

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

«Новые ядерно-физические данные для фотоядерного  
получения медицинских радионуклидов  $^{72}\text{As}$ ,  $^{82}\text{Sr}$ ,  $^{166}\text{Ho}$ ,  
 $^{198,199}\text{Au}$ »

Выполнила студентка:

413 группа

Качалова Д.И.

Научный руководитель:

доцент, кандидат ф.-м. наук

Кузнецов А.А.

Допущена к защите

Зав.кафедрой \_\_\_\_\_  
подпись зав.кафедрой

Москва

2020

# Содержание

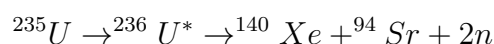
<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>1</b>
1.1	$^{72}\text{As}$ . . . . .	3
1.2	$^{82}\text{Sr}$ . . . . .	4
1.3	$^{166}\text{Ho}$ . . . . .	6
1.4	$^{198,199}\text{Au}$ . . . . .	8
<b>2</b>	<b>Взаимодействие гамма-квантов с веществом. Гигантский дипольный резонанс.</b>	<b>9</b>
2.1	Комбинированная модель фотонуклонных реакций . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Экспериментальные исследования фоторасщепления изотопов Se, Sr, Er и Hg</b>	<b>17</b>
3.1	Методы создания пучков $\gamma$ -квантов . . . . .	17
3.2	Методы измерения сечений фотоядерных реакций . . . . .	18
3.3	Данные по сечениям фотоядерных реакций на изотопах Se . . . . .	20
3.4	Данные по сечениям фотоядерных реакций на изотопах Sr . . . . .	22
3.5	Данные по сечениям фотоядерных реакций на изотопах Er . . . . .	25
3.6	Данные по сечениям фотоядерных реакций на изотопах Hg . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Методика проведения эксперимента и обработки данных</b>	<b>29</b>
<b>5</b>	<b>Обсуждение результатов</b>	<b>36</b>
5.1	$^{72}\text{As}$ . . . . .	37
5.2	$^{82}\text{Sr}$ . . . . .	41
5.3	$^{166}\text{Ho}$ . . . . .	45
5.4	$^{198,199}\text{Au}$ . . . . .	49
<b>6</b>	<b>Заключение</b>	<b>54</b>

# 1 Введение

Радиоизотопы широко используются в медицине для диагностики, терапии, а также для исследовательских целей. В настоящее время основу ядерной медицины составляет ограниченный круг радионуклидов. Для нескольких десятков радионуклидов, имеющих необходимые для ядерной медицины ядерно-физические характеристики, показана их перспективность для целей лечения и диагностики. Для большинства перспективных радионуклидов остаются открытыми вопросы о возможности получения в необходимых для доклинических и клинических испытаний количествах, оптимальных методах наработки и выделения из облучённых мишеней. Создание радиофармпрепаратов из перспективных радионуклидов ограничено наличием простых способов наработки.

Существуют различные методы наработки медицинских радионуклидов, каждый из которых позволяет получить радиоизотопы с принципиально разными характеристиками, определяющими их клиническую применимость [1].

Одним из таких способов является реакторный метод наработки. Пример реакции, происходящей при нейтронной активации:



В некоторых случаях фрагменты деления сами могут быть использованы в медицине. В качестве альтернативы, мишени из нужных материалов могут размещаться вокруг реактора для облучения нейтронами деления и получения желаемого радиоактивного продукта. Нейтронная активация может привести к двум типам реакции:

- $(n, \gamma)$  - в этом случае продукт реакции и ядра мишени являются изотопами одного и того же элемента и требуют химического разделения
- $(n, p)$  - продукт реакции и мишень - разные элементы

Радионуклиды, получаемые на реакторах,  $\beta^-$  - радиоактивны, так как получаются в результате нейтронной активации, а, следовательно, являются нейтронно-избыточными.  $\beta^+$  - радиоактивные изотопы на ядерных реакторах получить невозможно.

Медицинские радиоизотопы также можно получать на циклотронах. При данном методе получения налетающей частицей обычно является протон, дейтрон или альфа - частица, ускоренные до высоких энергий (10 - 100 МэВ). Радионуклиды, произведенные на циклотронах, протонно - избыточные и, следовательно, распадаются посредством  $\beta^+$  - излучения или  $e^-$  - захвата. Однако относительно ядерных реакторов, производство на циклотронах поставляет меньшие количества желаемых нуклидов из-за меньших размеров мишеней и низкой интенсивности пучка, из-за чего радиоизотопы, производимые этим методом, часто дороже.

Также существует метод получения медицинских изотопов на ускорителях электронов, в основе которого лежат фотоядерные реакции. Фотоядерный метод наработки в последнее время начинает активно изучаться в мировых ускорительных центрах. Особенно ярко этот метод проявляет себя в случае, когда ни на циклотронах, ни на реакторах невозможно получить нужный изотоп. Однако, как и любой метод, он имеет свои преимущества и недостатки. Чаще всего в результате фотоядерных реакций необходимый изотоп получается с носителем, что в последствии требует сложных химических методов разделения. Чтобы избежать этого, нужно облучать обогащенные мишени вместо мишеней естественного изотопного состава и подбирать максимальную энергию электронов ускорителя в соответствии с порогами реакций, в результате которых образуются сложно отделяемые изотопы. Основным преимуществом фотоядерного метода является его относительная доступность. Например, по сравнению с наработкой медицинских изотопов на циклотронах, линейные ускорители или микротроны для фотоядерного получения радионуклидов намного дешевле и могут быть размещены непосредственно в больнице в силу своих относительно небольших размеров.

Для оценки возможности наработки медицинских изотопов фотоядерным методом необходимо решить следующие задачи:

- Определить возможную нарабатываемую активность целевого нуклида.
- Определить возможную нарабатываемую активность побочных продуктов.
- Подобрать параметры мишени и режим облучения так, чтобы нарабатывалось как можно меньше побочных продуктов (изотопов того же химического элемента, что и целевой нуклид). Чтобы избежать этого, нужно облучать обогащенные мишени вместо мишеней естественного изотопного состава и подбирать максимальную энергию электронов ускорителя в соответствии с порогами реакций, в результате которых образуются сложно отделяемые изотопы.
- Основным требованием при наработке медицинских изотопов является получение целевого нуклида без носителя, т.е. без большого количества стабильных изотопов того же химического элемента, что и целевой нуклид. Поэтому из всех возможных фотоядерных реакций используются либо фотопротонные реакции ( $\gamma, p$ ) либо фотонейтронные с последующим  $\beta$ -распадом на целевой нуклид. В нашей работе предлагается исследовать образование нуклидов  $^{72}\text{As}$ ,  $^{82}\text{Rb}$ ,  $^{166}\text{Ho}$  и  $^{198,199}\text{Au}$  в результате фотопротонных реакций на изотопах Se, Sr, Er и Hg.
- В эксперименте зачастую невозможно определить количественные характеристики всех возможных реакций происходящих в образце, кроме этого для подбора оптимальной энергии облучения также нужно иметь информацию о сечениях всех

возможных реакций. В базах ядерных данных практически (EXFOR) отсутствуют сечения фотоядерных реакций на исследуемых изотопах Se, Sr, Er и Hg, что делает невозможным экспериментальную оценку наработки изотопов  $^{72}\text{As}$ ,  $^{82}\text{Rb}$ ,  $^{166}\text{Ho}$  и  $^{198,199}\text{Au}$  на основе экспериментальных сечений. Использование теоретических сечений тоже может быть ограничено. В многочисленных экспериментах на тормозных пучках показано, что теоретические сечения фотопротонных реакций могут значительно отличаться от экспериментальных от нескольких раз до двух порядков. Поэтому важной задачей является ответ на вопрос о применимости различных теоретических подходов к расчетам сечений фотоядерных реакций, сравнения экспериментальных данных и теоретических расчетов.

- Также необходимо выполнить сравнение с альтернативными путями наработки.

В настоящей работе выполнено исследование возможности наработки перспективных для ядерной медицины радионуклидов  $^{72}\text{As}$ ,  $^{82}\text{Rb}$ ,  $^{166}\text{Ho}$  и  $^{198,199}\text{Au}$ . Для этого был выполнен эксперимент по облучению естественных смесей изотопов селена, стронция, эрбия и ртути на тормозном пучке микротрона РМ55 НИИЯФ МГУ, определены выходы, сечения на эквивалентный квант и активности целевых и побочных нуклидов, образующихся в результате облучения. Выполнено сравнение с теоретическими расчетами на основе комбинированной модели фотоядерных реакций.

## 1.1 $^{72}\text{As}$

Таблица 1: Основные характеристики изотопов  $^{72}\text{As}$  и  $^{72}\text{Se}$

Изотоп	$T_{1/2}$	Тип распада (%)	$E_\gamma (I_\gamma, \%), \text{кэВ}$	$E_\gamma^{max} (I_\gamma, \%), \text{кэВ}$
$^{72}\text{As}$	26 ч.	$e + \beta^+(100)$	629.95 (7.92), 834.01 (80)	3995 (0.056)
$^{72}\text{Se}$	8.4 д.	$e + \beta^+(100)$	45.85 (58)	45.85 (58)

$^{72}\text{As}$  является перспективным ПЭТ-радионуклидом, испуская позитроны с максимальной энергией 2,5 МэВ с периодом полураспада 26 часов. Несомненным плюсом мышьяка-72 в ядерной медицине является возможность создания генератора  $^{72}\text{Se}/^{72}\text{As}$  ( $T_{1/2}(^{72}\text{Se}) = 8.4 \text{ д.}$ ). По сравнению с большинством ПЭТ-радионуклидов,  $^{72}\text{As}$  имеет больший период полураспада, что делает возможным прикрепление этого радиоизотопа к антителам и белкам для количественной визуализации биохимических и физиологических процессов в организме и картирования рецепторов, этому способствуют и химические особенности мышьяка [2, 3].

Обычно изотоп  $^{72}\text{Se}$  получают на ускорителях заряженных частиц, облучая мишени из Ge, Br или As. Самые распространенные пути производства включают облучение  $^{70}\text{Ge}$ ,  $^{72}\text{Ge}$  или  $^{nat}\text{Ge}$ , обычно в виде оксида, потоком  $\alpha$ -частиц или  $^3\text{He}$  [3]. Также наработка этого нуклида возможна в результате реакции  $^{nat}\text{Br}(p, x)$  при облучении мишени из  $^{nat}\text{Br}$  протонами с энергией порядка 100 МэВ [4]. Напрямую изотоп  $^{72}\text{As}$  можно получить в результате реакции  $^{72}\text{Ge}(p, n)^{72}\text{As}$  на медицинских циклотронах [7], однако при этом необходимо использовать обогащенную на 100% мишень из  $^{72}\text{Ge}$ , т.к. иначе могут нарабатываться изотопы  $^{73}\text{As}$  и  $^{74}\text{As}$ . Основные способы наработки изотопа  $^{72}\text{Se}$  на ускорителях заряженных частиц представлены в таблице 2.

Таблица 2: Основные способы наработки изотопа  $^{72}\text{Se}$  на ускорителях заряженных частиц

Реакция	Энергия, МэВ	Содержание в мишени	Выход МБк/(мкА час)	ссылка
$^{70}\text{Ge}(\alpha, 2n)^{72}\text{Se}$	34	20.7	1.35	[5]
$^{59}\text{Co}(^{14}\text{N}, n)^{72}\text{Se}$	55	100	0.6	[5]
$^{59}\text{Co}(^{16}\text{O}, 3n)^{72}\text{Br}(\beta^-)^{72}\text{Se}$	60	100	0.48	[5]
$^{63}\text{Cu}(^{12}\text{C}, 3n)^{72}\text{Br}(\beta^-)^{72}\text{Se}$	60	69.1	0.54	[5]
$^{72}\text{Ge}(^3\text{He}, 3n)^{72}\text{Se}$	36	27.7	3.1	[2]
$^{70}\text{Ge}(\alpha, 2n)^{72}\text{Se}$	36.5	100	8.2	[2]
$^{75}\text{As}(p, 4n)^{72}\text{Se}$	105	100	230	[6]
$^{nat}\text{Br}(p, Xn)(\beta^-)(\beta^-)^{72}\text{Se}$	100	100	1.1	[4]
$^{72}\text{Ge}(p, n)^{72}\text{As}$	16	100	90	[7]

Фотоядерным методом на ускорителях электронов возможно получение радионуклида  $^{72}\text{Se}$  в результате фотонейтронных реакций  $^{82}\text{Se}(\gamma, 10n)^{72}\text{Se}$ ,  $^{80}\text{Se}(\gamma, 8n)^{72}\text{Se}$ ,  $^{78}\text{Se}(\gamma, 6n)^{72}\text{Se}$ ,  $^{77}\text{Se}(\gamma, 5n)^{72}\text{Se}$ ,  $^{76}\text{Se}(\gamma, 4n)^{72}\text{Se}$ ,  $^{74}\text{Se}(\gamma, 2n)^{72}\text{Se}$  при облучении мишени из селена естественного изотопного состава или напрямую  $^{72}\text{As}$  в результате фотопротонных реакций  $^{82}\text{Se}(\gamma, 1p9n)^{72}\text{As}$ ,  $^{80}\text{Se}(\gamma, 1p7n)^{72}\text{As}$ ,  $^{78}\text{Se}(\gamma, 1p5n)^{72}\text{As}$ ,  $^{77}\text{Se}(\gamma, 1p4n)^{72}\text{As}$ ,  $^{76}\text{Se}(\gamma, 1p3n)^{72}\text{As}$ ,  $^{74}\text{Se}(\gamma, 1p1n)^{72}\text{Se}$  (Рис. 1).

## 1.2 $^{82}\text{Sr}$

Одной из основных причин смертности среди населения России является заболевание сердечно-сосудистой системы – ишемическая болезнь сердца (ИБС). Эффективное

<b>Se70</b> 41.1 м 0+	<b>Se71</b> 4.74 м 52-	<b>Se72</b> 8.40 дн 0+	<b>Se73</b> 7.15 ч 9/2+	<b>Se74</b> 0.89 0+	<b>Se75</b> 119.79 дн 52+	<b>Se76</b> 9.37 0+	<b>Se77</b> 7.63 1/2-	<b>Se78</b> 23.77 0+	<b>Se79</b> 2.95Е5 л 7/2+	<b>Se80</b> 49.61 0+ 2β-	<b>Se81</b> 18.45 м 1/2-	<b>Se82</b> 8.73 0+
			<i>m</i>				<i>m</i>		<i>m</i>		<i>m</i>	<i>m</i>
<b>As69</b> 15.2 м 52-	<b>As70</b> 52.6 м 4+	<b>As71</b> 65.28 ч 52-	<b>As72</b> 26.0 ч 2-	<b>As73</b> 80.30 дн 3/2-	<b>As74</b> 17.77 дн 2-	<b>As75</b> 100 3/2-	<b>As76</b> 1.0942 дн 2-	<b>As77</b> 38.83 ч 3/2-	<b>As78</b> 90.7 м 2-	<b>As79</b> 9.01 м 3/2-	<b>As80</b> 15.2 с 1+	<b>As81</b> 33.3 с 3/2-
						<i>m</i>						

Рис. 1: Часть N-Z диаграммы атомных ядер в области стабильных изотопов селена и мышьяка.

