{114}\text{Sn}(\gamma, x)$

В работе [2] на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)$:

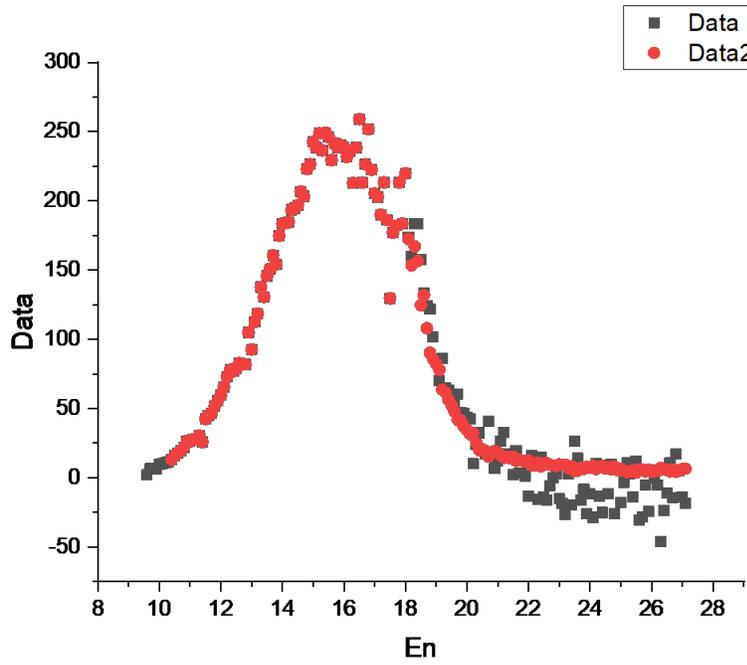


Рис. 5: Сечение реакции $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)$

В работе [2] на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{114}\text{Sn}(\gamma, 2n)$:

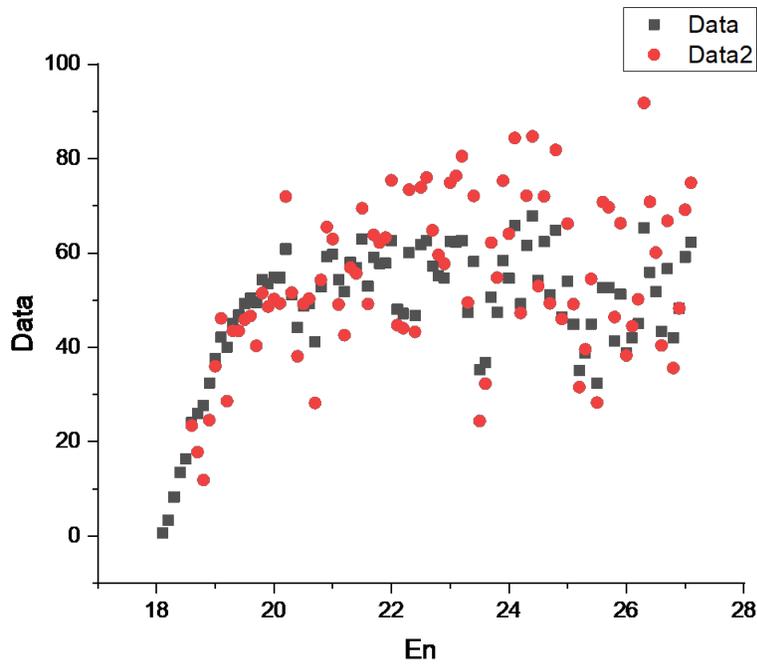


Рис. 6: Сечение реакции $^{114}\text{Sn}(\gamma, 2n)$

В работах [1] (Data), [8] (Data2) и [3] (Data3) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{116}\text{Sn}(\gamma, x)$:

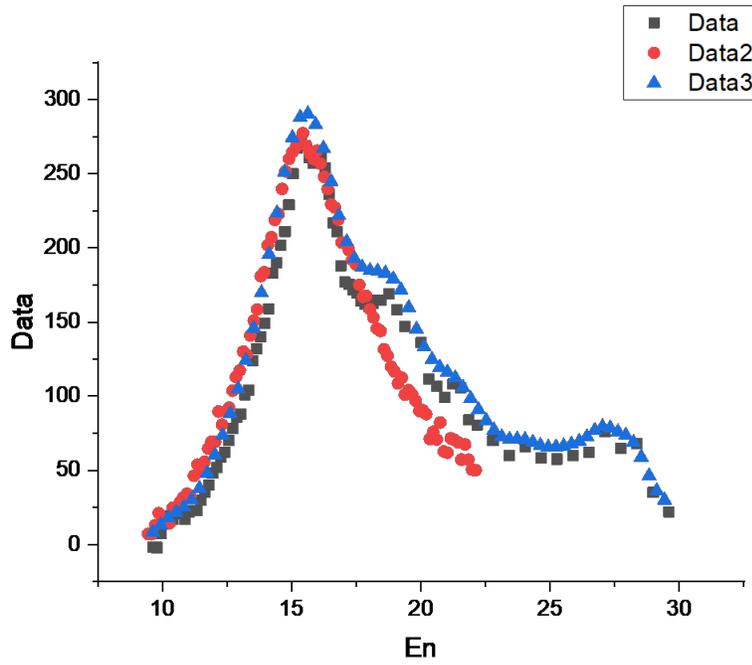


Рис. 7: Сечение реакции $^{116}\text{Sn}(\gamma,x)$

В работах [2] (Data) и [9] (Data2) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{116}\text{Sn}(\gamma,n)$:

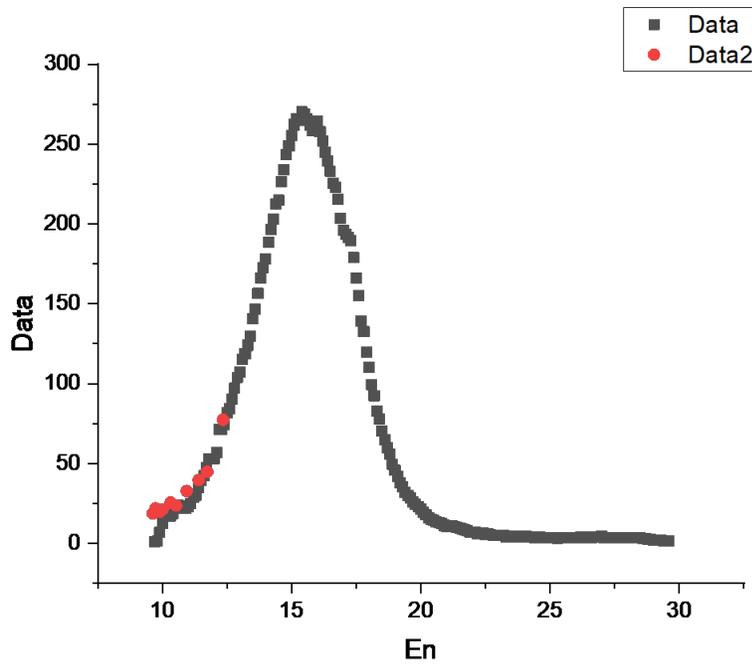


Рис. 8: Сечение реакции $^{116}\text{Sn}(\gamma,n)$

В работе [8] на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{116}\text{Sn}(\gamma,2n)$:

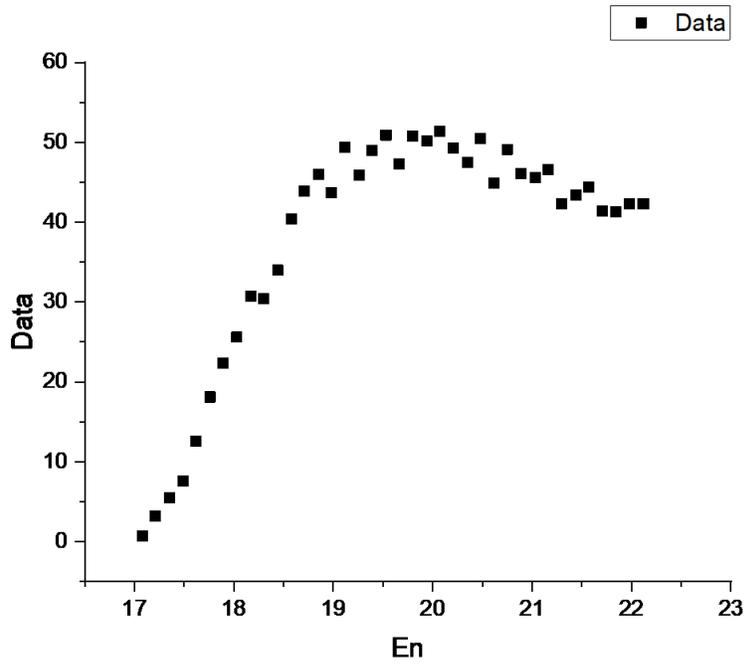


Рис. 9: Сечение реакции $^{116}\text{Sn}(\gamma,2n)$

В работах [3] (Data), [5] (Data2) и [1] (Data3) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{117}\text{Sn}(\gamma,x)$:

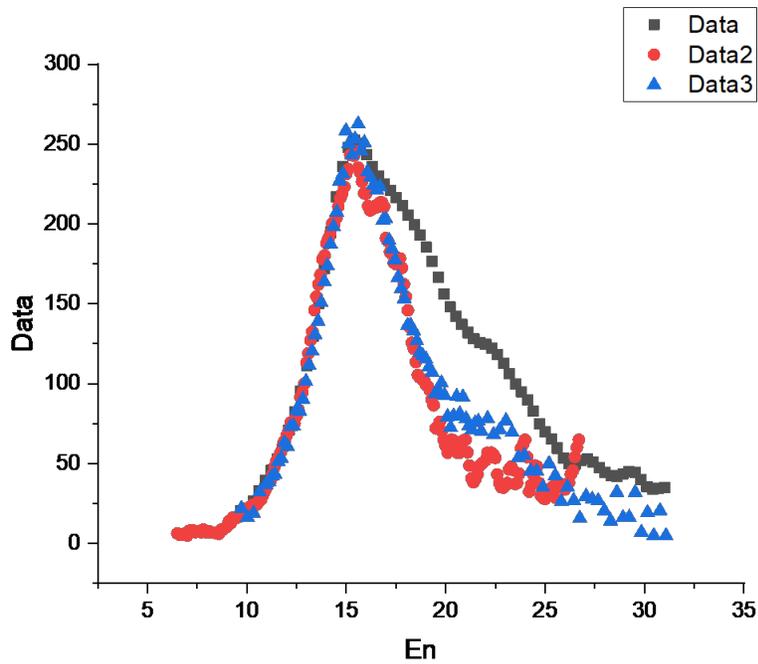


Рис. 10: Сечение реакции $^{117}\text{Sn}(\gamma,x)$

В работе [2] на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{117}\text{Sn}(\gamma,n)$:

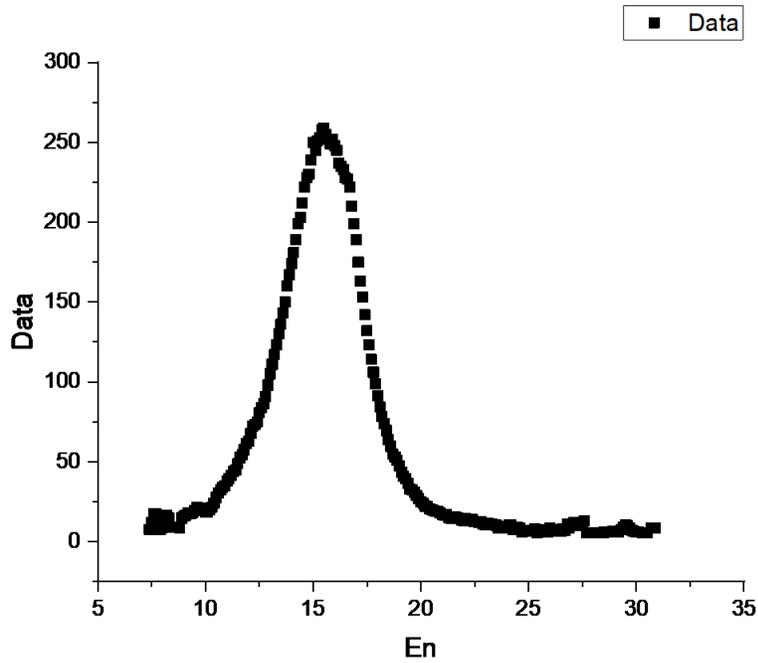


Рис. 11: Сечение реакции $^{117}\text{Sn}(\gamma, n)$

В работах [8] (Data) и [2] (Data2) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{117}\text{Sn}(\gamma, 2n)$:

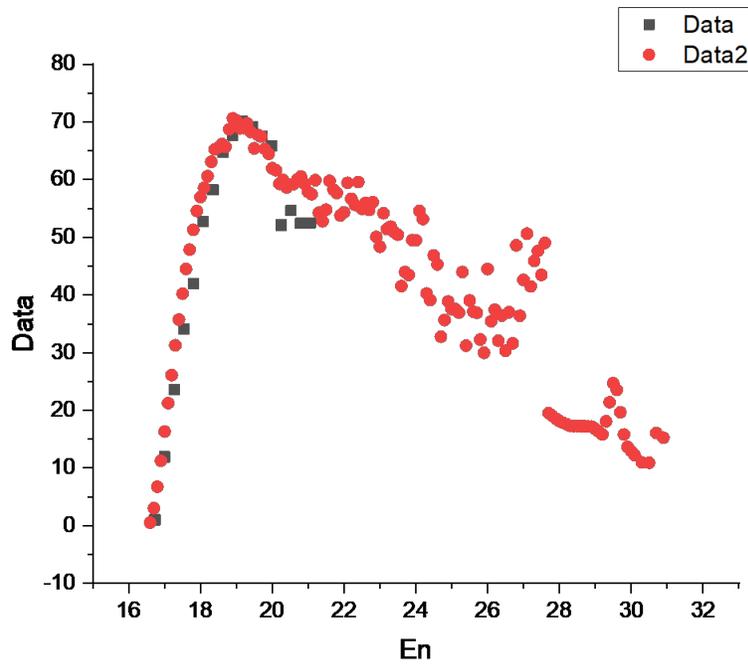


Рис. 12: Сечение реакции $^{117}\text{Sn}(\gamma, 2n)$

В работах [1] (Data), [8] (Data2) и [2] (Data3) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{118}\text{Sn}(\gamma, x)$:

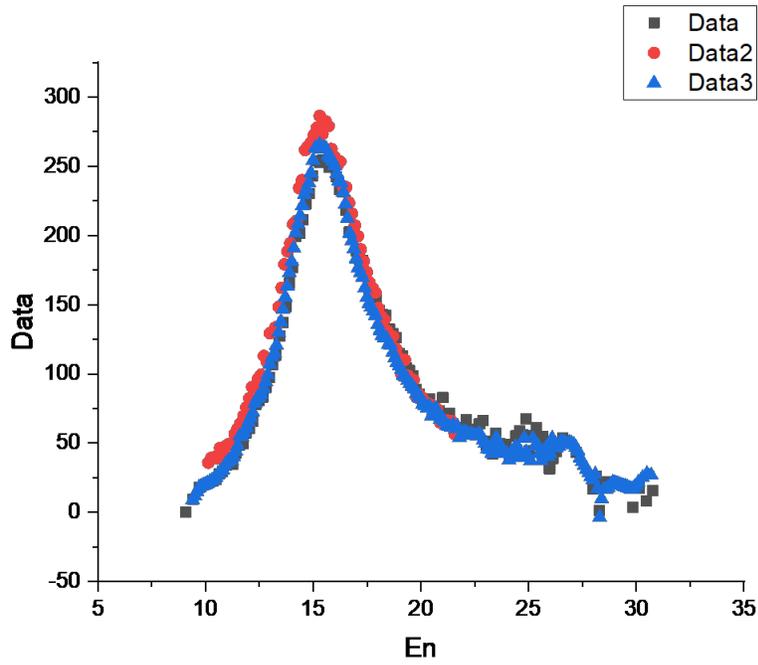


Рис. 13: Сечение реакции $^{118}\text{Sn}(\gamma,x)$

В работе [2] на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{118}\text{Sn}(\gamma,n)$:

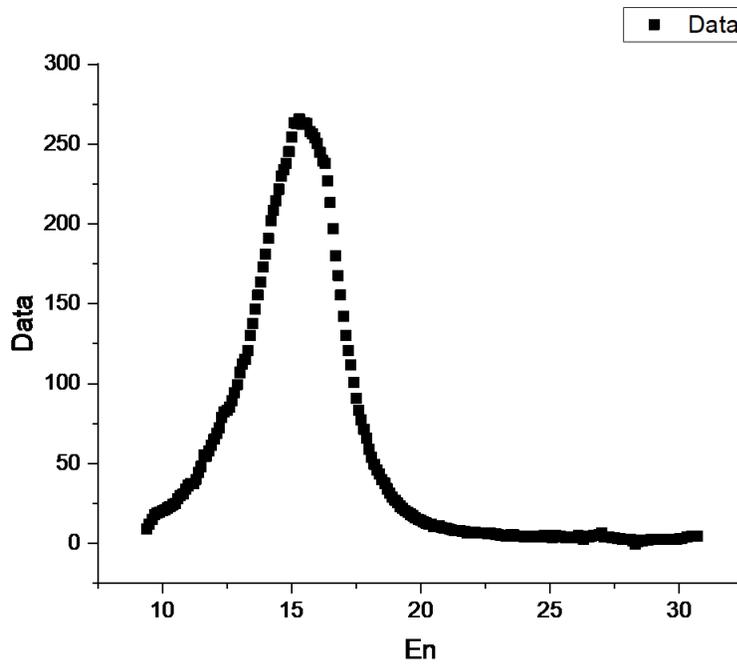


Рис. 14: Сечение реакции $^{118}\text{Sn}(\gamma,n)$

В работах [8] (Data) и [3] (Data2) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{118}\text{Sn}(\gamma,2n)$:

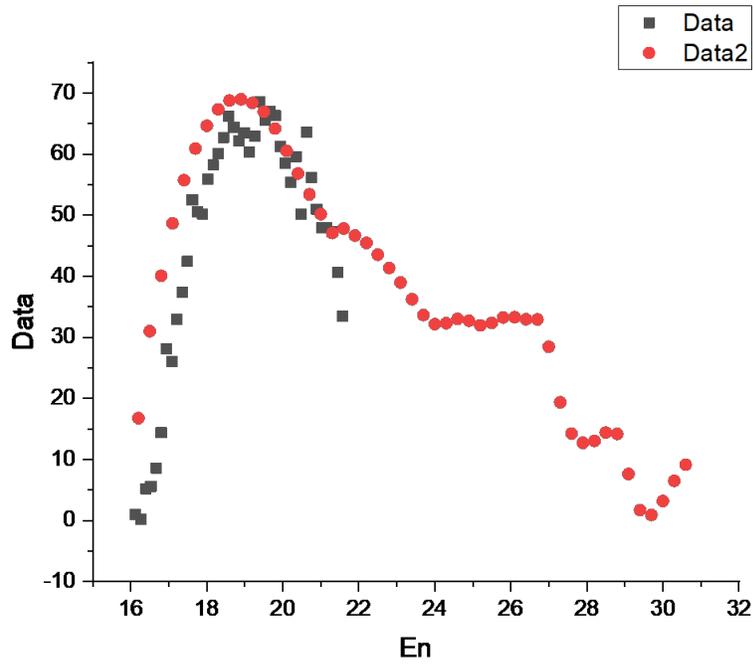


Рис. 15: Сечение реакции $^{118}\text{Sn}(\gamma,2n)$

В работах [1] (Data), [5] (Data2) и [2] (Data3) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{119}\text{Sn}(\gamma,x)$:

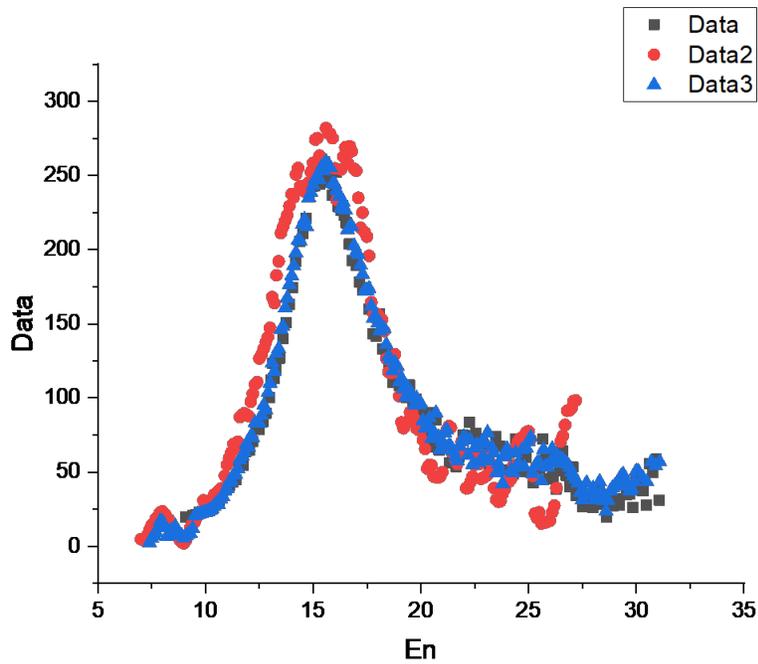


Рис. 16: Сечение реакции $^{119}\text{Sn}(\gamma,x)$

В работе [2] на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{119}\text{Sn}(\gamma,n)$:

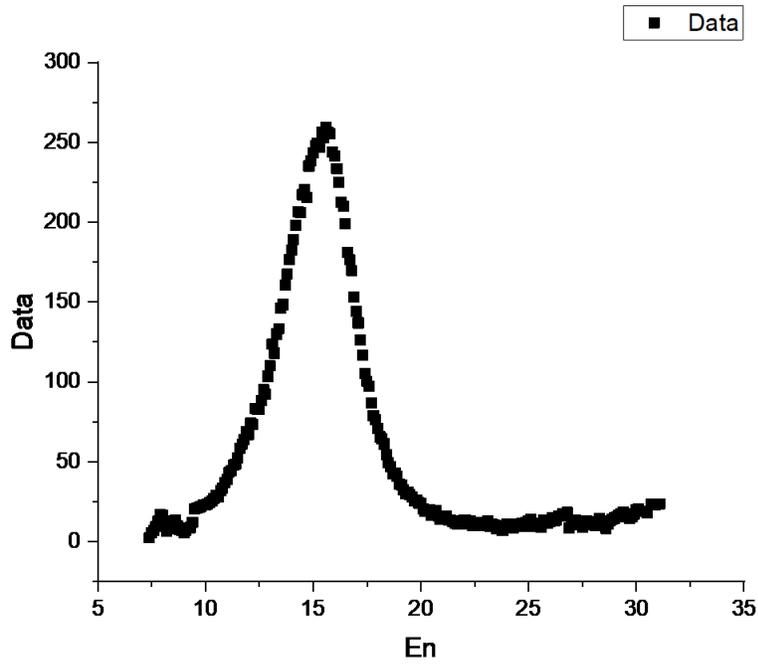


Рис. 17: Сечение реакции $^{119}\text{Sn}(\gamma,n)$

В работе [2] на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{119}\text{Sn}(\gamma,2n)$:

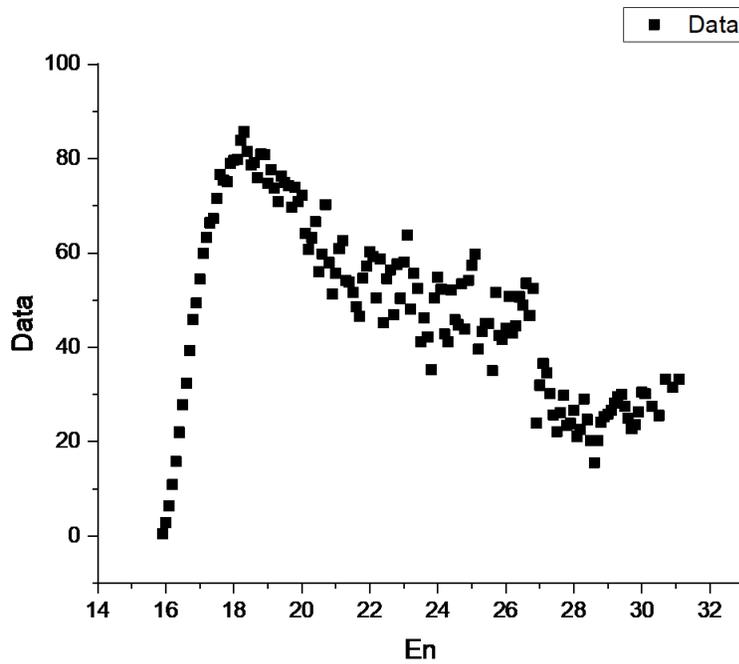


Рис. 18: Сечение реакции $^{119}\text{Sn}(\gamma,2n)$

В работах [1] (Data), [8] (Data2), [4] (Data3) и [2] (Data4) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{120}\text{Sn}(\gamma,x)$:

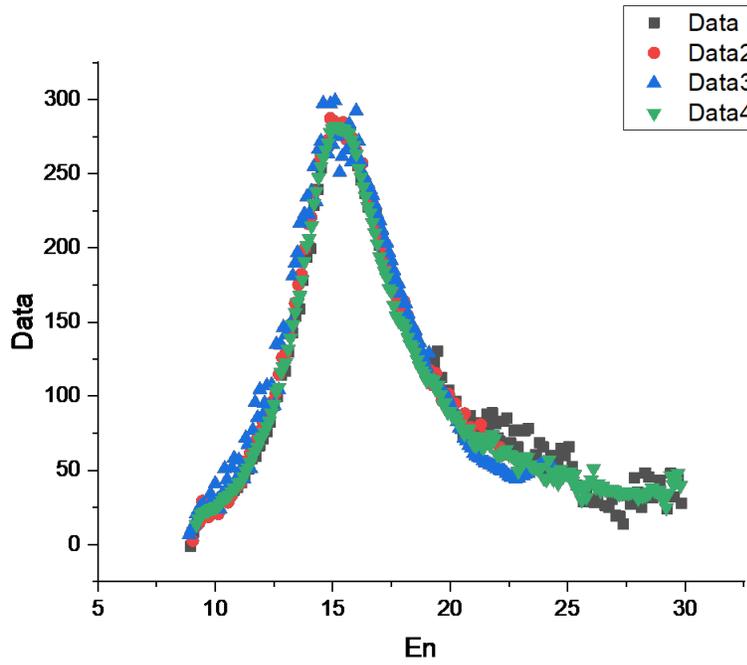


Рис. 19: Сечение реакции $^{120}\text{Sn}(\gamma,x)$

В работах [1] (Data), [5] (Data2) и [2] (Data3) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{120}\text{Sn}(\gamma,n)$:

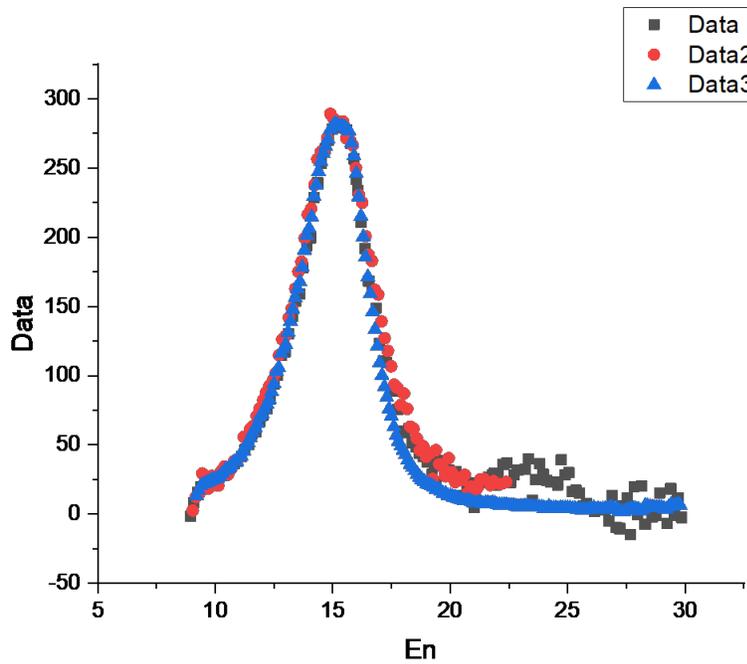


Рис. 20: Сечение реакции $^{120}\text{Sn}(\gamma,n)$

В работе [3] на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{120}\text{Sn}(\gamma,2n)$:

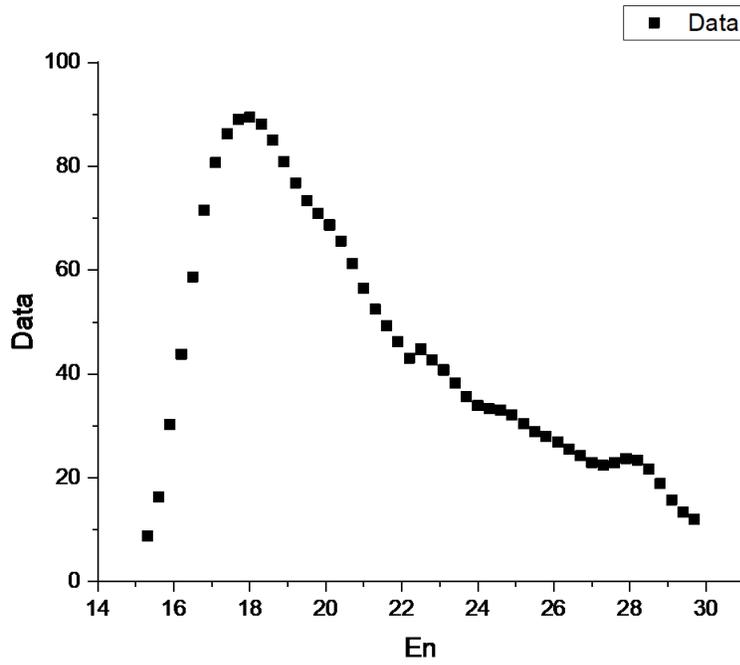


Рис. 21: Сечение реакции $^{120}\text{Sn}(\gamma,2n)$

В работах [5] (Data) и [?] (Data2) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{122}\text{Sn}(\gamma,x)$:

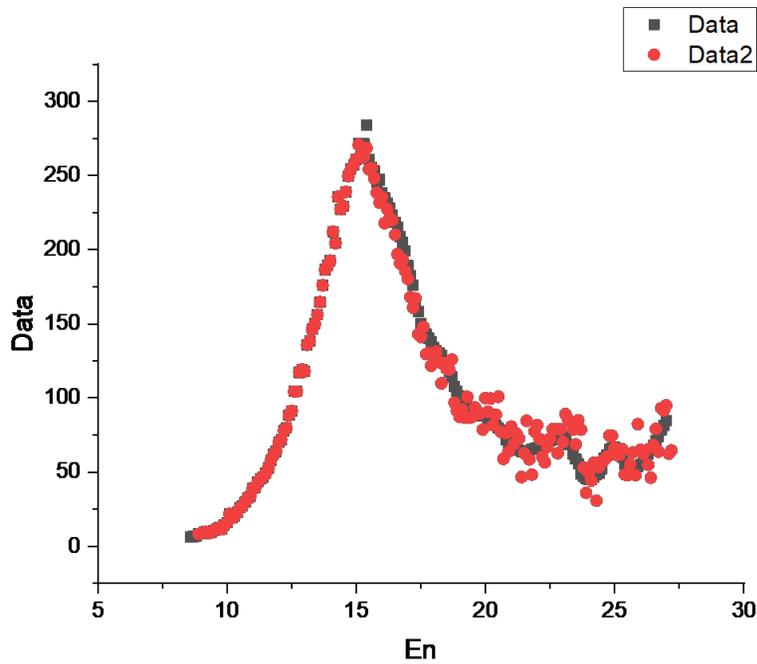


Рис. 22: Сечение реакции $^{122}\text{Sn}(\gamma,x)$

В работе [2] на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{122}\text{Sn}(\gamma,n)$:

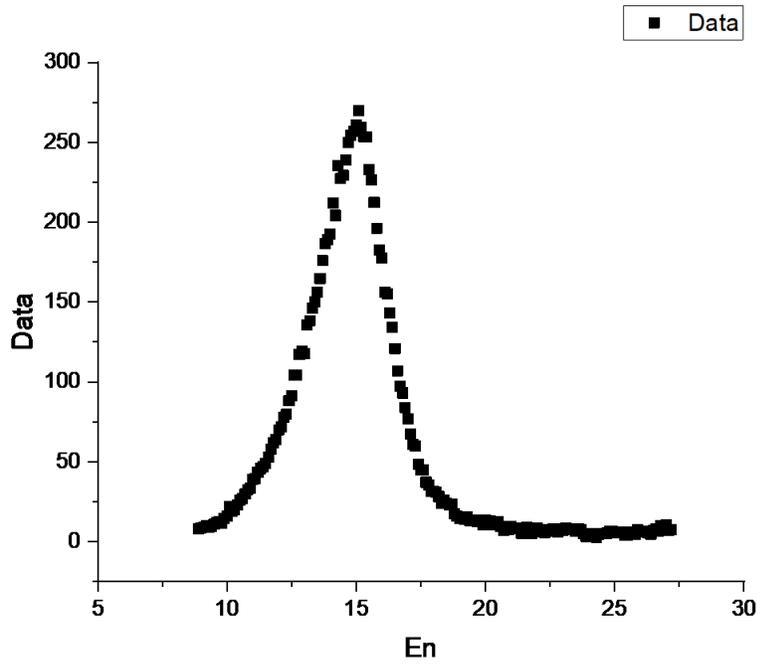


Рис. 23: Сечение реакции $^{122}\text{Sn}(\gamma, n)$

В работе [2] на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{122}\text{Sn}(\gamma, 2n)$:

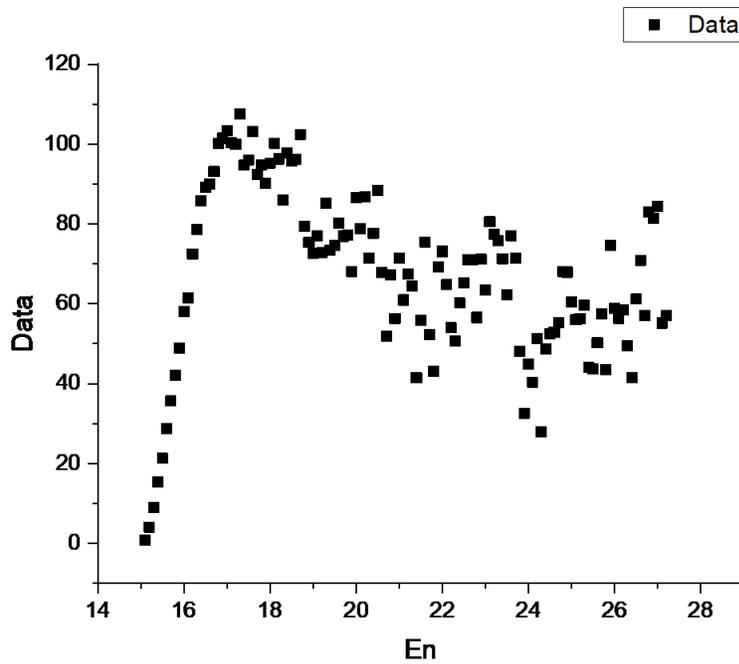


Рис. 24: Сечение реакции $^{122}\text{Sn}(\gamma, 2n)$

В работах [1] (Data), [8] (Data2), [5] (Data3) и [2] (Data4) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{124}\text{Sn}(\gamma, x)$:

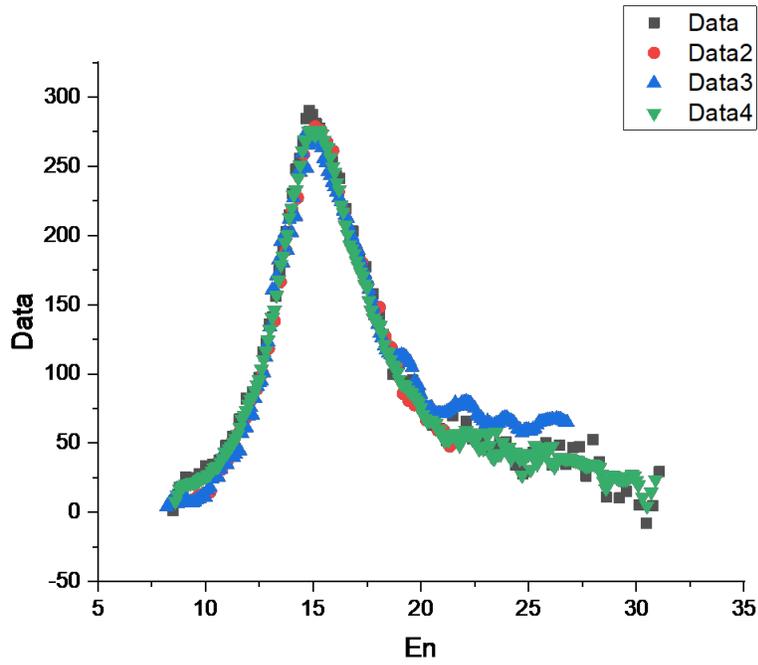


Рис. 25: Сечение реакции $^{124}\text{Sn}(\gamma,x)$

В работах [1] (Data), [5] (Data2) и [2] (Data3) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{124}\text{Sn}(\gamma,n)$:

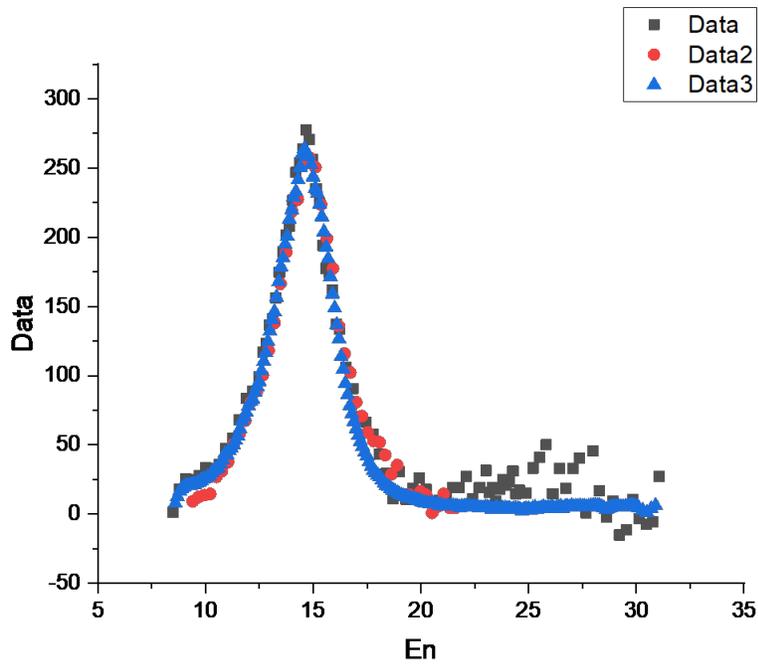


Рис. 26: Сечение реакции $^{124}\text{Sn}(\gamma,n)$

В работах [1] (Data), [5] (Data2) и [3] (Data3) на пучке квазимонохроматических фотонов измерялось сечение реакции $^{124}\text{Sn}(\gamma,2n)$:

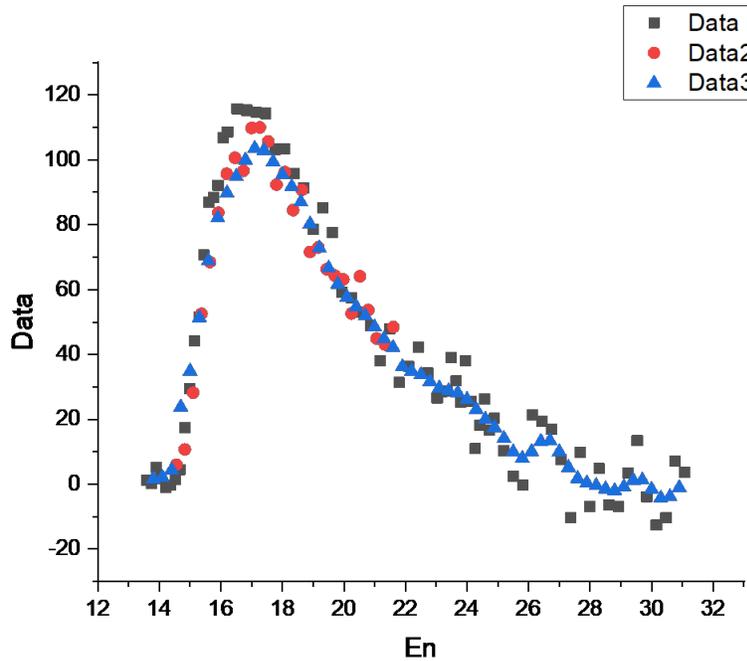


Рис. 27: Сечение реакции $^{124}\text{Sn}(\gamma,2n)$

У большинства изотопов для реакций $(\gamma,2n)$ разброс значений слишком велик. Также только у малой их доли присутствуют эксперименты по измерению сечений реакции (γ,p) , но их спектры либо являются суммой $(\gamma,p)+(\gamma,n+p)$, либо имеют всего пару экспериментальных точек.

По поводу обойденных ядер ^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{115}Sn стоит отметить, что у ядра ^{112}Sn нет качественно измеренных спектров реакции $(\gamma,2n)$, а для ^{115}Sn и вовсе нет никаких экспериментальных данных по фотоядерным реакциям.(почему?)

2 Предмет исследования

В данной работе предметом исследования является естественная смесь стабильные изотопов олова: ^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{115}Sn , ^{116}Sn , ^{117}Sn , ^{118}Sn , ^{119}Sn , ^{120}Sn , ^{122}Sn и ^{124}Sn . Большое число стабильных изотопов олова объясняется тем, что данный элемент имеет 50 протонов, что является магическим числом. В таблице 1 приведены спин-четности, процентное содержание в естественной смеси и пороги реакций для стабильных изотопов Sn.

Таблица 1

Табличные значения изотопов Sn и их фотоядерных реакций

Изотоп	J^P	Содержание, %	Реакция	Порог реакции, МэВ
^{112}Sn	0^+	0,97	$^{112}\text{Sn}(\gamma, n)$	10,79
			$^{112}\text{Sn}(\gamma, 2n)$	18,96
^{114}Sn	0^+	0,65	$^{114}\text{Sn}(\gamma, n)$	10,30
			$^{114}\text{Sn}(\gamma, 2n)$	18,04
^{115}Sn	$1/2^+$	0,34	$^{115}\text{Sn}(\gamma, n)$	7,55
			$^{115}\text{Sn}(\gamma, 2n)$	17,85
^{116}Sn	0^+	14,53	$^{116}\text{Sn}(\gamma, n)$	9,56
			$^{116}\text{Sn}(\gamma, 2n)$	17,11
^{117}Sn	$1/2^+$	7,68	$^{117}\text{Sn}(\gamma, n)$	6,94
			$^{117}\text{Sn}(\gamma, 2n)$	16,51
^{118}Sn	0^+	24,23	$^{118}\text{Sn}(\gamma, n)$	9,33
			$^{118}\text{Sn}(\gamma, 2n)$	16,27
^{119}Sn	$1/2^+$	8,59	$^{119}\text{Sn}(\gamma, n)$	6,48
			$^{119}\text{Sn}(\gamma, 2n)$	15,81
^{120}Sn	0^+	32,59	$^{120}\text{Sn}(\gamma, n)$	9,11
			$^{120}\text{Sn}(\gamma, 2n)$	15,59
^{122}Sn	0^+	4,63	$^{122}\text{Sn}(\gamma, n)$	8,81
			$^{122}\text{Sn}(\gamma, 2n)$	14,98
^{124}Sn	0^+	5,79	$^{124}\text{Sn}(\gamma, n)$	8,49
			$^{124}\text{Sn}(\gamma, 2n)$	14,43

(*Стоит ли добавлять пороги для (γ, p) и $(\gamma, 3n)$?*)

Из данной таблицы видно, что с уменьшением нейтронного избытка растет порог реакции. Изотопы ^{115}Sn , ^{117}Sn и ^{119}Sn имеют меньший порог реакции относительно других при реакции (γ, n) из-за нечетного числа нейтронов, что приводит к спинам $1/2$. На рисунке 28 изображен график зависимости порога реакции (γ, n) для изотопов олова от их массового числа:

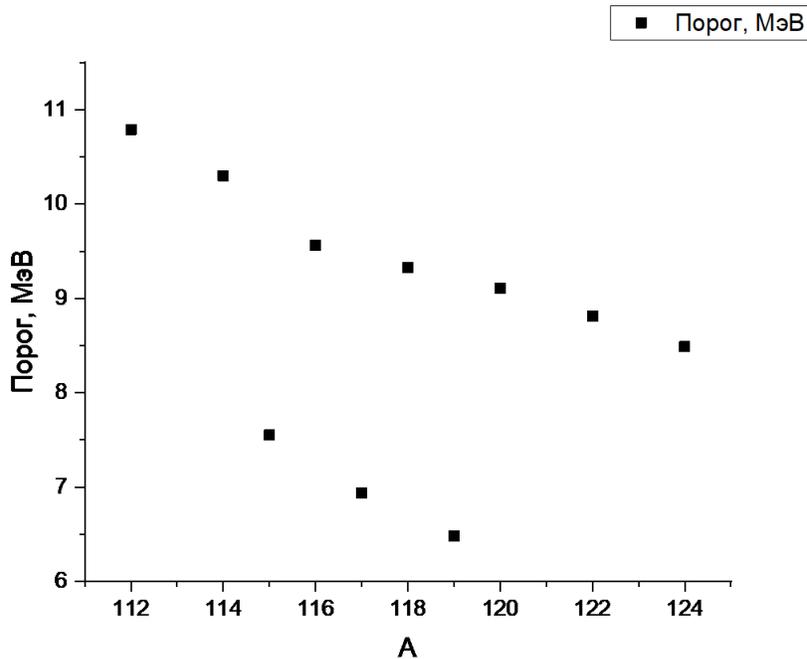


Рис. 28: Зависимость порога реакции (γ, n) для изотопов Sn от их массового числа.