Таблица 3: Основные характеристики  $^{82}\text{Sr}$  и  $^{82}\text{Rb}$

Изотоп	$T_{1/2}$	Тип распада (%)	$E_{\gamma}$ ( $I_{\gamma}$ , %), кэВ	$E_{\gamma}^{max}$ ( $I_{\gamma}$ , %), кэВ
$^{82}\text{Sr}$	25.55 д.	$e + \beta^+$ (100)	—	—
$^{82}\text{Rb}$	1.27 мин.	$e + \beta^+$ (100)	776.52 (13)	3956 (0.00008)

снижение количества осложнений связывают с ранней диагностикой ИБС. С этой целью все шире применяется метод позитронной эмиссионной томографии (ПЭТ), который позволяет получать изображение различных отделов миокарда и оценивать состояние их метаболизма. Для ПЭТ чаще всего используют короткоживущие радионуклиды  $^{18}\text{F}$  ( $T_{1/2} = 109.77$  мин),  $^{13}\text{N}$  ( $T_{1/2} = 9.97$  мин),  $^{15}\text{O}$  ( $T_{1/2} = 122.24$  с) и  $^{11}\text{C}$  ( $T_{1/2} = 20.39$  мин), которые получают на циклотронах [11]. Однако в некоторых случаях используют короткоживущие  $\beta^+$  - радиоактивные изотопы, получаемые при распаде относительно долгоживущих радионуклидов  $^{82}\text{Sr}$  ( $T_{1/2} = 25.55$  сут),  $^{68}\text{Ge}$  ( $T_{1/2} = 271$  сут) и  $^{44}\text{Ti}$  ( $T_{1/2} = 60$  лет). В настоящее время в основном используется генератор  $^{82}\text{Sr}/^{82}\text{Rb}$ . Генератор состоит из колонки, наполненной сорбентом. Адсорбированный  $^{82}\text{Sr}$  распадается с образованием  $^{82}\text{Rb}$ , который вымывают из сорбента раствором. Генераторная колонка заключается в защитный контейнер из свинца или вольфрама. Генератор такой конструкции рассчитан на активность до 5.92 ГБк [11].

В работе [11]  $^{82}\text{Sr}$  получали на линейном ускорителе протонов ИЯИ РАН, облучая мишени из металлического Rb в оболочке из нержавеющей стали протонами в энергетическом диапазоне 40 – 100 МэВ [12]. Большое число медицинских изотопов, таких как  $^{201}\text{Tl}$ ,  $^{123}\text{I}$ ,  $^{67}\text{Ga}$ ,  $^{111}\text{In}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ , может быть получено на ускорителе протонов с диапазоном энергий 24 - 40 МэВ, но в случае стронция необходимы высокоэнергетичные протоны с энергией 60 - 800 МэВ. При энергиях 500 - 800 МэВ образуется большое количество радиоизотопных примесей из-за реакций скалывания, что усложняет химическое отделение нужного нуклида. При таких реакциях происходит выбивание из ядра большого числа нейтронов, примерно до 10. Однако при энергии протонов приблизительно

100 МэВ можно получить большой выход реакций  $(p; xn)$  или  $(p; 1 - 2p, yn)$  и практически отсутствие изотопных примесей. Основные способы наработки изотопа  $^{82}\text{Sr}$  на ускорителях заряженных частиц и нарабатываемые активности приведены в таблице 4.

Таблица 4: Основные способы наработки изотопа  $^{82}\text{Sr}$  на ускорителях заряженных частиц

Реакция	Энергия, МэВ	Содержание в мишени	Выход МБк/(мкА час)	ссылка
$^{nat}\text{Rb}(p, xn)^{82}\text{Sr}$	100	100	14.8	[8]
$^{nat}\text{Rb}(p, xn)^{82}\text{Sr}$	65	100	8.67	[9]
$^{nat}\text{Rb}(p, xn)^{82}\text{Sr}$	61.5	100	9.02	[9]
$^{nat}\text{Rb}(p, xn)^{82}\text{Sr}$	60	100	9.07	[9]
$^{nat}\text{Rb}(p, xn)^{82}\text{Sr}$	55	100	7.13	[9]
$^{nat}\text{Rb}(p, xn)^{82}\text{Sr}$	50	100	4.41	[9]
$^{nat}\text{Rb}(p, xn)^{82}\text{Sr}$	45	100	1.86	[9]

$^{82}\text{Sr}$  также можно нарабатывать фотоядерным методом на ускорителях электронов. При облучении мишени из стронция естественного изотопного состава в результате фотоядерных реакций  $^{88}\text{Sr}(\gamma, 6n)^{82}\text{Sr}$ ,  $^{87}\text{Sr}(\gamma, 5n)^{82}\text{Sr}$ ,  $^{86}\text{Sr}(\gamma, 4n)^{82}\text{Sr}$  и  $^{84}\text{Sr}(\gamma, 2n)^{82}\text{Sr}$  получается  $^{82}\text{Sr}$  (Рис. 2).

<b>Sr78</b> 2.5 м 0+	<b>Sr79</b> 2.25 м 3/2(-)	<b>Sr80</b> 106.3 м 0+	<b>Sr81</b> 22.3 м 1/2-	<b>Sr82</b> 25.55 дн 0+	<b>Sr83</b> 32.41 ч 7/2+	<b>Sr84</b> 0.56 0+	<b>Sr85</b> 64.84 дн 9/2+	<b>Sr86</b> 9.86 0+	<b>Sr87</b> 7.00 9/2+	<b>Sr88</b> 82.58 0+	<b>Sr89</b> 50.53 дн 5/2+	<b>Sr90</b> 28.90 л 0+
					m		m		m			
<b>Rb77</b> 3.77 м 3/2-	<b>Rb78</b> 17.66 м 0(+)	<b>Rb79</b> 22.9 м 5/2+	<b>Rb80</b> 33.4 с 1+	<b>Rb81</b> 4.570 ч 3/2-	<b>Rb82</b> 1.273 м 1+	<b>Rb83</b> 86.2 дн 5/2-	<b>Rb84</b> 33.1 дн 2-	<b>Rb85</b> 72.17 5/2-	<b>Rb86</b> 18.642 дн 2-	<b>Rb87</b> 27.83 4.81E10 л 3/2-	<b>Rb88</b> 17.773 м 2-	<b>Rb89</b> 15.15 м 3/2-
	m			m	m		m		m			

Рис. 2: Часть N-Z диаграммы атомных ядер в области стабильных изотопов стронция и рубидия.

### 1.3 $^{166}\text{Ho}$

Для диагностики сердечно-сосудистых заболеваний и визуализации метаболических процессов в миокарде используется радионуклид  $^{188}\text{Re}$ , который может быть получен с помощью генератора  $^{188}\text{W}/^{188}\text{Re}$ . В свою очередь производство  $^{188}\text{W}$  требует больших



Таблица 5: Основные характеристики изотопа  $^{166}\text{Ho}$

Изотоп	$T_{1/2}$	Тип распада (%)	$E_\gamma$ ( $I_\gamma$ , %), кэВ	$E_\gamma^{max}$ ( $I_\gamma$ , %), кэВ
$^{166}\text{Ho}$	26.83 ч.	$\beta^-$	80.57 (6.71), 1379.40 (0.93)	1830.49 (0.0085)

потоков нейтронов и обогащенных мишеней из вольфрама, чтобы получать данный радионуклид в количествах, необходимых для медицинских целей. Схожие радионуклидные свойства  $^{166}\text{Ho}$  и  $^{188}\text{Re}$ , а также существование более простого способа наработки делает данный изотоп привлекательной альтернативой  $^{188}\text{Re}$  при использовании для внутрисосудистой лучевой терапии [13]. Также  $^{166}\text{Ho}$  используется для планирования лечения при применении радиоэмболизации - эффективного метода лечения злокачественных новообразований, основанного на уничтожении раковых клеток с помощью радиоактивных микросфер, доставленных к опухоли по артериальным сосудам [14].

Основным преимуществом  $^{166}\text{Ho}$  относительно  $^{188}\text{Re}$  заключается в том, что этот радионуклид может быть произведен в достаточных количествах при облучении мишени из  $^{nat}\text{Ho}$  (гольмий имеет один стабильный изотоп  $^{165}\text{Ho}$ ) потоком тепловых нейтронов от реактора. Также  $^{166}\text{Ho}$  можно получить при облучении тепловыми нейтронами мишени из  $^{164}\text{Dy}$  в результате реакции и последующего  $\beta^-$ -распада:  $^{164}\text{Dy}(2n, \gamma)^{166}\text{Dy} \xrightarrow{\beta^-} ^{166}\text{Ho}$  [15].

Фотоядерным методом  $^{166}\text{Ho}$  может быть получен при облучении пучком тормозных  $\gamma$ -квантов мишени из эрбия естественного изотопного состава в результате реакций  $^{170}\text{Er}(\gamma, 1p3n)^{166}\text{Ho}$ ,  $^{168}\text{Er}(\gamma, 1p1n)^{166}\text{Ho}$ ,  $^{167}\text{Er}(\gamma, 1p)^{166}\text{Ho}$  (Рис. 3).

Er159 36 м 3/2-	Er160 28.58 ч 0+	Er161 3.21 ч 3/2-	Er162 0.139 0+	Er163 75.0 м 5/2-	Er164 1.601 0+	Er165 10.36 ч 5/2-	Er166 33.503 0+	Er167 22.869 7/2+	Er168 26.978 0+	Er169 9.392 дн 1/2-	Er170 14.910 0+	Er171 7.516 ч 5/2-
		<i>m</i>						<i>m</i>				
Ho158 11.3 м 5+	Ho159 33.05 м 7/2-	Ho160 25.6 м 5+	Ho161 2.48 ч 7/2-	Ho162 15.0 м 1+	Ho163 4570 л 7/2-	Ho164 29 м 1+	Ho165 100 7/2-	Ho166 26.824 ч 0-	Ho167 3.003 ч 7/2-	Ho168 2.99 м 3+	Ho169 4.72 м 7/2-	Ho170 2.76 м (6+)
<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>		<i>m</i>		<i>m</i>		<i>m</i>

Рис. 3: Часть N-Z диаграммы атомных ядер в области стабильных изотопов эрбия и гольмия.

Были проведены эксперименты по облучению мишеней из эрбия пучком тормозных фотонов. В работе [16] тормозное излучение было получено с использованием медицинского линейного ускорителя электронов. В результате эксперимента получен и расшифрован спектр остаточной активности продуктов фотоядерных реакций на изотопах эрбия.

## 1.4 $^{198,199}\text{Au}$

Таблица 6: Основные характеристики изотопов  $^{198}\text{Au}$  и  $^{199}\text{Au}$

Изотоп	$T_{1/2}$	Тип распада (%)	$E_\gamma$ ( $I_\gamma$ , %), кэВ	$E_\gamma^{max}$ ( $I_\gamma$ , %), кэВ
$^{198}\text{Au}$	2.70 д.	$\beta^-$ (100)	411.80 (96)	1087.68 (0.159)
$^{199}\text{Au}$	3.14 д.	$\beta^-$ (100)	158.38 (40), 208.21 (8.7)	208.21 (8.732)

Радиоизотопы золота  $^{198}\text{Au}$  и  $^{199}\text{Au}$  в течение многих лет рассматриваются в ядерной медицине как перспективная тераностическая пара [17–19], то есть могут быть использованы и для диагностики и для лечения онкологических заболеваний. Например, для  $^{199}\text{Au}$  средняя энергия испускаемой  $\beta^-$ -частицы составляет 84 кэВ,  $\beta^-$ -частица с такой энергией имеет среднюю длину свободного пробега в тканях примерно 100 мкм, что делает этот радионуклид идеальным для доставки энергии в небольшие объемы, включая микрометастазы и опухолевые клетки вблизи поверхности органов и поэтому  $^{199}\text{Au}$  хорошо подходит для радиоиммунотерапии [20].  $^{198}\text{Au}$  используется в радиотерапии различных видов рака. С появлением в медицине нанотехнологий,  $^{198}\text{Au}$  применяется в качестве наночастиц золота в коллоидных формах для разработки радиофармацевтических препаратов [21]. В последнее время наноструктуры, меченные  $^{198}\text{Au}$  или  $^{199}\text{Au}$ , были изучены для визуализации онкологических заболеваний *in vivo* [22].

Радионуклиды  $^{198,199}\text{Au}$  получают как в ядерных реакторах [23], так и на ускорителях заряженных частиц [24, 25]. Нарработка данных изотопов в ядерных реакторах осуществляется в результате реакций  $^{198}\text{Pt}(n, \gamma)^{199}\text{Pt} \xrightarrow{\beta^-} ^{199}\text{Au}$  и  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ , что требует дорогих мишеней из золота или платины. Также необходимо отделить радионуклиды  $^{198,199}\text{Au}$  от облученной мишени. Существуют два основных метода химического разделения: жидкостная экстракция (LLX) и ион-обменное разделение, оба метода широко используются. В работах по получению радионуклидов  $^{198,199}\text{Au}$  на ускорителях используются различные налетающие частицы, например, в работе [25] данные радионуклиды получали на циклотроне при облучении мишени пучком дейтронов с энергией 50 МэВ.

Фотоядерный метод позволяет нарабатывать радиоизотопы  $^{198,199}\text{Au}$  в результате реакций  $^{204}\text{Hg}(\gamma, 1p4n)^{199}\text{Au}$ ,  $^{202}\text{Hg}(\gamma, 1p2n)^{199}\text{Au}$ ,  $^{201}\text{Hg}(\gamma, 1n1p)^{199}\text{Au}$ ,  $^{200}\text{Hg}(\gamma, 1p)^{199}\text{Au}$ ,  $^{204}\text{Hg}(\gamma, 1p5n)^{198}\text{Au}$ ,  $^{202}\text{Hg}(\gamma, 1p3n)^{198}\text{Au}$ ,  $^{201}\text{Hg}(\gamma, 1p2n)^{198}\text{Au}$ ,  $^{200}\text{Hg}(\gamma, 1p1n)^{198}\text{Au}$ ,  $^{199}\text{Hg}(\gamma, 1p)^{198}\text{Au}$  (Рис. 4).

Существует несколько работ, посвященных изучению фотоядерных реакций на изотопах ртути. В работе [26] получены относительные выходы фотонейтронных и фотопротонных реакций при облучении мишени из ртути естественного изотопного состава

<b>Hg193</b> 3.80 ч 3/2(-)	<b>Hg194</b> 444 л 0+	<b>Hg195</b> 10.53 ч 1/2-	<b>Hg196</b> 0.15 0+	<b>Hg197</b> 64.14 ч 1/2-	<b>Hg198</b> 9.97 0+	<b>Hg199</b> 16.87 1/2-	<b>Hg200</b> 23.10 0+	<b>Hg201</b> 13.18 3/2-	<b>Hg202</b> 29.86 0+	<b>Hg203</b> 46.594 дн 5/2-	<b>Hg204</b> 6.87 0+	<b>Hg205</b> 5.14 м 1/2-
<i>m</i>		<i>m</i>		<i>m</i>		<i>m</i>						
<b>Au192</b> 4.94 ч 1-	<b>Au193</b> 17.65 ч 3/2+	<b>Au194</b> 38.02 ч 1-	<b>Au195</b> 186.098 дн 3/2+	<b>Au196</b> 6.1669 дн 2-	<b>Au197</b> 100 3/2+	<b>Au198</b> 2.69517 дн 2-	<b>Au199</b> 3.139 дн 3/2+	<b>Au200</b> 48.4 м (1-)	<b>Au201</b> 26.0 м 3/2+	<b>Au202</b> 28.4 с (1-)	<b>Au203</b> 60 с 3/2+	<b>Au204</b> 39.8 с (2-)
<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>				

Рис. 4: Часть N-Z диаграммы атомных ядер в области стабильных изотопов ртути и золота.

пучком тормозных фотонов с максимальной энергией 19.5 МэВ и 29.1 МэВ, нормированные на выход реакции  $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195}\text{Hg}$ . Результаты эксперимента сравниваются с теоретическими расчетами по модели [27, 28]. В работе [29] приведены значения сечений на эквивалентный квант для реакций  $^{204}\text{Hg}(\gamma, n)^{203}\text{Hg}$ ,  $^{199}\text{Hg}(\gamma, p)^{198}\text{Au}$ ,  $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197g}\text{Hg}$  и  $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197m}\text{Hg}$  при максимальной энергии электронов ускорителя 30, 40, 50, 60 и 68 МэВ.

## 2 Взаимодействие гамма-квантов с веществом. Гигантский дипольный резонанс.

Для всех атомных ядер в сечении фотопоглощения наблюдается резонанс с максимумом в районе значений энергии 10 - 25 МэВ, называемый гигантским дипольным резонансом (Рис. 5) [30].

Можно выделить четыре энергетические области, обозначенные на Рис. 5 римскими цифрами. В области I энергия  $\gamma$ -кванта недостаточна для выбивания из ядра отдельных нуклонов или связанных систем из малого числа нуклонов. 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 (дейтрона,  $\alpha$ -частицы и др.). Для тяжелых ядер возможно также фотоделение. Характерной особенностью этой энергетической области является наличие высокоэнергичных коллективных ядерных возбуждений, проявляющихся в широких максимумах, называемых гигантскими резонансами. Самый значительный из них обусловлен преимущественным поглощением электрических дипольных E1-фотонов и поэтому называется гигантским дипольным резонансом (ГДР). В области III, вплоть до мезонного порога (135 МэВ), длина волны поглощаемого ядром фотона становится меньше радиуса ядра, и фотон преимущественно взаимодействует с системами из малого числа нуклонов,

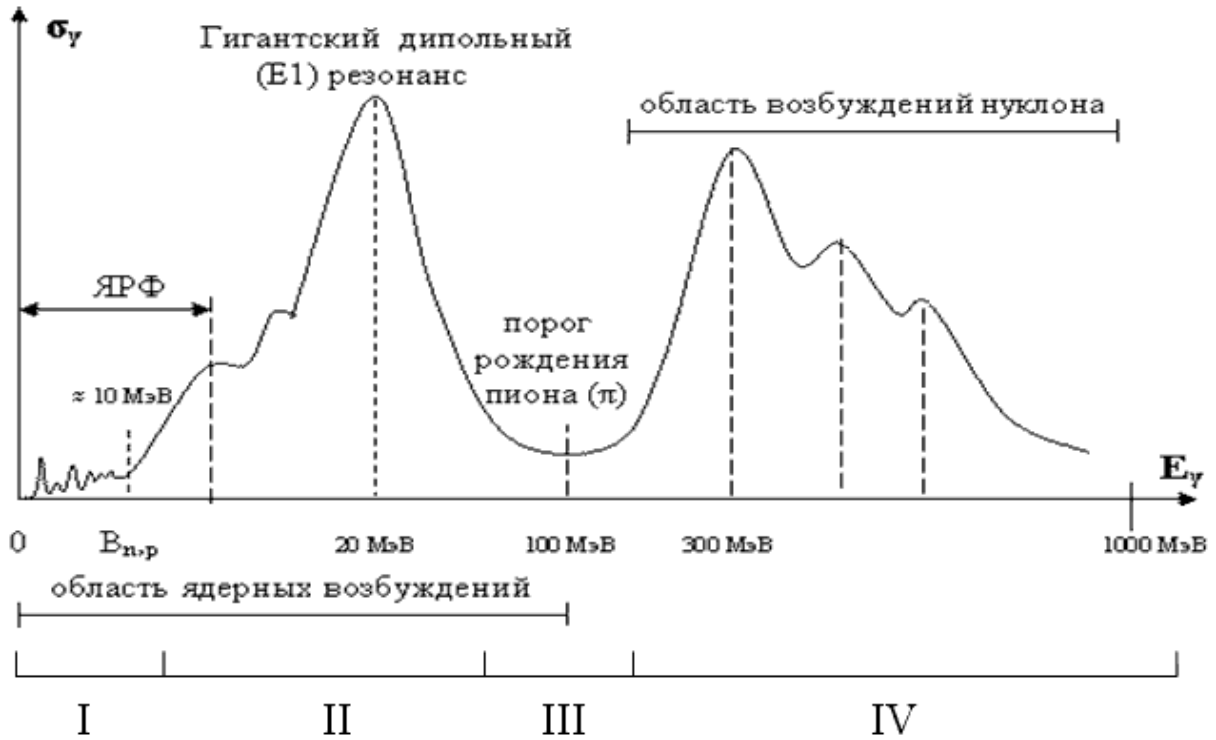


Рис. 5: Схематическое представление сечения фотопоглощения фотонов атомными ядрами в области энергий фотонов до 1 ГэВ

формирующимися внутри ядра (квазидейтрон, квазиальфачастица и др.). Ядерное фоторасщепление в этой энергетической области чаще всего начинается с расщепления этих связанных систем, главным образом квазидейтронов, и завершается испусканием ядром нескольких (до десяти) нейтронов. Начиная с мезонного порога (область IV), фотон, попадая внутрь ядра, взаимодействует с отдельными нуклонами, переводя их в возбужденное резонансное состояние. Самым низким из них является  $\Delta$ -изобара.

Гигантский дипольный резонанс может быть интерпретирован простейшими вариантами коллективной модели:

1. Протоны и нейтроны колеблются друг относительно друга как две сжимаемые жидкости, причем поверхность ядра остается неизменной. Это приводит к изменению внутренней плотности ядра. Резонансная энергия  $E^m$  пропорциональна  $A^{-1/3}$ .
2. Протоны и нейтроны колеблются друг относительно друга как две несжимаемые сферы,  $E^m$  пропорциональна  $A^{-1/6}$  (Рис. 6).

Для первого варианта можно получить следующее выражение для резонансной энергии:

$$E^m = 75 \cdot A^{-1/3} \quad (1)$$

Эта зависимость хорошо аппроксимирует экспериментальные данные в области  $A =$

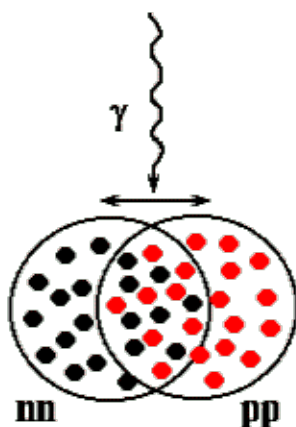


Рис. 6: Неперекрывающиеся протонная и нейтронная сферы

50 – 150. Для второго варианта коллективной модели:

$$E^m = 45 \cdot A^{-1/6} \quad (2)$$

Простейшая коллективная модель очень хорошо описывает не только положение максимума гигантского дипольного резонанса (Рис. 7), но и его ширину.

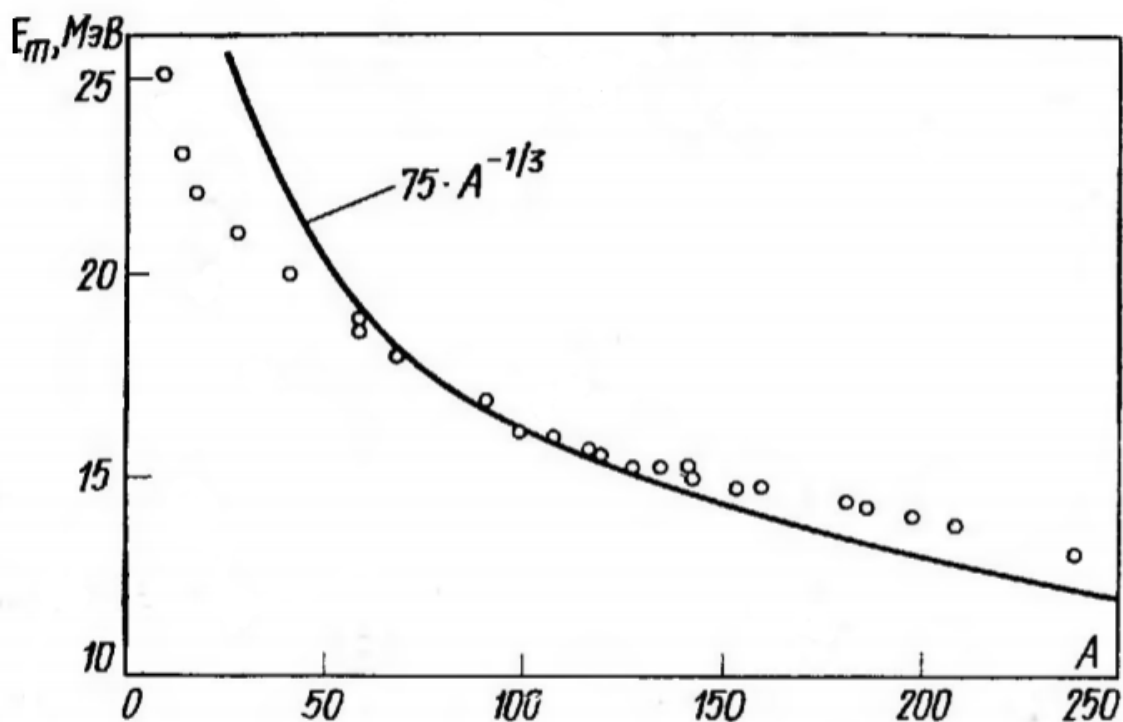


Рис. 7: Экспериментальная зависимость положения максимума ГДР от массового числа.

Еще одна характеристика гигантского дипольного резонанса - интегральное сечение:

$$\sigma^{int} = \int \sigma_{\gamma}(E) dE \quad (3)$$

Интегральное сечение ГДР увеличивается с ростом  $A$ , причем эта зависимость при-

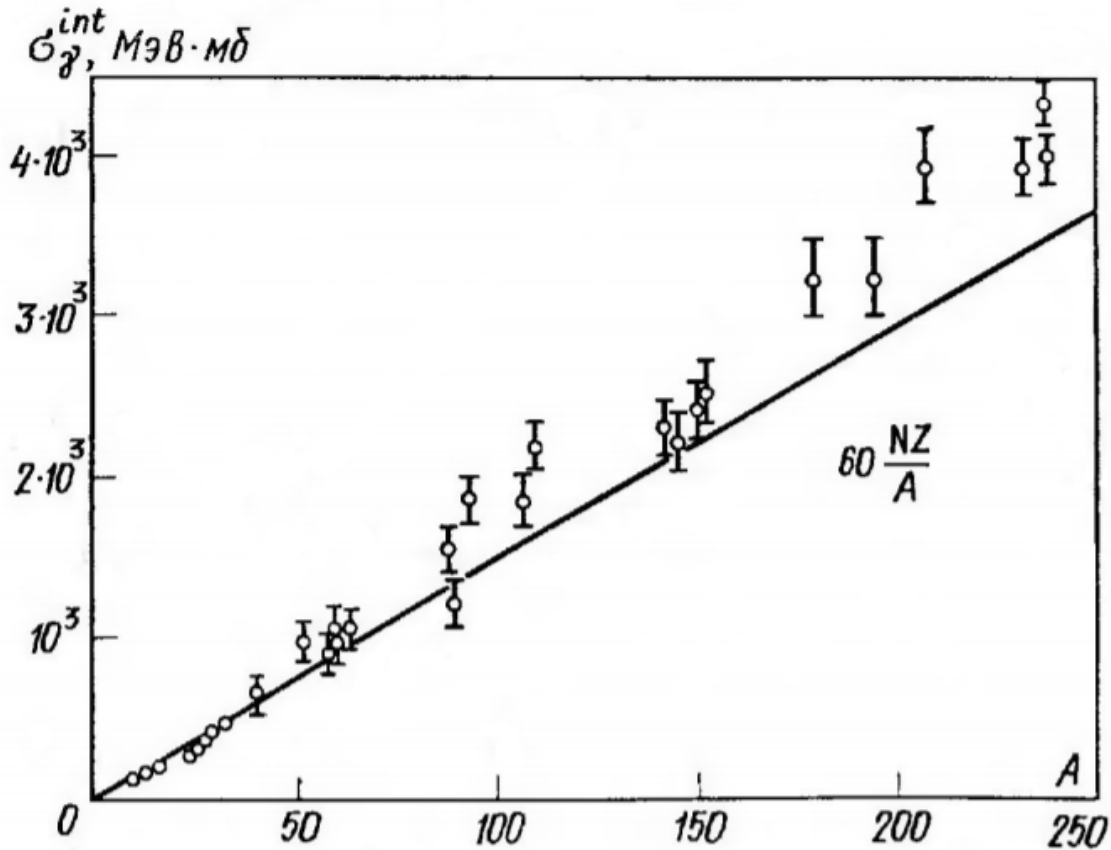


Рис. 8: Экспериментальная зависимость интегрального сечения ГДР от массового числа.

близительно линейная (Рис. 8).

Интегральное сечение может быть вычислено с помощью правила сумм Томаса - Райха - Куна (ТРК) для электрических дипольных переходов.

$$\int_0^{\infty} \sigma dE_{\gamma} = \frac{2\pi}{\hbar c} \sum_f |\langle f | V(\vec{r}) | i \rangle|^2 \quad (4)$$

где  $f, i$  - конечное и начальное состояния соответственно,

$V(\vec{r})$  - оператор взаимодействия системы с электромагнитной волной.

Для одноэлектронного атома:

$$\int_0^{\infty} \sigma dE_{\gamma} = \frac{4\pi^2 e^2}{c} \sum_f \omega_{fi} |\langle f | V(\vec{r}) | i \rangle|^2 = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{mc} \sum_f F_{fi} \quad (5)$$

где  $\omega_{fi} = \frac{E_f - E_i}{i\hbar}$ ,

$F_{fi} = \frac{2m}{\hbar} \omega_{fi} |\langle f | V(\vec{r}) | i \rangle|^2$  - сила осцилляторного перехода.

Согласно правилу сумм ТРК:

$$\sum_f F_{fi} = 1 \quad (6)$$

Тогда для многоэлектронного атома с  $Z$  электронами:

$$\int_0^\infty \sigma dE_\gamma = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{mc} \cdot Z \quad (7)$$

Также ГДР может быть описан многочастичной моделью оболочек. Согласно одночастичной модели оболочек гамильтониан ядра, в общем случае имеющий вид:

$$H = \sum_{\alpha=1}^A \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} + \sum_{\alpha<\beta} W_{\alpha\beta} \quad (8)$$

где  $W_{\alpha\beta}$  - энергия попарного взаимодействия частиц,

может быть представлена в виде суммы гамильтонианов отдельных нуклонов:

$$H \approx \sum_{\alpha=1}^A h_\alpha = \sum_{\alpha=1}^A \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} + V_\alpha \quad (9)$$

где  $V_\alpha = V(r)$  - центральный потенциал, одинаковый для всех нуклонов. Однако взаимодействие между нуклонами в ядре можно лишь приближенно свести к центральному полю, одинаковому для всех нуклонов. В реальности каждый нуклон участвует в парном взаимодействии, которое нельзя свести к одинаковому центральному потенциалу:

$$H = \sum_{\alpha=1}^A \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} + V_\alpha + \sum_{\alpha<\beta} V_{\alpha\beta} \quad (10)$$

Сравнение с экспериментом показывает, что расчет в рамках многочастичной модели оболочек дает правильное положение максимума гигантского дипольного резонанса. Также видно, что многочастичная модель оболочек предсказывает наличие одного-двух сильных возбуждений в области гигантского дипольного резонанса, вбирающих в себя практически всю сумму Е1 переходов, что согласуется с коллективной моделью.

Основные каналы распада гигантского резонанса - вылет одного протона или нейтрона. Следующим по значимости является вылет двух нейтронов. Поэтому сечение фотопоглощения ядром фотона в области ГДР можно представить в виде:

$$\sigma_\gamma = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, pn) \quad (11)$$

Существует три стадии фотоядерной реакции: прямая, полупрямая и предравновесная стадия. И соответственно три механизма распада ГДР: прямой, полупрямой и предравновесный распад (Рис. 10).