Все стабильные изотопы Sn имеют спин-четность $J^P=0^+$ кроме изотопов ^{115}Sn , ^{117}Sn и ^{119}Sn , что объясняется нечетным числом нейтронов. Из исследуемых в данной работе изотопов Sn к обойденным ядрам относятся три изотопа: ^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{115}Sn .

При облучении поставленной данной работой мишени естественной смеси олова γ -квантами происходит переход на ГДР. После происходит распад с испусканием нейтрона(-ов) или протона(-ов) и последующим γ -распадом в основное или изомерное состояние (снятие возбуждения), который будет являться электромагнитным взаимодействием. Стоит отметить, что переход с возбужденного состояния будет проходить через испускание γ -квантов, так как вероятность данного процесса выше, чем β -распада - слабого взаимодействия. Но при большой разницы в спинах двух состояний вероятность γ -распада становится сравнимой с вероятностью β -распада, из-за чего может присутствовать переход из возбужденного состояния путем β -распада. Полученные спектры вылетевших γ -квантов из возбужденного состояния и будут анализироваться для идентификации полученных изотопов и определения реакции.

На рисунке 29 приведены фотоядерные реакции некоторых изотопов олова и дальнейший распад продуктов.

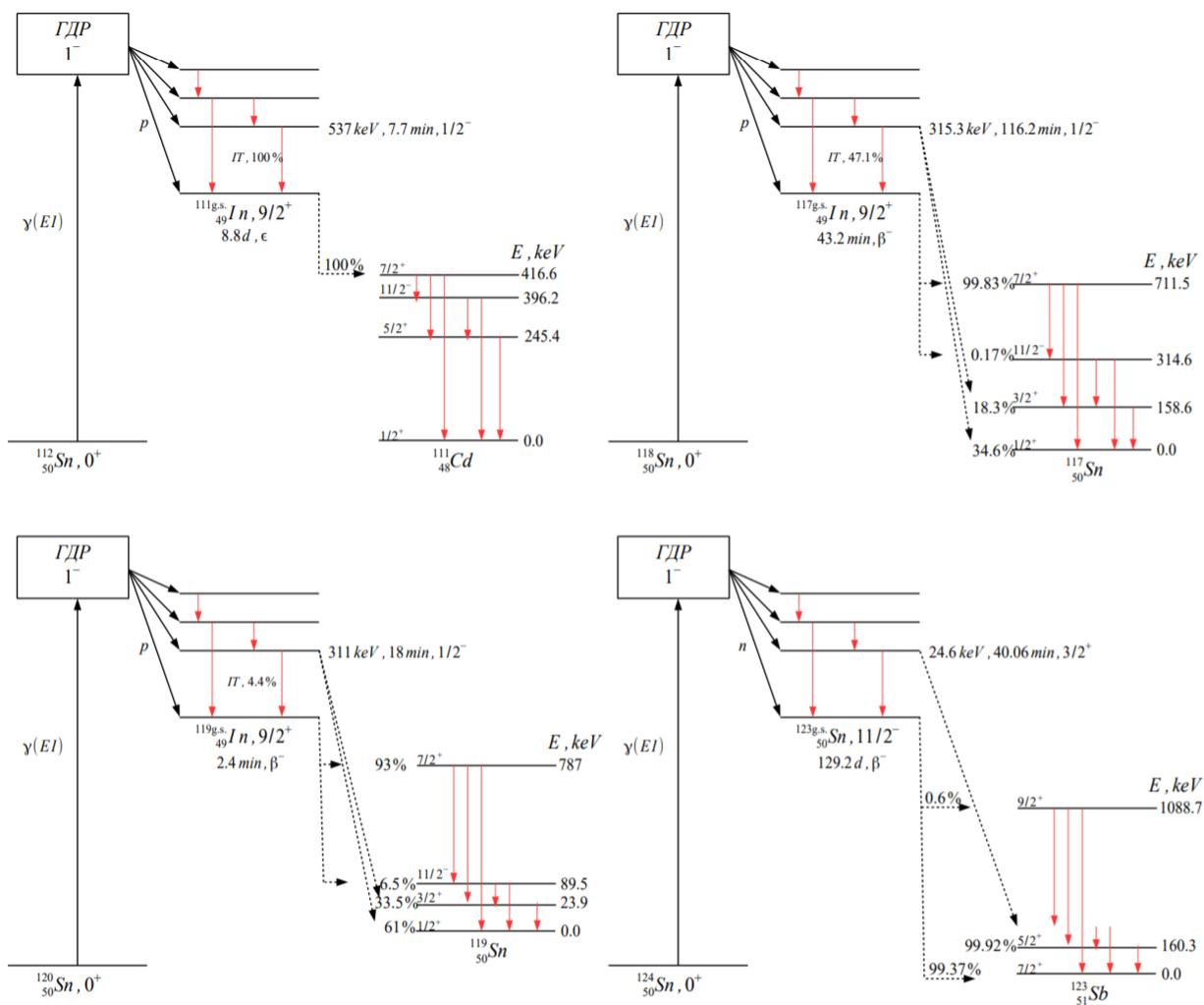


Рис. 29: Схемы протекания фотоядерных реакций на изотопах Sn.

Рассмотрим реакцию $^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117}\text{In}^*$. При бомбардировки естественной смеси олова происходит переход в состояние ГДР. В результате последующего вылета протона образуется ^{117}In в различных состояниях (возбужденных и основном). Далее испускается γ -квант при снятии возбуждения. Стоит отметить, что при этом может образоваться не только основное состояние, но и изомерное. Изомерное состояние распадается с периодом полураспада 116.2 минуты путем γ -переходов на основное состояние с вероятностью 47%. Ядро ^{117}In из основного состояния испытывает β -распад с периодом полураспада 2.4 минуты в возбужденное состояние ядра ^{117}Sn . Изомер также может испытывать β -распад с вероятностью 53% на уровни ^{117}Sn . Эти возбужденные состояния распадаются путем вылета γ -квантов, которые и измеряются в дальнейшем гамма-спектрометром.

3 Обзор существующих экспериментальных данных

В работах [4–6] сечения фотоядерных реакций измерялись в НИИЯФ МГУ на тормозном пучке бетатрона с максимальной энергией электронов 35 МэВ. При измерении кривых выхода использовался метод автоматического переключения энергии бетатрона после каждого цикла ускорения. Кривые выхода получены в интервале 13–29 МэВ. Для получения сечения в данной работе использовался метод Пенфолда и Лейсса. Сечения были получены для реакций $(g, Xn) = (g, n) + (g, np) + (g, 2n)$ на изотопно обогащенных мишенях из $\text{Sn}^{112, 114, 116, 120, 122, 124}$. В работах [1, 8] сечения реакций (g, n) и $(g, 2n)$ на некоторых изотопах олова измерялись на пучках квазимонохроматических фотонов методом разделения нейтронов по множественности. Сечение фотопротонной реакции (g, p) было измерено в работе [5] для изотопов $\text{Sn}^{112, 124}$. Помимо измерений сечений существует несколько работ, в которых были измерены выходы фотоядерных реакций на тормозных пучках гамма-квантов [14, 15].

В большей части работ [1-9] фотопротонные реакции отсутствуют. Это связано с малыми сечениями реакции, а так же более высокими пороговыми энергиями в сравнении с реакциями с вылетом нейтронов из-за кулоновского барьера для вылетающих протонов. Фотонейтронные реакции (γ, n) хорошо сходятся во всех работах. Реакции $(\gamma, 2n)$ уже не так хорошо сходятся из-за большого разброса при энергиях выше пика ГДР, но сами пики довольно качественно сходятся. Стоит отметить, что в работах [1-9] мало измеренных реакций $(\gamma, 2n)$ для сравнения. Спектры реакций (γ, p) для большинства стабильных изотопов Sn также в недостатке.

Например, у изотопов $^{114, 116, 117, 118, 119, 120, 122, 124}\text{Sn}$ качественные спектры реакций $(\gamma, 2n)$ были получены только в работах [2], [3] и [8].

4 Методика эксперимента и обработка данных

Эксперимент был выполнен на пучке тормозных γ -квантов электронного ускорителя РТМ55 НИИЯФ МГУ [13] с максимальной энергией электронов 55.6 МэВ. Пучок электронов бомбардирует вольфрамовую тормозную мишень. На рисунке 30 приведена схема эксперимента.

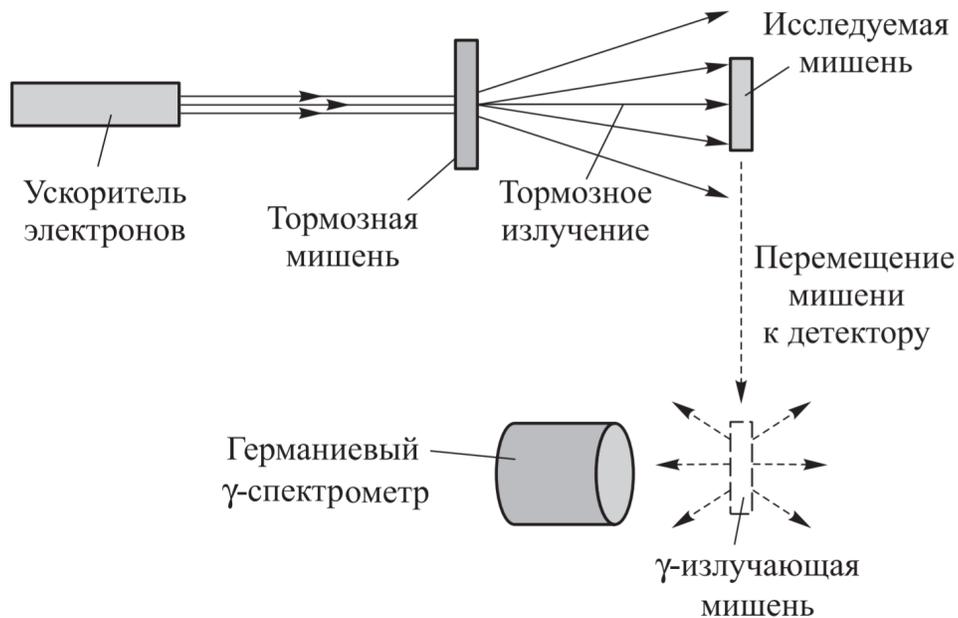


Рис. 30: Схема эксперимента.