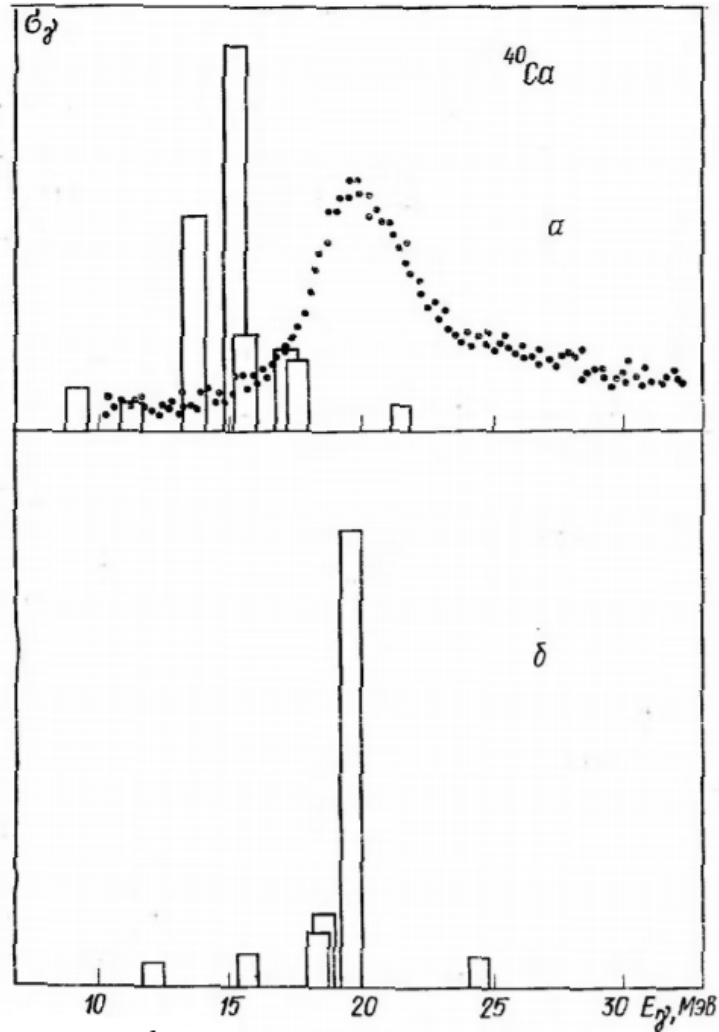


Рис. 9: Сечение фотопоглощения для ядра  $^{40}\text{Ca}$ . Точки – экспериментальные данные, а – расчет в рамках одночастичной модели, б – многочастичной [30].

Ширину ГДР можно представить в виде суммы:

$$\Gamma \approx \Gamma_{\downarrow} + \Gamma_{\uparrow} \quad (12)$$

где  $\Gamma_{\downarrow}$  - вклад в ширину ГДР полупрямой компоненты,  $\Gamma_{\uparrow}$  - предравновесной. Для легких ядер  $\Gamma_{\uparrow} = 0.5 - 2$  МэВ и полупрямой механизм распада доминирует. Для тяжелых ядер  $\Gamma_{\uparrow} = 0.4 - 0.5$  МэВ, тогда как  $\Gamma_{\downarrow} = 3 - 4$  МэВ, следовательно начинает доминировать эффект распада входных состояний  $1p1h$  на состояния  $2p2h$ .

То есть для легких ядер ширина гигантского дипольного резонанса формируется в основном за счет  $\Gamma_{\uparrow}$  и разброса входных состояний, для тяжелых ядер - за счет  $\Gamma_{\downarrow}$  ( $\frac{4}{5}$  от  $\Gamma$ ) и разброса входных состояний. Ширина ГДР минимальна в сферических ядрах с заполненными оболочками (4 – 5 МэВ).

В формировании гигантского дипольного резонанса наблюдается эффект конфигу-



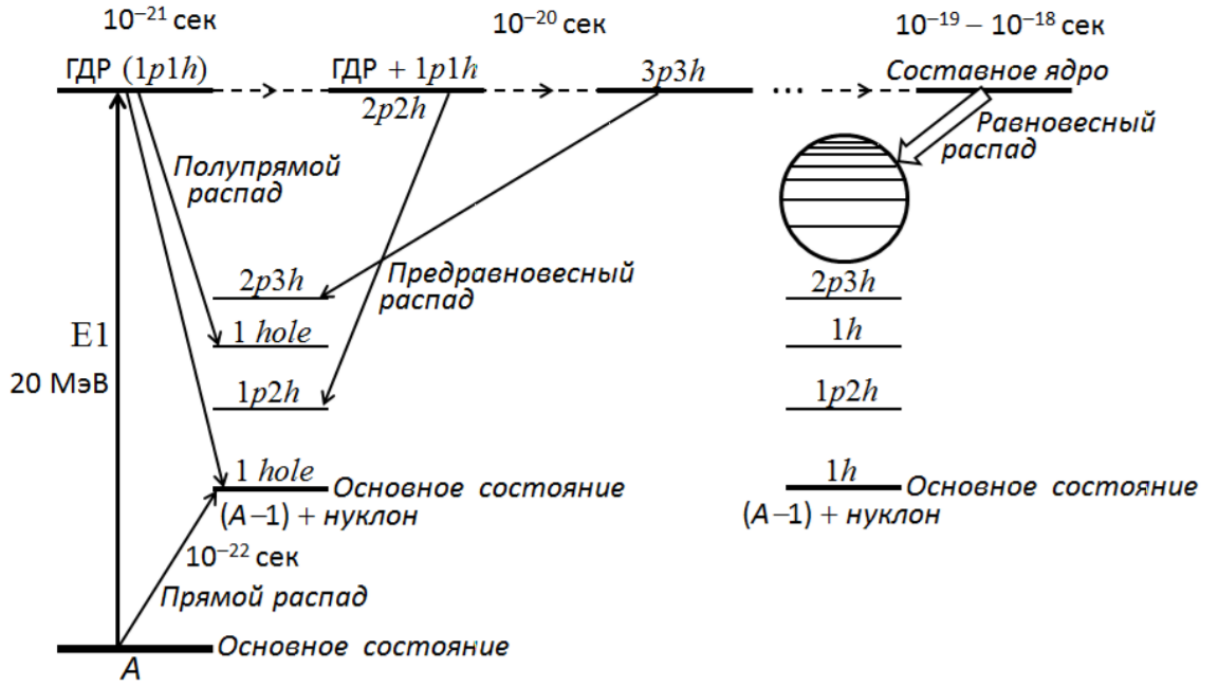


Рис. 10: Диаграмма распада гигантского дипольного резонанса.

рационального расщепления, заключающийся в расщеплении по энергии электрических дипольных переходов нуклонов из разных оболочек (Рис. 11). Конфигурационное расщепление является следствием того, что расстояние между внутренними оболочками лёгких ядер существенно больше, чем между внешними. Этот эффект исчезает с ростом  $A$ , но прослеживается вплоть до  $A \approx 60$ .

Также в несамосопряженных ядрах ( $N \neq Z$ ) наблюдается изоспиновое расщепление гигантского дипольного резонанса. Изоспин основного состояния ядра:

$$T_0 = \left| \frac{N - Z}{2} \right| \quad (13)$$

Низколежащие состояния (до нескольких МэВ) обычно тоже имеют изоспин  $T_0$ . С увеличением энергии появляется примесь состояний с изоспином  $T_0 + 1$ , следовательно, чистота состояний по изоспину ухудшается.

Согласно теореме Вигнера - Экарта, правила отбора по изоспину для  $E1$  - переходов следующие:

$$\begin{cases} T_f = T_i; T_i \pm 1 \\ (T_3)_f = (T_3)_i \\ 0 \not\rightarrow 0 \end{cases} \quad (14)$$

То есть  $E1$  - фотон эквивалентен частице с изоспином  $t = 1$  и проекцией изоспина  $t_3 = 0$ .

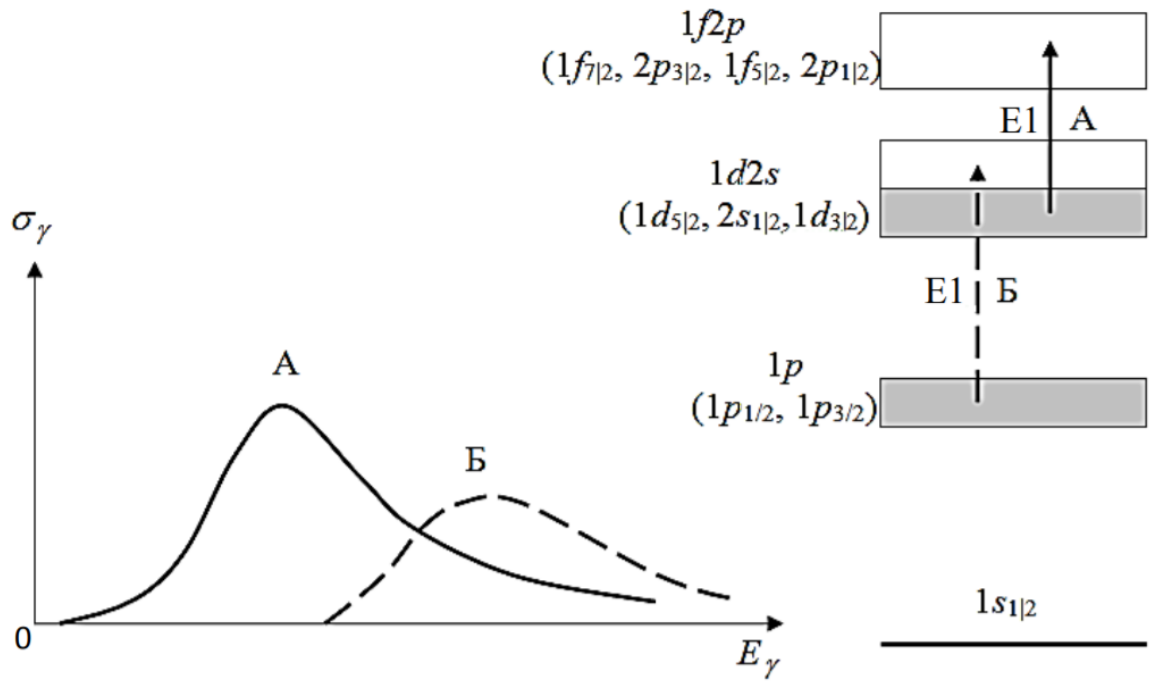


Рис. 11: Схема формирования конфигурационного расщепления ГДР в ядрах с незаполненной  $1d2s$ -оболочкой (между  $^{16}\text{O}$  и  $^{40}\text{Ca}$ ).

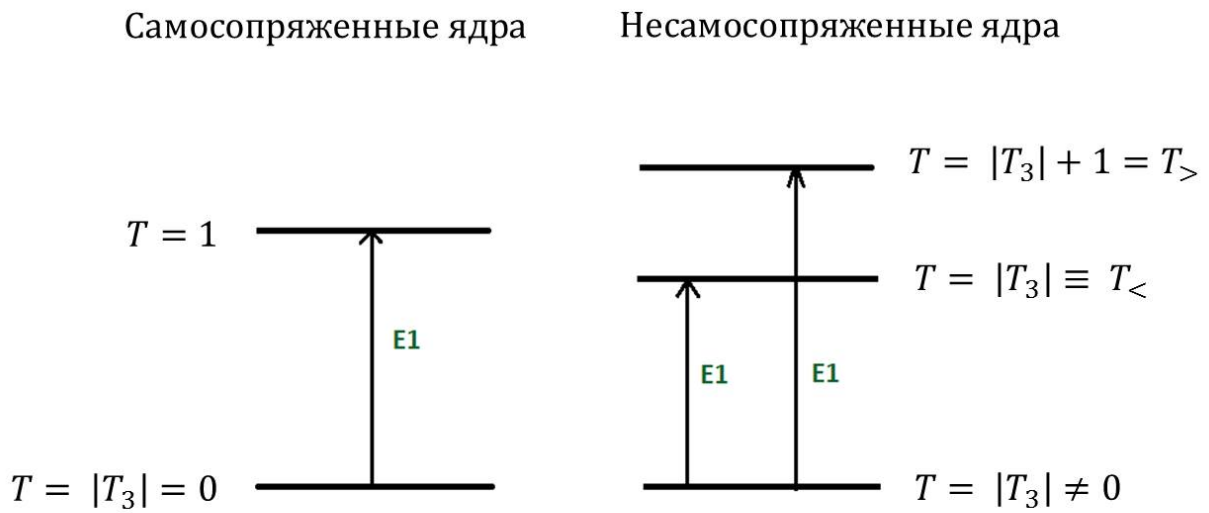


Рис. 12: Изоспиновые ветви E1 - переходов.

Между ветвями  $T_<$  и  $T_>$  будет наблюдаться расщепление по энергии (Рис. 12), которое можно оценить как

$$E_{T_>} - E_{T_<} = 60 \frac{T_0 + 1}{A} \quad (15)$$

## 2.1 Комбинированная модель фотонуклонных реакций

Все перечисленные свойства фотоядерных реакций включены в расчеты по комбинированной модели фотонуклонных реакций (КМФР). КМФР разработана в НИИЯФ МГУ и используется для описания фотоядерных реакций в средних и тяжелых ядрах при энергии ниже порога образования мезонов. Описание фотоядерных реакций основывается на комбинации полумикроскопической, экситонной и испарительной моделей. При расчете сечения фотопоглощения учитывается не только гигантский дипольный резонанс и квазидейтронный механизм фотопоглощения, но и вклад в это сечение изовекторного квадрупольного резонанса и обертона ГДР. В отличие от других программ статистического описания фотоядерных реакций учитывается влияние изоспиновых эффектов на эволюцию возбужденного состояния ядра, возникшего после поглощения фотона.

## 3 Экспериментальные исследования фоторасщепления изотопов Se, Sr, Er и Hg

Для оценки возможности наработки перспективных радионуклидов фотоядерным методом обычно используют или существующие экспериментальные сечения или данные моделирования. В нашей работе основными каналами получения целевых изотопов будут реакции  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, 2n)$  с последующим  $\beta$ -распадом. Для этих каналов фотоядерных реакций зачастую данные отсутствуют в литературе, в случае, когда такие данные имеются, они могут обладать большими систематическими погрешностями. Эксперименты по измерению сечений фотонейтронных реакций проводятся на пучках квазимонохроматических фотонов или на тормозных пучках гамма-квантов. Сечения фотопротонных реакций в основном измерялись с помощью виртуальных  $\gamma$ -квантов в  $e, e'p$ -экспериментах. Рассмотрим методы получения пучков квазимонохроматических и тормозных фотонов и методы измерения сечений.

### 3.1 Методы создания пучков $\gamma$ -квантов

Квазимоноэнергетические фотоны получают методом аннигиляции на лету релятивистских позитронов [31]. В таком процессе преобладает двухфотонная аннигиляция. Так как энергия фотона на самом деле зависит от угла между направлениями испускания фотонов и первоначального движения ускоренных позитронов, то спектр не будет строго моноэнергетическим. Суть экспериментов такого типа заключается в следующем: на пути пучка электронов, ускоренных в линейном ускорителе, ставится мишень с большим  $Z$ , которая называется позитронным конвертером. При прохождении элект-

тронов через такую мишень образуется тормозное излучение, которое в последствии образует электрон-позитронные пары. Далее система отклоняющих магнитов выделяет пучок позитронов и фокусирует его на аннигиляционной мишени. Позитроны аннигилируют на лету с электронами атомов мишени, откуда получают пучок квазимоноэнергетических фотонов (Рис. 13).

Тормозное излучение получают при прохождении пучка электронов от ускорителя через тормозную мишень (конвертор), сделанную из тяжелого тугоплавкого вещества, обычно вольфрама. Для ускорения электронов может быть использован линейный ускоритель, бетатрон, микротрон и т.д.