Вольфрам выбран тормозной мишенью из-за достаточно большого заряда ядра $Z=74$, что сильно влияет на образующиеся тормозные γ -кванты. Угловое распределение тормозного излучения обладает азимутальной симметрией. Оно определяется лишь величиной угла между направлениями движения фотонов и первичных электронов и характеризуется резким максимумом в направлении движения электронного пучка до взаимодействия с мишенью. По мере увеличения энергии электронов тормозное излучение сосредоточивается во все более малом телесном угле.

Основное достоинство измерений на пучке тормозного излучения заключается в большой интенсивности фотонного пучка, что важно для относительно малых величин сечений фотоядерных реакций. Вследствие высокой интенсивности пучков фотонов тормозного γ -излучения точность измерения выхода реакции очень высока. Высокая интенсивность пучков тормозного излучения позволяет эффективно исследовать не только фотонейтронные реакции, но и реакции с образованием протонов.

Образующиеся тормозные γ -кванты попадали на исследуемую мишень, которая представляла собой пластинку из естественной смеси изотопов Sn и располагалась непосредственно за тормозной мишенью. Перед и после тормозной мишени располагались два медных монитора для контроля параметров облучения.

В данной работе для изучения ядерных реакций, происходящих в облучаемой мишени, использовался гамма-активационный анализ. Суть метода заключается в том, что под действием фотонов в облучаемой мишени происходят ядерные реакции с образованием различных продуктов, в том числе и радиоактивных ядер. Каждое радиоактивное ядро распадается с испусканием излучения, уникального и характерного только для

него, что позволяет качественно и количественно определить изотопный состав облученного образца. Анализ этих данных позволяет рассчитать выходы исследуемых реакций. Измерение активности проводилось с использованием детектора из сверхчистого германия Canberra GC3019.

В методе наведенной активности процесс наблюдения за итогами взаимодействий происходит отдельно от процесса облучения. Сначала происходит облучение мишени, в течение этого времени регистрация продуктов реакций не производится, а уже после облучения переносится в низкофоновое помещение на детектор. Далее ведутся измерения распадов нестабильных ядер, образовавшихся при распаде исследуемых изотопов. Данный метод доступен и прост, но имеет свои недостатки, например, неактуальность метода при ситуации, в которой продукт распада исследуемого изотопа стабилен. Также метод работает только, если период полураспада остаточного ядра порядка от секунд до лет.

Canberra GC3019 является детектором n-типа в форме коаксиального цилиндра. Этот детектор имеет достаточно высокую эффективность порядка 30%. Во время измерений он находится в специальном помещении за пределами ускорительного зала. Для дополнительного улучшения фоновых условий детектор помещен в свинцовую низкофоновую защиту с измерительной камерой, внутри которой располагается во время измерений облученная мишень.

Образующиеся в результате фотоядерных реакций изотопы β -радиоактивны и приводят к образованию ядер в возбужденном состоянии. Возбужденные уровни образованного ядра распадаются с испусканием γ -квантов. Образование исследуемых изотопов может происходить и в ходе фотоядерной реакции, и в результате распада другого изотопа. Тогда, в случае нескольких каналов образования ядра, для определения выходов реакции необходимо решить систему дифференциальных уравнений:

$$f(n) = \begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + I(t)Y_1 \\ \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 + I(t)Y_2 \end{cases}$$

где λ_1 и λ_2 – постоянные распада, Y_1 и Y_2 – выходы образования в результате реакции ядер 1 и 2 соответственно, $I(t)$ – ток ускорителя. При решении этой системы уравнений также учитывался квантовый выход гамма-квантов, эффективность детектора и колебания тока ускорителя.

Выход рассчитывался по данной формуле:

$$Y(E_{exp}^m) = \frac{N_{10}}{e^{-\lambda t_1} \int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda t} dt},$$

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

где S – площадь фотопика, соответствующего γ -переходу при распаде конечного ядра за время измерения, t_1 – время облучения; t_2 – время начала измерения, t_3 – время окончания измерения; λ_1 – постоянная распада; $k = I_\gamma E_\gamma$ – коэффициент, зависящий от эффективности регистрации γ -квантов с определенной энергией E_γ и их квантового выхода I_γ . Для получения значений выходов реакций учитывались колебания тока ускорителя во время облучения.

На рисунке 31 показан пример спектра остаточной активности, полученный после облучения мишени из олова.

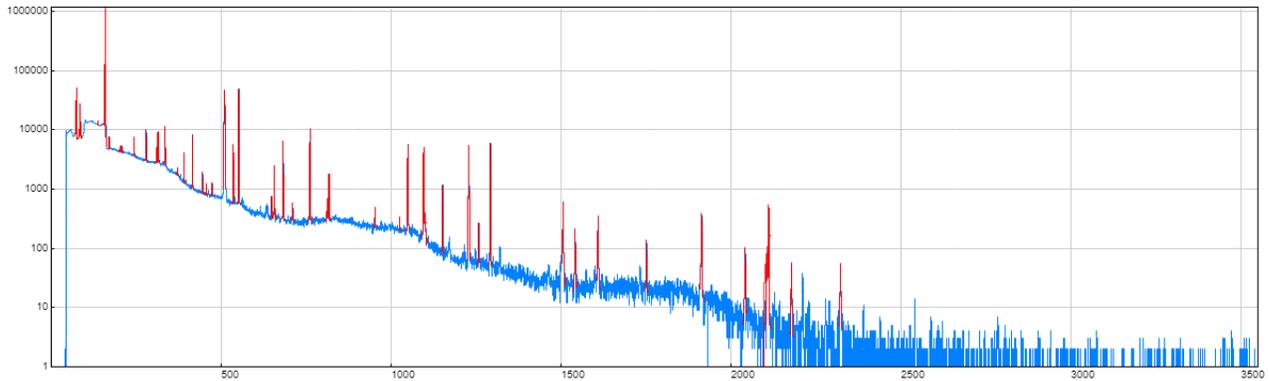


Рис. 31: Спектр остаточной активности, полученный после облучения мишени из естественной смеси олова.

При получении измеренного спектра алгоритм разделяет перекрывающиеся пики, аппроксимирует и выводит информацию о максимумах. Зная энергии уровней предполагаемого ядра и его период полураспада, из данных максимумов можно определить тот, который отвечает за реакцию предполагаемого ядра. Когда пик идентифицирован, из него берется нужная информация для расчета выхода реакции.

5 Результаты работы

В ходе работы рассчитывались выходы фотопротонных и фотонейтронных реакций на исследуемых изотопах естественной смеси олова. Рассчитанные выходы и значения выходов, рассчитанные с помощью двух версий программы TALYS (без учета и с учетом изостипинового расщепления), показаны в Таблице 2. Также приведена таблица со сравнением полученных в данной работе выходов с выходами, рассчитанными в других работах (Таблица 3).

Таблица 2

Рассчитанные выходы реакций на изотопах естественной смеси Sn

Изотоп	Y_{exp}, e^{-1}	Y_{talys}^{orig}, e^{-1}	Y_{talys}^{mod}, e^{-1}
^{111}Sn	$1.14 \cdot 10^{-7}$	$1.84 \cdot 10^{-6}$	$1.90 \cdot 10^{-6}$
^{113}Sn	$2.36 \cdot 10^{-6}$	$1.31 \cdot 10^{-6}$	$1.37 \cdot 10^{-6}$
^{117m}Sn	$1.87 \cdot 10^{-6}$	$1.46 \cdot 10^{-6}$	$1.55 \cdot 10^{-6}$
^{123m}Sn	$9.59 \cdot 10^{-6}$	$1.67 \cdot 10^{-6}$	$1.76 \cdot 10^{-6}$
^{109}In	$2.64 \cdot 10^{-8}$	$1.16 \cdot 10^{-8}$	$1.12 \cdot 10^{-8}$
^{110}In	$1.59 \cdot 10^{-8}$	$5.48 \cdot 10^{-8}$	$2.43 \cdot 10^{-8}$
^{111}In	$2.11 \cdot 10^{-7}$	$3.27 \cdot 10^{-8}$	$8.91 \cdot 10^{-8}$
^{113m}In	$1.90 \cdot 10^{-8}$	$6.53 \cdot 10^{-9}$	$5.03 \cdot 10^{-8}$
^{116m}In	$3.04 \cdot 10^{-7}$	$8.36 \cdot 10^{-8}$	$2.65 \cdot 10^{-7}$
^{117}In	$7.85 \cdot 10^{-7}$	$4.04 \cdot 10^{-8}$	$4.54 \cdot 10^{-8}$
^{117m}In	$4.84 \cdot 10^{-7}$	$4.41 \cdot 10^{-8}$	$1.01 \cdot 10^{-7}$

Как видно из таблицы 3, теоретически рассчитанный выход по модифицированной программе TALYS с учетом изоспинового расщепления ГДР лучше описывает полученные экспериментальные выходы фотопротонных реакций, чем по TALYS без учета изоспина. Видно, что теоретические расчеты недооценивают фотопротонные реакции. Например, для реакции $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$ недооценка больше порядка. В некоторых случаях учет изоспинового расщепления позволяет качественно описать экспериментальные данные.