### 3.2 Методы измерения сечений фотоядерных реакций

В экспериментах по измерению сечений фотоядерных реакций на пучках квазимоноэнергетических фотонов могут быть использованы детекторы различного типа. Детектор "slowing-down" типа, позволяющий детектировать фотонейтроны, образовавшиеся в период действия импульса фотонов от ускорителя, в период между такими импульсами после замедления (slowing-down) нейтронов в специальном замедлителе. Регистрация нейтронов осуществлялась с помощью 48 разрядных  $^{10}\text{BF}_3$ -счетчиков, размещенных в среде из парафина. Такой детектор может быть дополнительно приспособлен для разделения событий фотонейтронных реакций с образованием одного и двух (и более) нейтронов. С этой целью счетчики в парафине располагаются специальным образом - четырьмя concentрическими кольцами вокруг мишени на различных расстояниях от нее - так называемая техника «кольцевых отношений», позволяющая кроме полной фотонейтронной реакции отдельно исследовать и парциальные реакции  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ . Другой тип детектора фотонейтронов - сцинтилляционный детектор. Он представляет собой жидкий сцинтиллятор большого объема. В детекторе такого типа среда сцинтиллятора одновременно является элементом и замедления нейтронов и их регистрации.

В экспериментах на пучках тормозных фотонов измеряется зависимость от энергии фотонов выхода фотоядерной реакции, представляющего собой проинтегрированный по энергии результат перемножения (свертки) искомого сечения реакции  $\sigma(E)$  и фотонного спектра. Для восстановления сечения из выхода необходимо решить обратную задачу. Для того, чтобы достигнуть устойчивого решения этой некорректно поставленной обратной задачи было разработано несколько специальных математических методов. Наиболее проработанными из них являются метод Пенфольда-Лейсса и метод "регуляризации" Тихонова.

Для определения сечения в экспериментах на пучках тормозных фотонов существу-

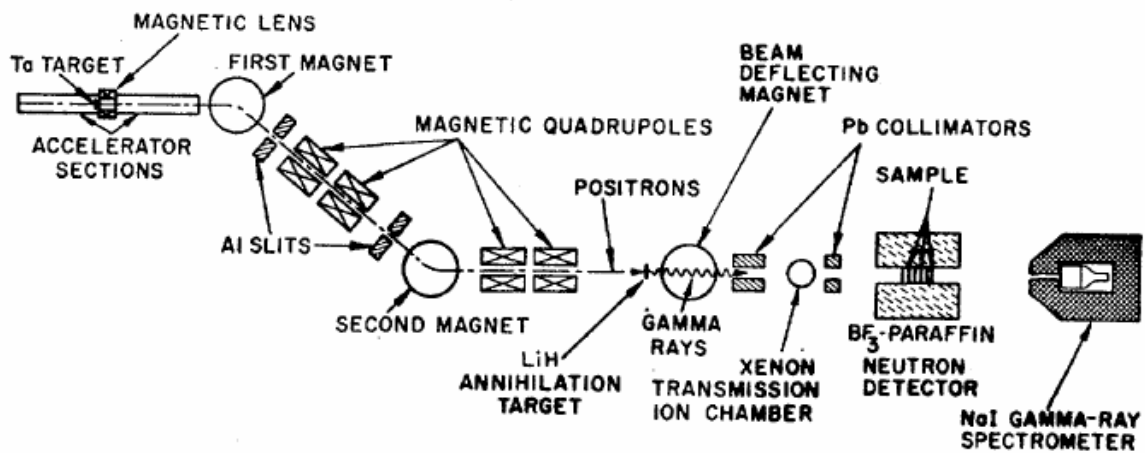


Рис. 13: Схема установки для определения сечений фотоядерных реакций методом аннигиляции на лету.

ет еще и метод меченых фотонов. Суть этого метода заключается в том, что в эксперименте, проводимом на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения, продукт изучаемой фотоядерной реакции регистрируется на совпадение с электроном, вызывающим появление тормозного  $\gamma$ -кванта. Энергия электрона измеряется с помощью магнитного спектрометра и позволяет идентифицировать само событие, происходящее под действием  $\gamma$ -кванта определенной энергии, поскольку энергия такого  $\gamma$ -кванта равна разности энергий налетающего и рассеянного электронов.

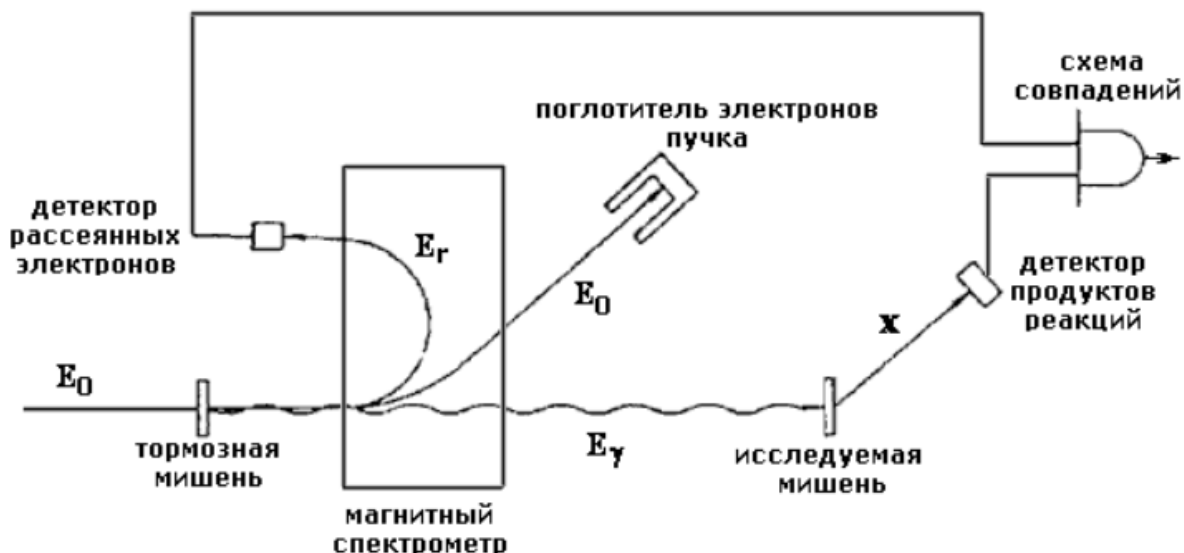


Рис. 14: Схема установки для определения сечений фотоядерных реакций методом меченых фотонов.

### 3.3 Данные по сечениям фотоядерных реакций на изотопах Se

В работе [32] на пучке квазимоноэнергетических фотонов получены сечения реакций  $^{76}\text{Se}(\gamma, n)^{75}\text{Se} + ^{76}\text{Se}(\gamma, np)^{74}\text{As}$  в диапазоне энергий от 10.74 МэВ до 26.18 МэВ (Рис. 15).

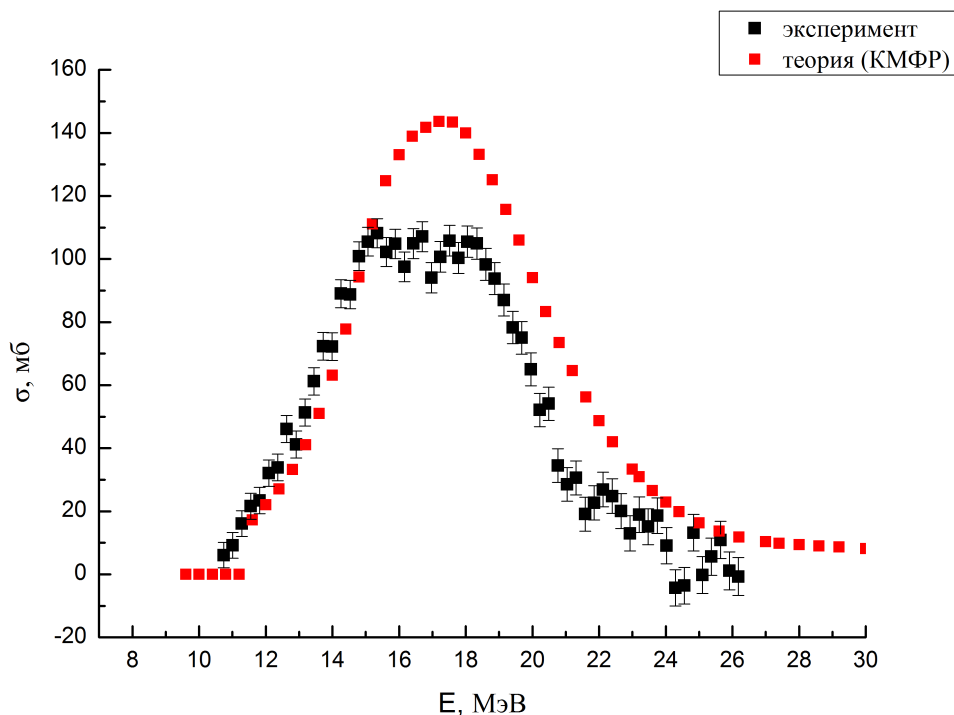


Рис. 15: Сечения реакции  $^{76}\text{Se}(\gamma, n)^{75}\text{Se} + ^{76}\text{Se}(\gamma, np)^{74}\text{As}$ , полученные в работе [32].

В этой же работе получены сечения реакции  $^{76}\text{Se}(\gamma, 2n)^{74}\text{Se}$  в диапазоне энергий от 18.87 МэВ до 26.46 МэВ (Рис. 16).

В работе [33] получены сечения реакции  $^{74}\text{Se}(\gamma, n)^{73}\text{Se}$  в диапазоне энергий от 12.13 МэВ до 24.42 МэВ (Рис. 17). Сечения рассчитывались по методу Пенфольда-Лейсса из кривых выхода, которые в свою очередь были измерены на пучке тормозного излучения электронов с максимальной энергией 25 МэВ. Для измерения выходов регистрировались фотонейтроны детектором, представляющим цилиндрический блок-замедлитель.

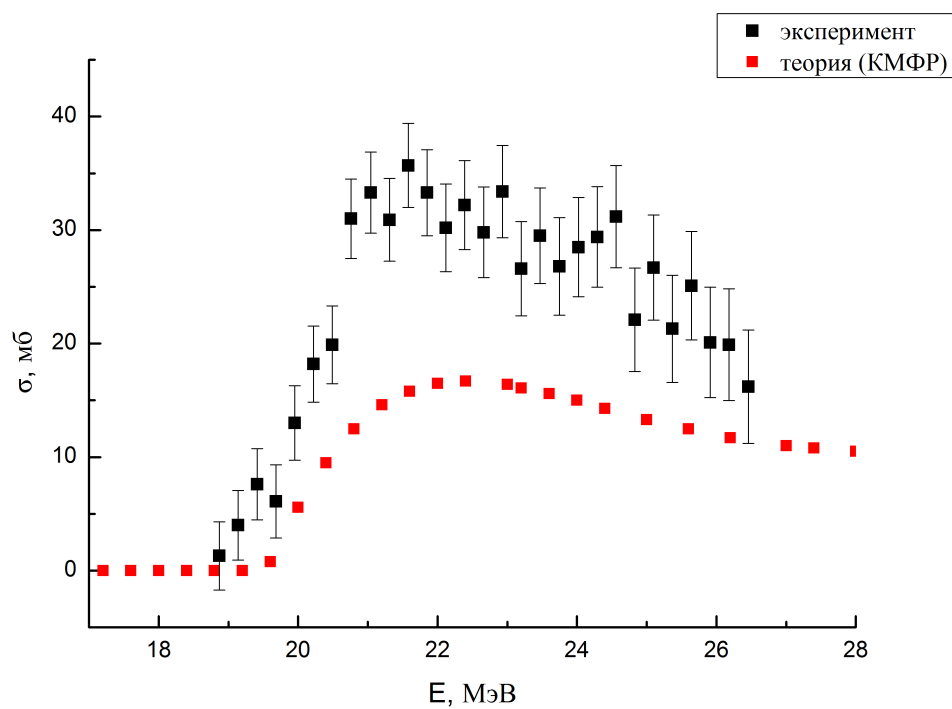


Рис. 16: Сечения реакции  $^{76}\text{Se}(\gamma, 2n)^{74}\text{Se}$ , полученные в работе [32].

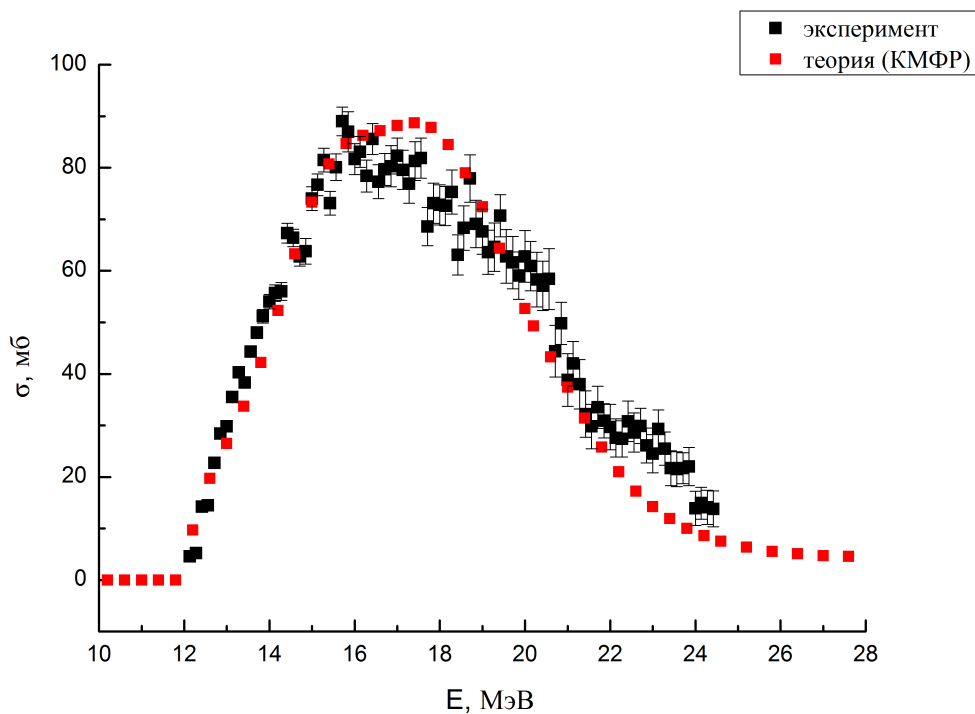


Рис. 17: Сечения реакции  $^{74}\text{Se}(\gamma, n)^{73}\text{Se}$ , полученные в работе [33].

### 3.4 Данные по сечениям фотоядерных реакций на изотопах Sr

В работе [34] методом аннигиляции на лету получены сечения реакций  $^{nat}Sr(\gamma, n) + ^{nat}Sr(\gamma, np)$  в диапазоне энергий от 10.95 МэВ до 27.02 МэВ (Рис. 18). Также в этой работе тем же методом получены сечения реакций  $^{nat}Sr(\gamma, 2n)$  в том же энергетическом диапазоне (Рис. 19).

В уже упомянутой выше работе [33] были также получены сечения реакции  $^{84}Sr(\gamma, n)^{83}Sr$  в диапазоне энергий от 11.99 МэВ до 24.42 МэВ (Рис. 20). В этой же работе получены сечения реакций  $^{86}Sr(\gamma, n)^{85}Sr$  (Рис. 21) и  $^{87}Sr(\gamma, n)^{86}Sr$  (Рис. 22) в том же диапазоне энергий.

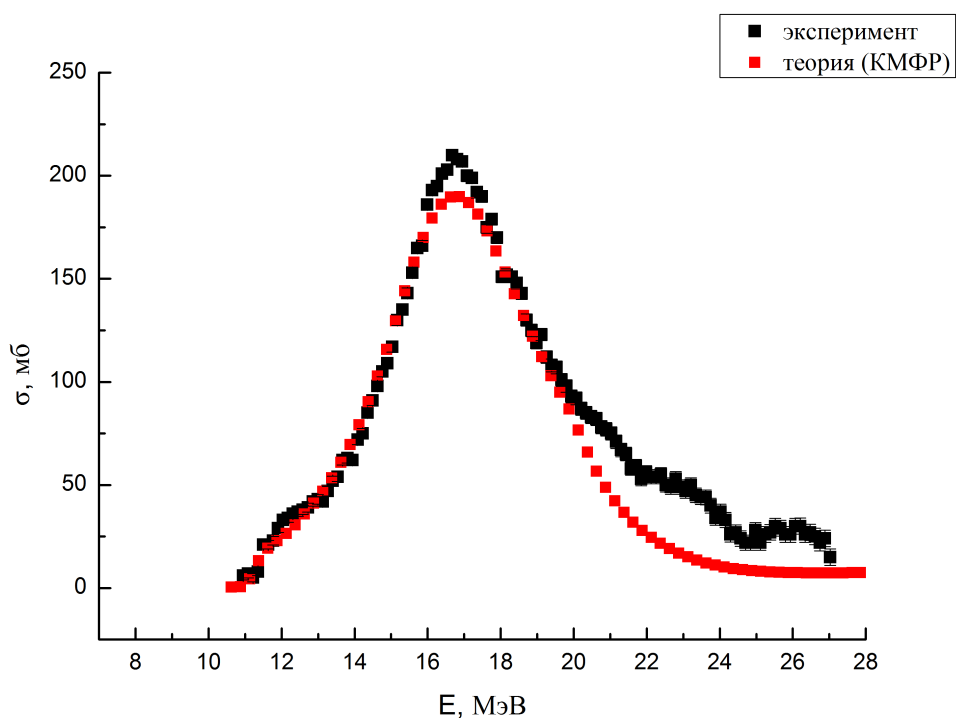


Рис. 18: Сечения реакции  $^{nat}Sr(\gamma, n) + ^{nat}Sr(\gamma, np)$ , полученные в работе [34].



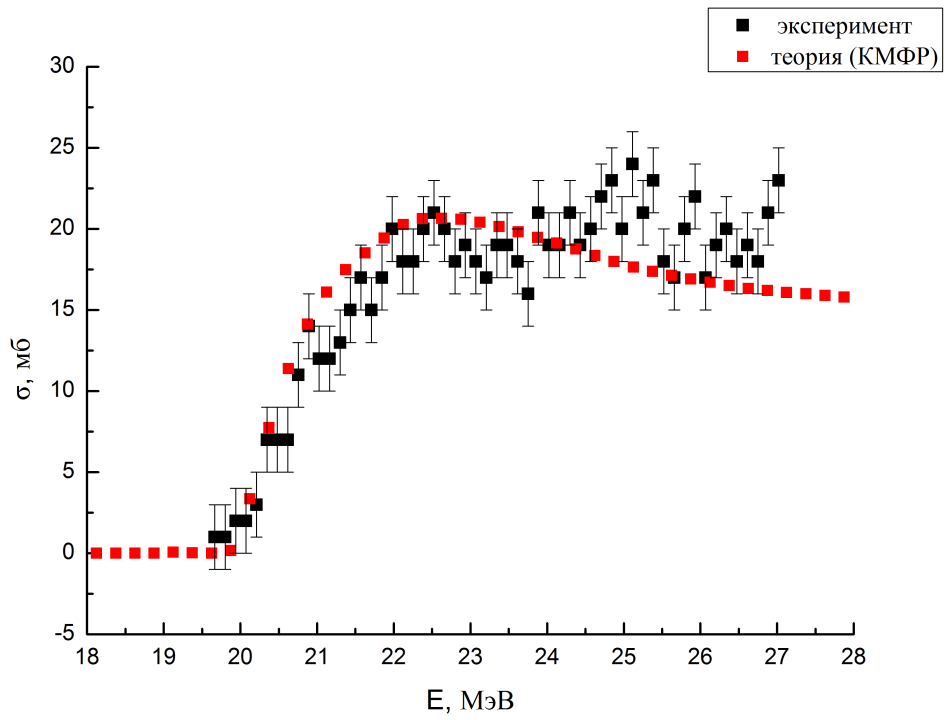


Рис. 19: Сечения реакции  $^{nat}Sr(\gamma, 2n)$ , полученные в работе [34].

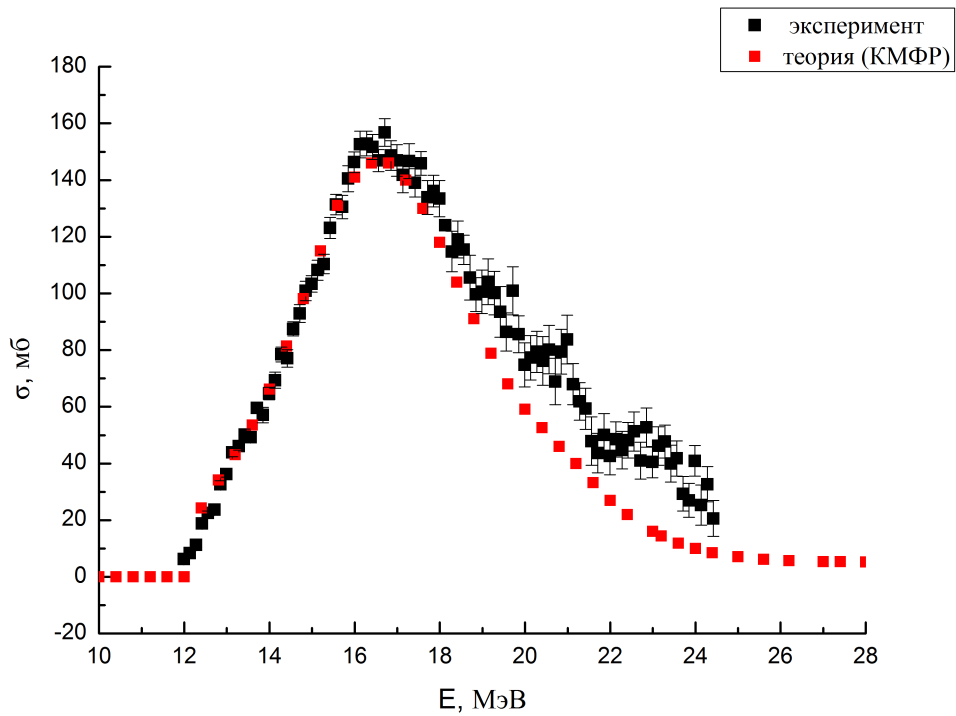


Рис. 20: Сечения реакции  $^{84}Sr(\gamma, n)^{83}Sr$ , полученные в работе [33].

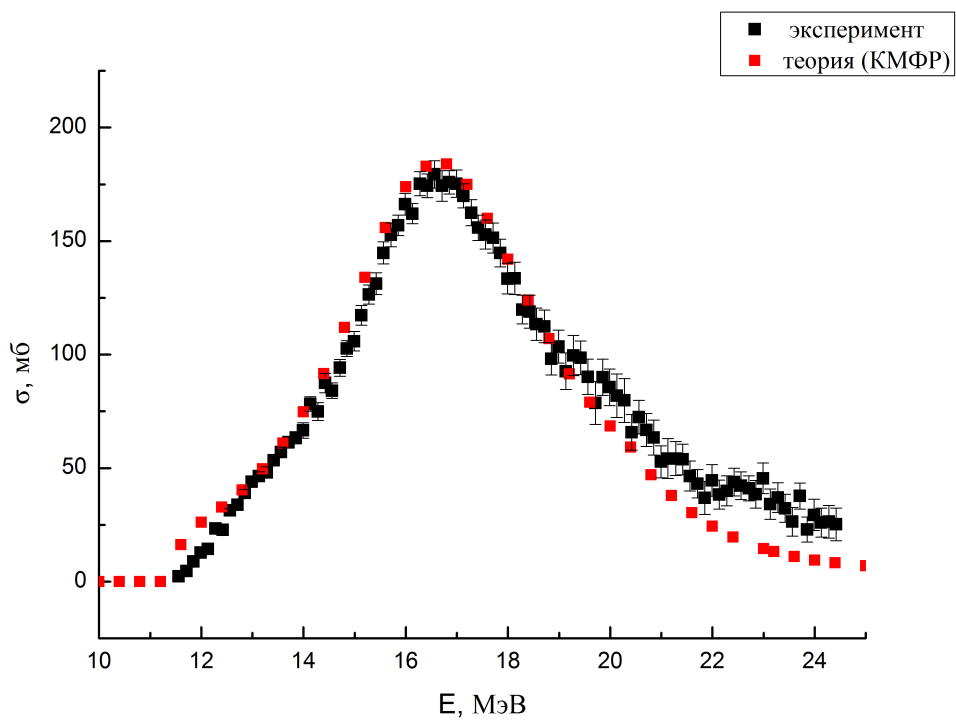


Рис. 21: Сечения реакции  $^{86}\text{Sr}(\gamma, n)^{85}\text{Sr}$ , полученные в работе [33].

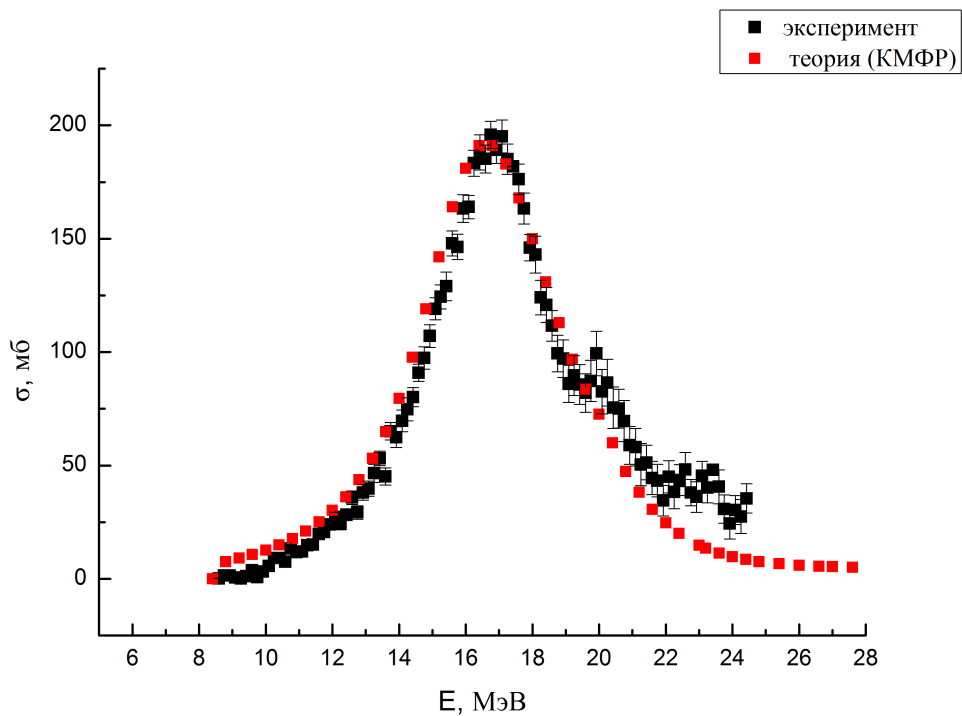


Рис. 22: Сечения реакции  $^{87}\text{Sr}(\gamma, n)^{86}\text{Sr}$ , полученные в работе [33].

### 3.5 Данные по сечениям фотоядерных реакций на изотопах Er

В работе [35] так же методом аннигиляции позитронов на лету получены сечения фотоядерных реакций  ${}^{nat}\text{Er}(\gamma, n) + {}^{nat}\text{Er}(\gamma, np)$  в диапазоне энергий от 6.99 МэВ до 21.13 МэВ (Рис. 23),  ${}^{nat}\text{Er}(\gamma, 2n) + {}^{nat}\text{Er}(\gamma, 2n1p)$  в диапазоне энергий от 12.7 МэВ до 27.39 МэВ (Рис. 24) и  ${}^{nat}\text{Er}(\gamma, 3n)$  в диапазоне энергий от 20.32 МэВ до 27.66 МэВ (Рис. 25).

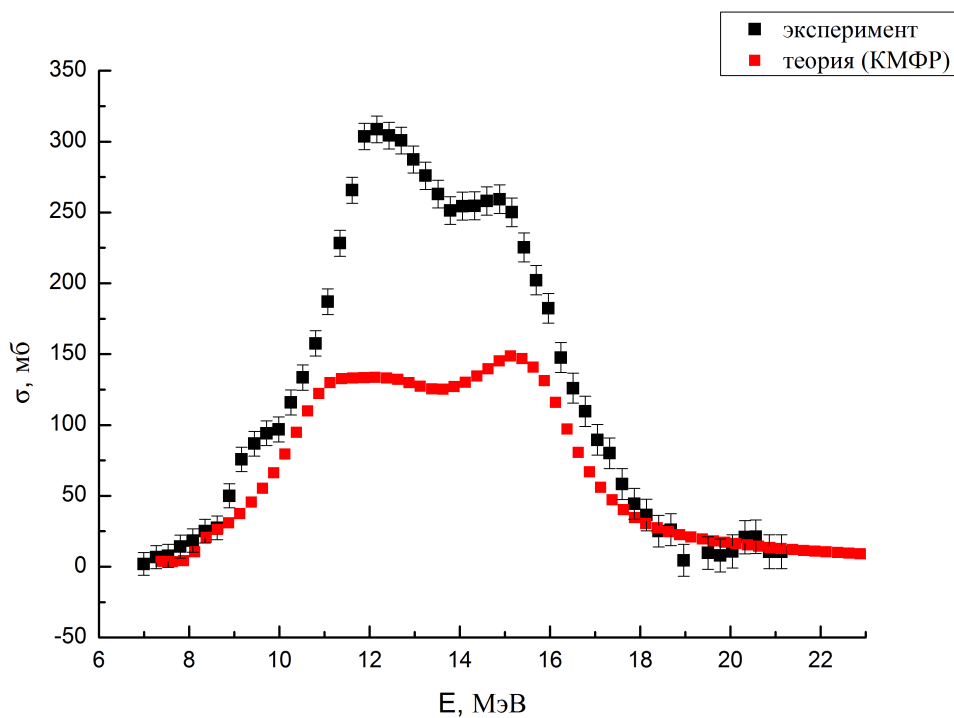


Рис. 23: Сечения реакции  ${}^{nat}\text{Er}(\gamma, n) + {}^{nat}\text{Er}(\gamma, np)$ , полученные в работе [35].