Выход реакции $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ сравним с выходом реакции $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$. Выход $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)$ должен быть на порядок больше, чем $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)$. Это важно для изучения образования обойденных ядер, так как реакция (γ, p) имеет меньший порог, чем реакция (γ, n) , и она является основной для естественного распада звездного нуклеосинтеза. Это не удастся объяснить изоспиновым расщеплением ГДР.

Экспериментальное значение выхода реакции $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ на порядок ниже теоретически рассчитанного выхода. Это связано с особенностью структуры обойденного ядра ^{112}Sn , а также со вкладом фотопротонной компоненты в распад ГДР. Эти изотопы являются протонно-избыточными и находятся на границе полосы β -стабильности.

В электромагнитных и сильных взаимодействиях соблюдаются правила отбора по изоспину, и имеет место запрет распада состояния $T_{>}$ ядра (A, Z) по нейтронному каналу на низколежащие состояния ядра $(A-1, Z)$ с изоспином $T^0-1/2$, что приводит к усилению каналов распада с испусканием протонов (смотреть рисунок 32).

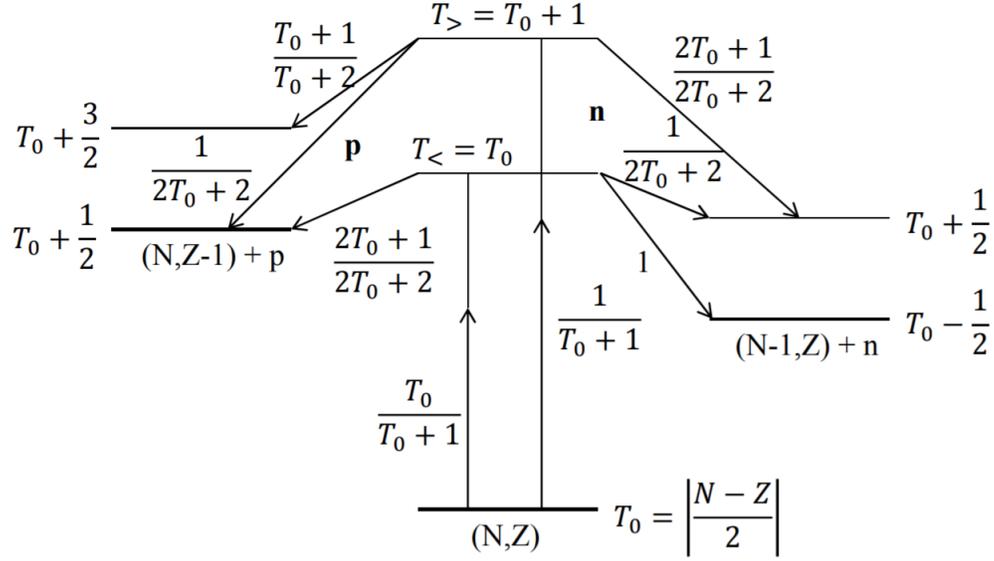


Рис. 32: Изоспиновые возбуждения и распады $T_>$ и $T_<$ состояний ГДР ядра (N,Z) .

Отношение вероятностей возбуждения $T_>$ и $T_<$:

$$\frac{C^2(T_>)}{C^2(T_<)} = \frac{1}{T_0} \left(\frac{1 - 1.5T_0 A^{-2/3}}{1 + 1.5A^{-2/3}} \right),$$

В таблице 3 приведены экспериментально полученные выходы и выходы из работ [14] и [15].

Таблица 3

Сравнение полученных выходов с выходами из работ [14] и [15]

Изоотоп	Y_{exp}, e^{-1}	$Y_{exp}^{[14]}, e^{-1}$	$Y_{exp}^{[15]}, e^{-1}$
^{111}Sn	$1.14 \cdot 10^{-7}$	$6.21 \cdot 10^{-7}$	$6.21 \cdot 10^{-7}$
^{113}Sn	$2.36 \cdot 10^{-6}$	$1.19 \cdot 10^{-6}$	$1.19 \cdot 10^{-6}$
^{117m}Sn	$1.87 \cdot 10^{-6}$		
^{123m}Sn	$9.59 \cdot 10^{-6}$		$4.29 \cdot 10^{-6}$
^{109}In	$2.64 \cdot 10^{-8}$	$2.03 \cdot 10^{-8}$	
^{110}In	$1.59 \cdot 10^{-8}$		
^{111}In	$2.11 \cdot 10^{-7}$	$4.42 \cdot 10^{-7}$	$4.42 \cdot 10^{-7}$
^{113m}In	$1.90 \cdot 10^{-8}$	$3.99 \cdot 10^{-8}$	$3.99 \cdot 10^{-8}$
^{116m}In	$3.04 \cdot 10^{-7}$	$1.84 \cdot 10^{-7}$	
^{117}In	$7.85 \cdot 10^{-7}$	$3.93 \cdot 10^{-6}$	
^{117m}In	$4.84 \cdot 10^{-7}$	$2.95 \cdot 10^{-7}$	

6 Заключение

В данной работе использовались тормозные γ -кванты электронного ускорителя РТМ55 с максимальной энергией электронов 55.6 МэВ и γ -активационным анализом были получены выходы фотонейтронных и фотопротонных реакций с образованием ядер ^{111}Sn , ^{113}Sn , ^{117m}Sn , ^{123m}Sn , ^{109}In , ^{110}In , ^{111}In , ^{113m}In , ^{116m}In , ^{117}In и ^{117m}In . В рамках эксперимента учитывается нестабильность тока ускорителя в процессе облучения, влияние, оказываемое на активность продуктов какой-либо реакции распадами изотопов-продуктов других реакций, протекающих в мишени и наличие у детектора мертвого времени. Было проведено сравнение экспериментальных данных с данными, полученными в рамках модели TALYS, и результатами других работ. Данные, полученные в эксперименте, довольно хорошо согласуются с предыдущими экспериментальными результатами. Показано, что учет изоспинового расщепления в некоторых случаях позволяет качественно описать экспериментальные данные. Также показано, что на самом легком стабильном изотопе олова ^{112}Sn выходы фотонейтронной и фотопротонной реакций сравнимы. Экспериментальное значение выхода реакции $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ на порядок ниже теоретически рассчитанного выхода.

Список литературы

- [1] S.C.FULTZ, B.L.BERMAN, J.T.CALDWELL, R.L.BRAMBLETT, M.A.KELLY. PHOTONEUTRON CROSS SECTIONS FOR SN-116, SN-117, SN-118, SN-119, SN-120, SN-124, AND INDIUM.
- [2] V.V.VARLAMOV, B.S.ISHKHANOV, V.N.ORLIN, V.A.TCHETVERTKOVA. Analysis and evaluation of cross sections of partial photoneutron reactions for Sn isotopes.
- [3] V.V.Varlamov, N.N.Peskov, D.S.Rudenko, M.E.Stepanov. Photoneutron reaction cross sections in experiments with beams of quasimonoenergetic annihilation photons.
- [4] YU.I.SOROKIN, B.A.YURYEV. Photoneutron cross sections for ^{112}Sn , ^{118}Sn , and ^{120}Sn .
- [5] Yu.I.Sorokin, V.A.Khrushchev, B.A.Yuryev. Photoneutron cross sections for tin isotopes with $A = 114, 116, 117, 119, 122, 124$.
- [6] Yu.I.Sorokin, B.A.Yuryev. Isotopic effects for photonuclear reactions on nuclei with $A > 100$.

- [7] Kuo Ch'i-Ti, B.S.Ratner, B.V.Sergeev. An investigation of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)$ and $^{124}\text{Sn}(\gamma, n)$ reactions.
- [8] A.LEPRETRE, H.BEIL, R.BERGERE, P.CARLOS, A.DEMINIAC, A.VEYSSIERE. A STUDY OF THE GIANT DIPOLE RESONANCE OF VIBRATIONAL NUCLEI IN THE 103-A-133 MASS REGION.
- [9] H.Utsunomiya, S.Goriely, M.Kamata, T.Kondo, O.Itoh, H.Akimune, T.Yamagata, H.Toyokawa, Y.-W.Lui, S.Hilaire, A.J.Koning. Gamma-ray strength function for $^{116,117}\text{Sn}$ with the pygmy dipole resonance balanced in the photoneutron and neutron capture channels.
- [10] XVIII Межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине». / Под ред. проф. Б.С. Ишханова и проф. Л.С. Новикова. – М.: Университетская книга, 2017. – 170 с.: табл., ил.
- [11] ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ Sn. Б.С. Ишханов, В.А. Четверткова.
- [12] Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов.
- [13] 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.
- [14] С. С. Бельшев, Ю. А. Бувина, Б. С. Ишханов, А. А. Кузнецов. ИЗОСПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ГДР И ФОТОПРОТОННЫЕ РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПАХ ОЛОВА. 2018 г
- [15] Бельшев С.С., Ю.А.Бувина, Ишханов Б.С., А.А.Кузнецов. ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПАХ ОЛОВА.