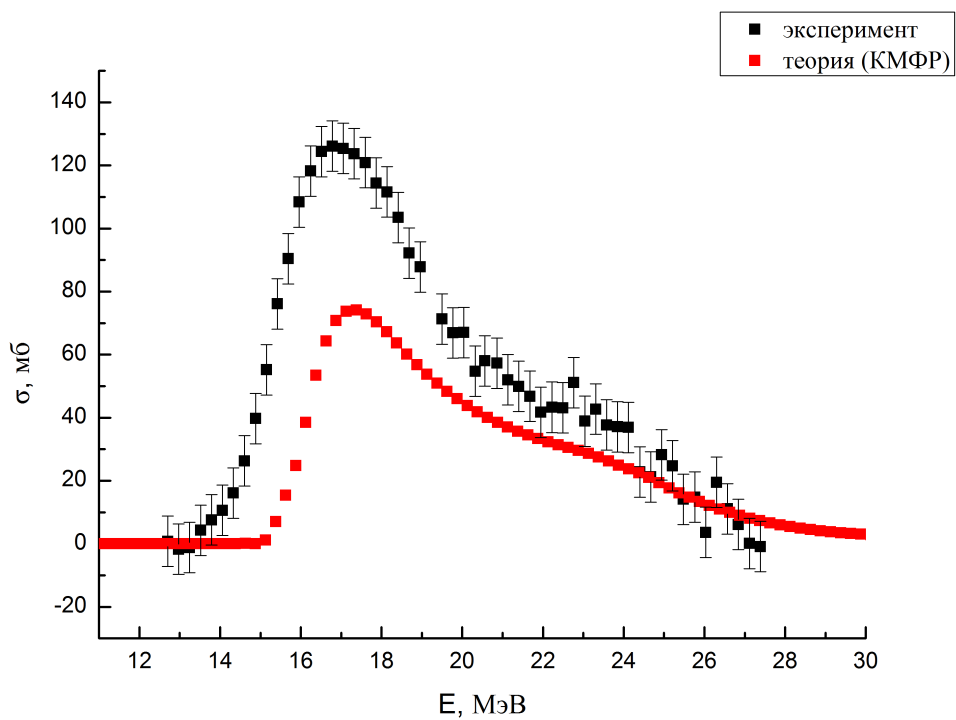


Рис. 24: Сечения реакции  ${}^{nat}Er(\gamma, 2n) + {}^{nat}Er(\gamma, 2n1p)$ , полученные в работе [35].

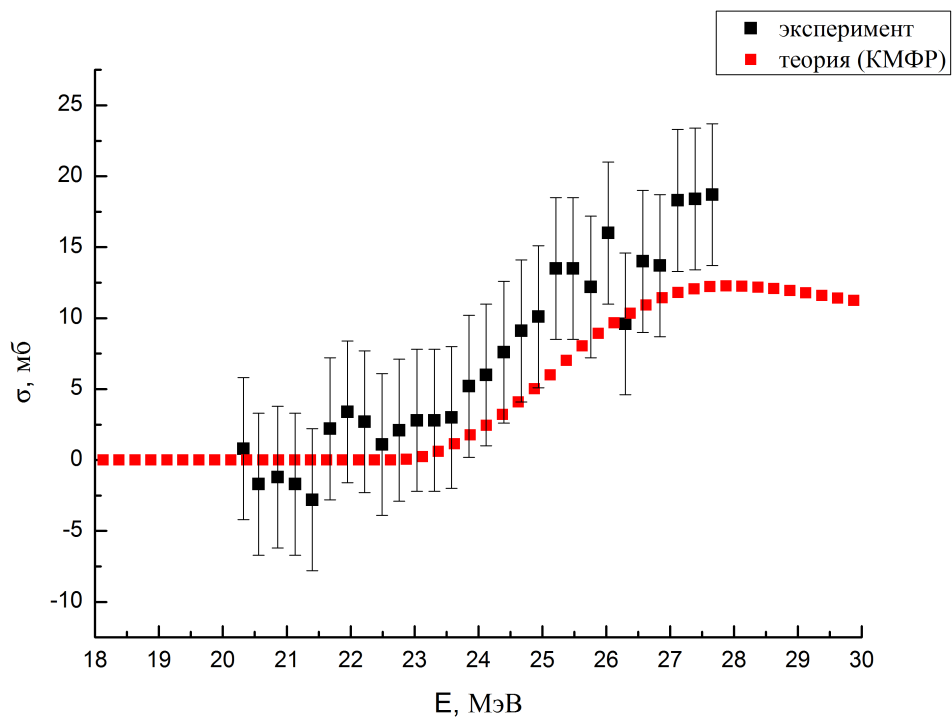


Рис. 25: Сечения реакции  ${}^{nat}Er(\gamma, 3n)$ , полученные в работе [35].

### 3.6 Данные по сечениям фотоядерных реакций на изотопах Hg

В работе [36] методом аннигиляции позитронов на лету получены сечения фотоядерных реакций  $^{nat}Hg(\gamma, n) + ^{nat}Hg(\gamma, np)$  в диапазоне энергий от 8 МэВ до 21.14 МэВ (Рис. 26) и  $^{nat}Hg(\gamma, 2n)$  в диапазоне энергий от 13.5 МэВ до 21.14 МэВ (Рис. 27).

В работе [37] сечения фотоядерной реакции  $^{198}Hg(\gamma, n)$  были рассчитаны методом Пенфольда-Лейсса из экспериментально полученных значений выходов. Для определения выходов фотоядерных реакций был проведен эксперимент по облучению мишени из  $^{198}Hg$  пучком тормозных фотонов с максимальной энергией 30 МэВ (Рис. 28).

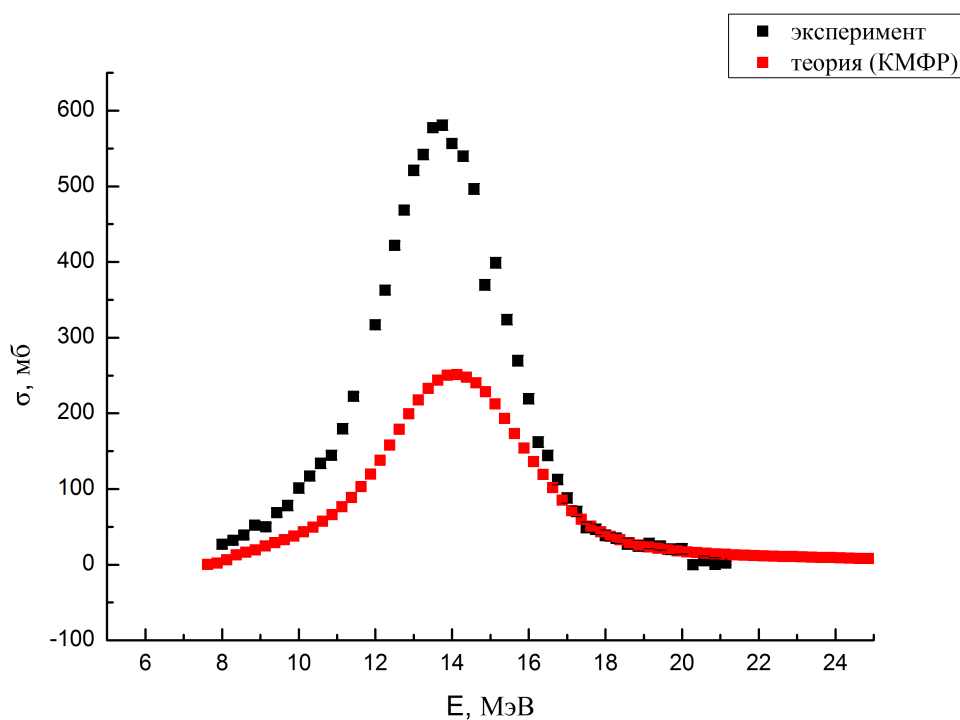


Рис. 26: Сечения реакции  $^{nat}Hg(\gamma, n) + ^{nat}Hg(\gamma, np)$ , полученные в работе [36].

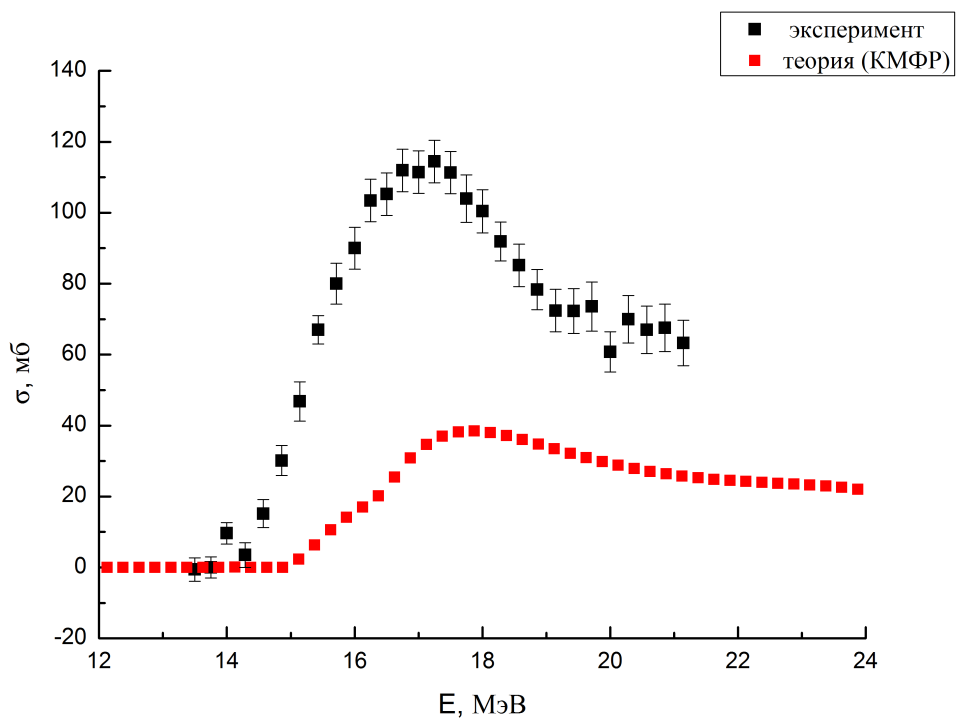


Рис. 27: Сечения реакции  $^{nat}Hg(\gamma, 2n)$ , полученные в работе [36].

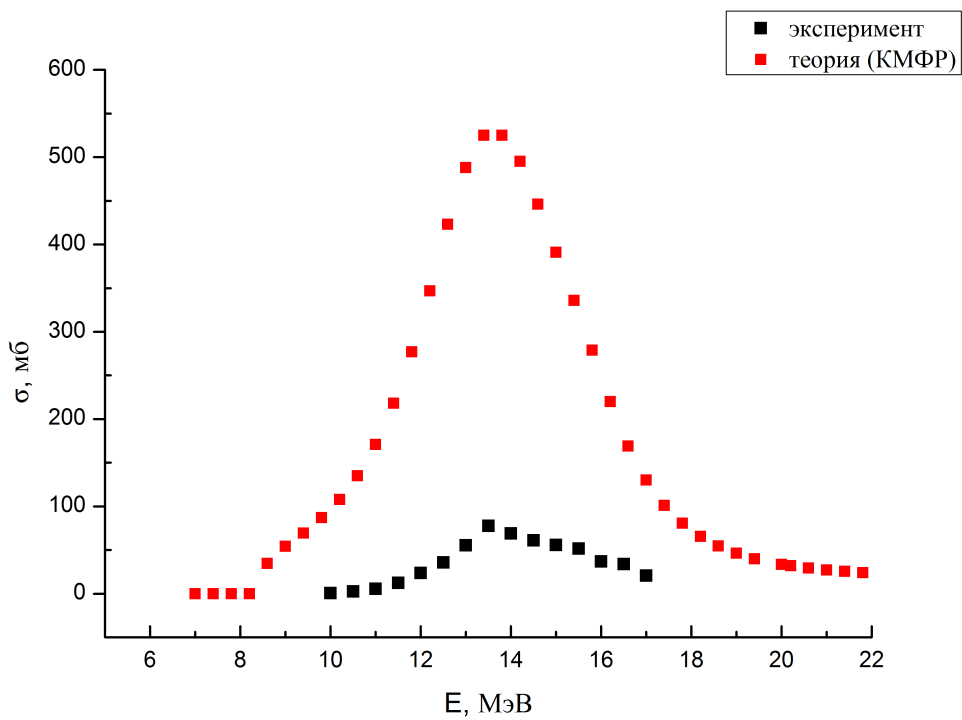


Рис. 28: Сечения реакции  $^{198}Hg(\gamma, n)$ , полученные в работе [37].

Как видно из представленных графиков, сечения фотоядерных реакций на изотопах Se и Sr очень хорошо согласуются с сечениями, рассчитанными по комбинированной модели фотонуклонных реакций, тогда как для сечений на изотопах Er и особенно Hg наблюдается расхождение в несколько раз, что может быть объяснено большой погрешностью таких экспериментов.

## 4 Методика проведения эксперимента и обработки данных

Все эксперименты по получению выбранных медицинских радионуклидов фотоядерным методом были выполнены на разрезном микротроне РМ55 НИИЯФ МГУ при энергии электронов ускорителя 55 МэВ.

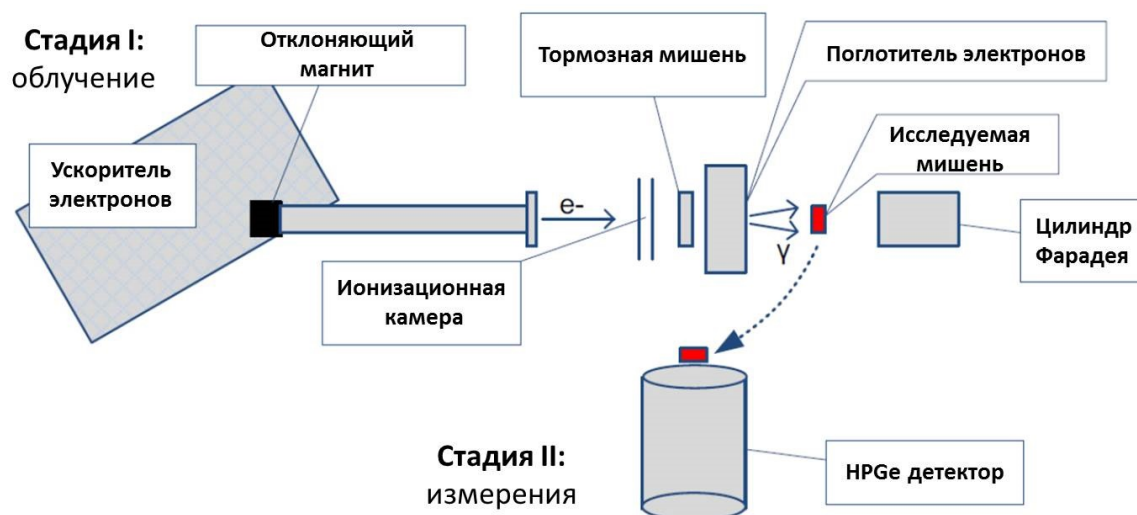


Рис. 29: Схема проведения эксперимента.

На пути пучка электронов ставится мишень из тугоплавкого металла для получения тормозного излучения. За тормозной мишенью помещается алюминиевый поглотитель для остановки электронов, прошедших через тормозную мишень. Далее пучок  $\gamma$ -квантов попадает на исследуемую мишень. При облучении мишени происходят фотоядерные реакции, продуктами которых являются радиоактивные ядра. Их распад сопровождается излучением, энергетический спектр этого вторичного  $\gamma$ -излучения дискретен - в силу дискретности уровней энергии в ядре - и уникален для каждого изотопа, что позволяет найти и идентифицировать конкретные изотопы в спектре  $\gamma$ -излучения, зарегистрированного детектором. После облучения мишень перемещается

в специальное низкофонное помещение, где на детекторе из сверхчистого германия (HPGe) проводится измерение спектров остаточной активности изотопов, образовавшихся в облученной мишени.

Экспериментальные значения выходов фотоядерных реакций рассчитываются по следующей формуле:

$$Y = \frac{N_0 e^{\lambda t_1}}{\int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda t} dt} \quad (16)$$

где  $N_0$  - число ядер исследуемого изотопа на момент окончания облучения, которое определяется на основе соотношения:

$$N_0 = \frac{S}{I_g \epsilon (e^{-\lambda t_2} - e^{-\lambda t_3})} \quad (17)$$

где  $S$  - площадь пика в спектре остаточной активности,

$I_g$  - квантовый выход,

$\epsilon$  - эффективность детектора,

$t_2$  - время, прошедшее от конца облучения до начала измерения,

$t_3$  - время, прошедшее от конца облучения до окончания измерения.

Для получения абсолютных значений выходов фотоядерных реакций вместе с исследуемой мишенью облучается монитор, чтобы по мониторинговой реакции определить коэффициент нормировки тока ускорителя. Связь теоретического выхода нормировочной реакции с экспериментальным:

$$Y_{\text{эксп}} = k_{\text{норм}} Y_{\text{теор}} = k_{\text{норм}} \cdot \alpha \eta \int_{E_{\text{thr}}}^{E_e} \sigma(E_\gamma) W(E_\gamma, E_e) dE_\gamma \quad (18)$$

где  $\eta$  - содержание исследуемого изотопа в естественной смеси,

$W(E_\gamma, E_e)$  - плотность распределения числа тормозных фотонов с энергией  $E_\gamma$  на один электрон ускорителя (тормозной спектр),

$W(E_\gamma, E_e) dE_\gamma$  - число гамма-квантов в бине шириной  $dE_\gamma$  на один электрон ускорителя,

$\sigma(E_\gamma)$  - эффективное сечение исследуемой фотоядерной реакции,

$E_{\text{thr}}$  - порог исследуемой фотоядерной реакции,

$E_e$  - кинетическая энергия электронов, падающих на тормозную мишень (радиатор),

$E_\gamma$  - энергия гамма-квантов тормозного излучения.

$$\alpha = \frac{\rho N_a}{A} \quad (19)$$

где  $\rho$  - плотность мишени,

$N_a$  - число Авогадро,



A - массовое число.

В случае измерения выхода на природной смеси изотопов, результатом является выход образования изотопа в результате всех возможных реакций на природной смеси:

$$Y_{\text{теор}} = \alpha \sum_i \eta_i \int_{E_i \text{ пор.}}^{E_m} W(E, E^m) \sigma_i(E) dE, \quad (20)$$

Для определения теоретических выходов использовались сечения, рассчитанные с помощью комбинированной модели фотонуклонных реакций (КМФР) [38].

Измеренные спектры остаточной активности облученных образцов из селена, стронция, эрбия и ртути представлены на рис. 30 - 33.

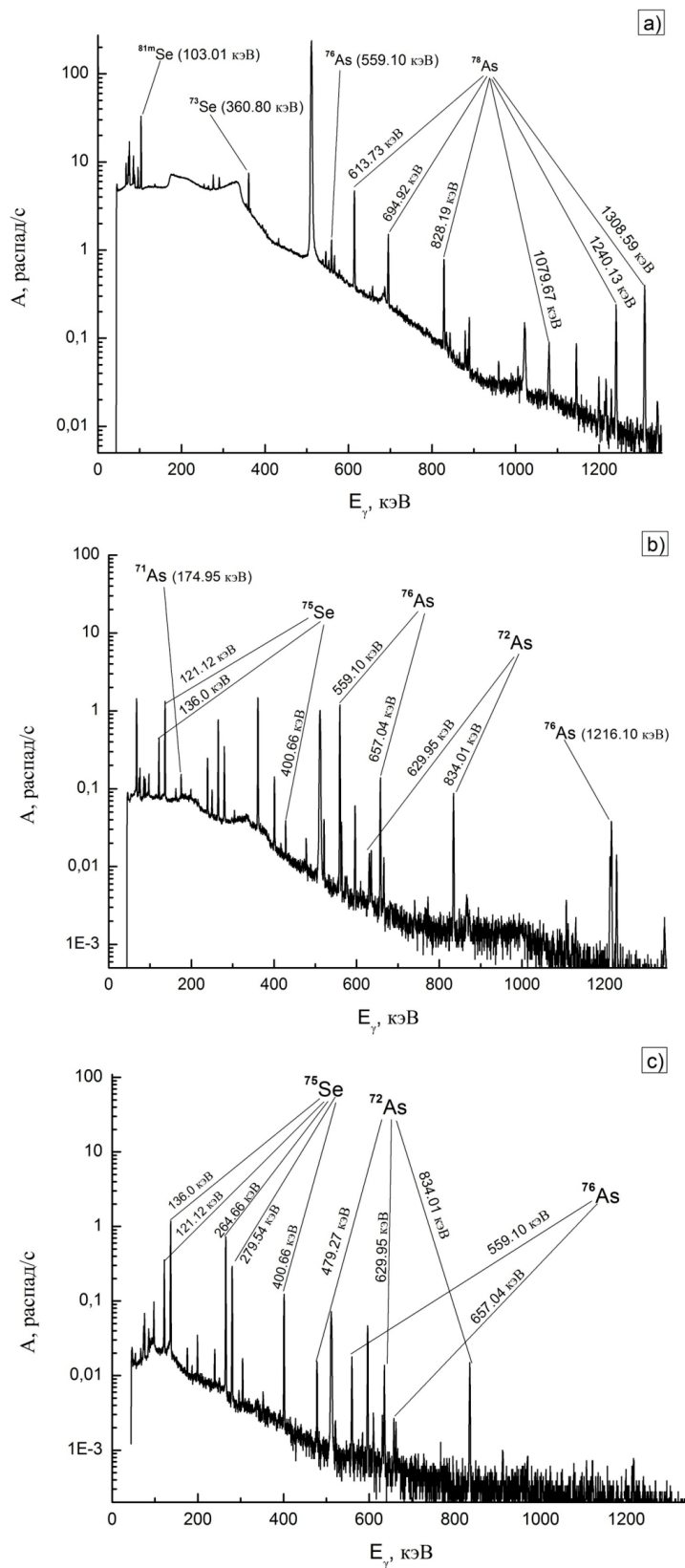


Рис. 30: Спектры остаточной активности облученной мишени из селена а) - сразу после облучения, время измерения спектра - 1 час, б) - через 1 сутки после облучения, время измерения спектра - 3 часа, в) - через 7.5 суток после облучения, время измерения спектра - 5 часов.

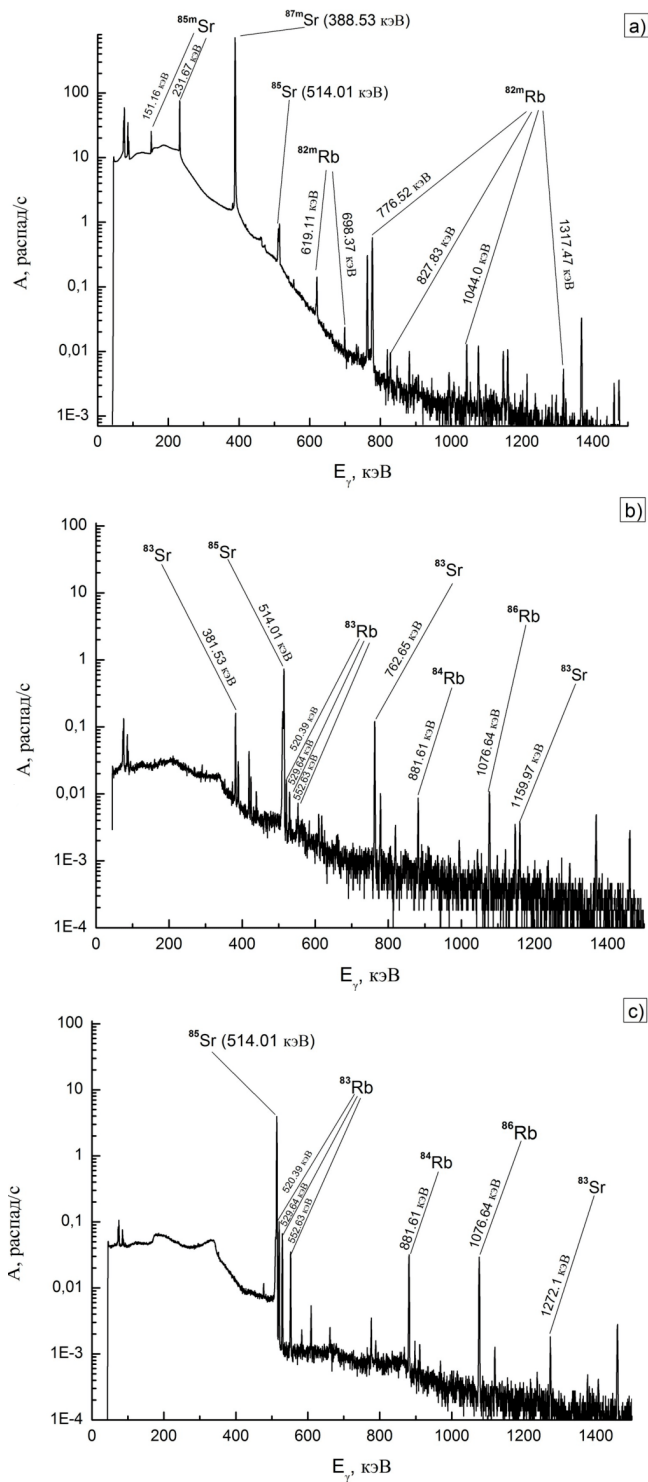


Рис. 31: Спектры остаточной активности облученной мишени из стронция а) - сразу после облучения, время измерения спектра - 3 часа, б) - через 1 сутки после облучения, время измерения спектра - 3 часа, в) - через 25 суток после облучения, время измерения спектра - 12 часов.

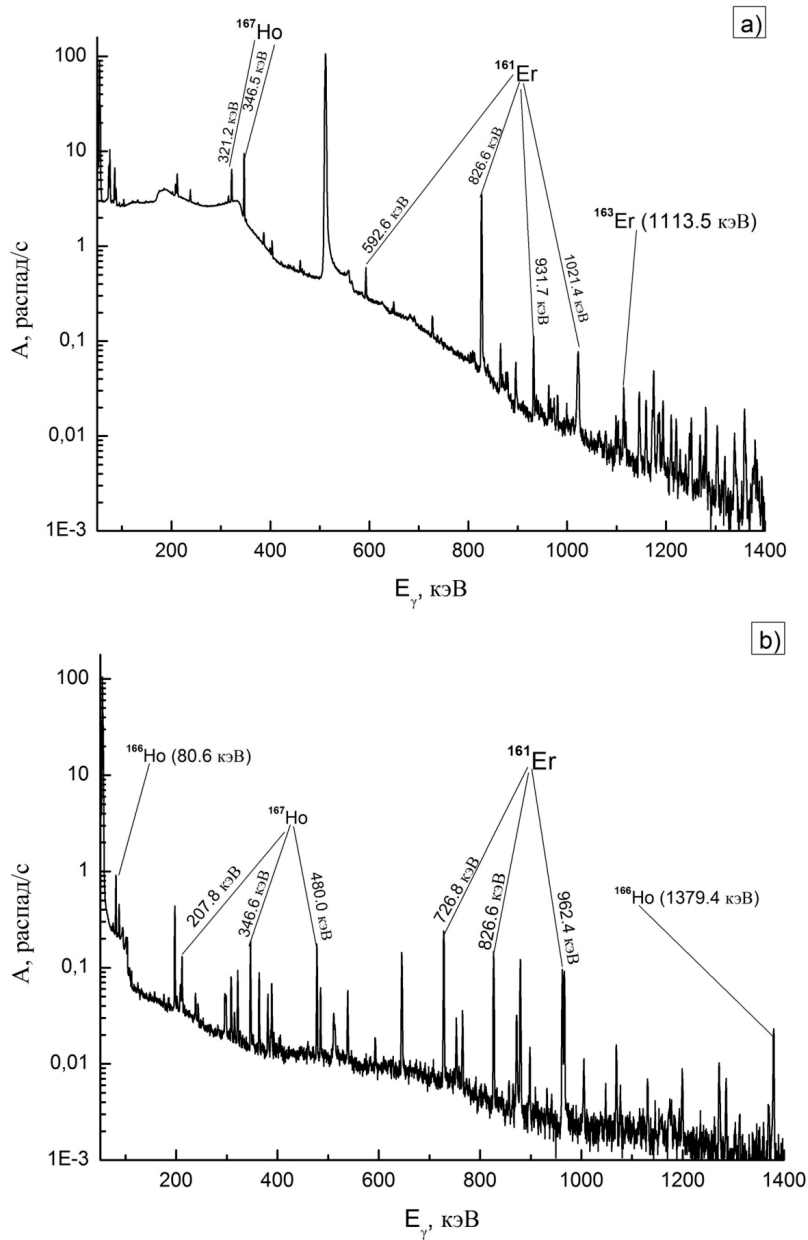


Рис. 32: Спектры остаточной активности облученной мишени из эрбия а) - через час после облучения, время измерения спектра - 3 часа, б) - через 1 сутки после облучения, время измерения спектра - 4 часа.

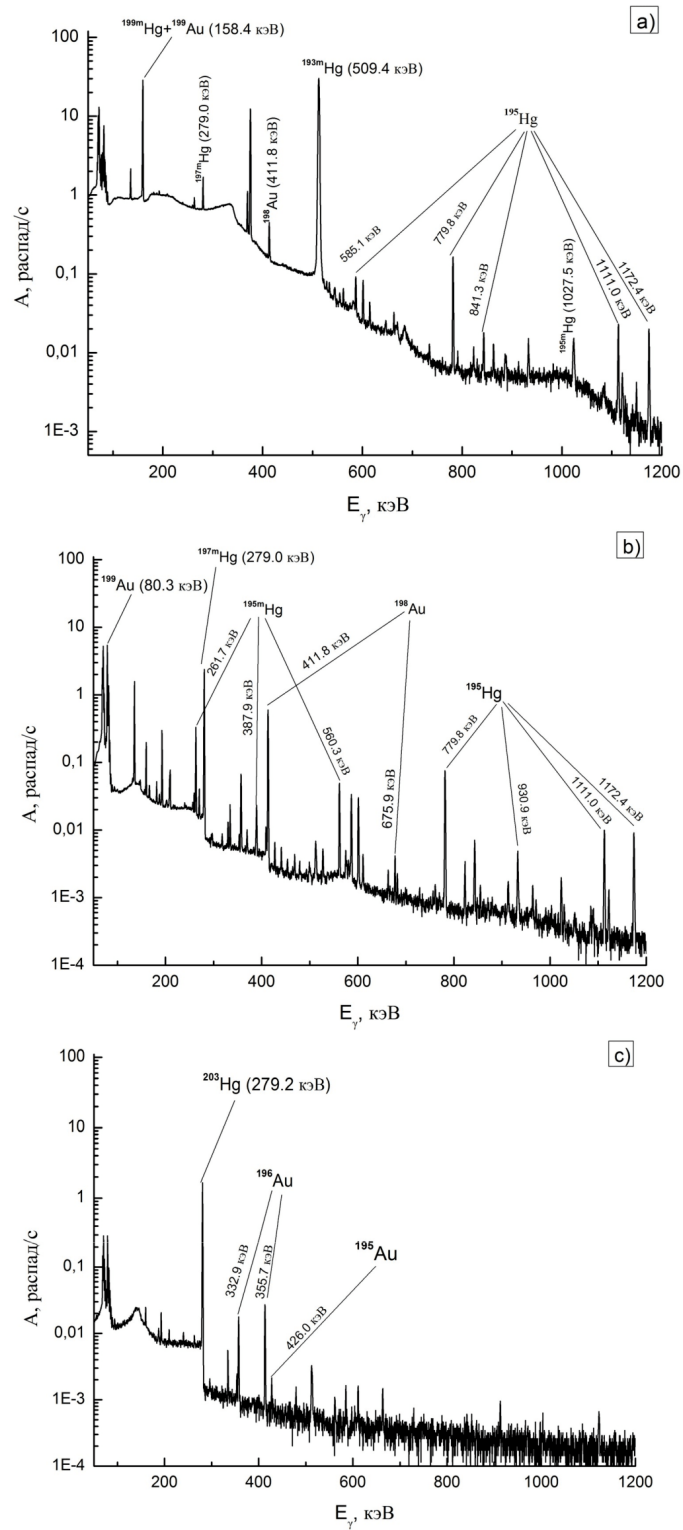


Рис. 33: Спектры остаточной активности облученной мишени из ртути а) - сразу после облучения, время измерения спектра - 4 часа, б) - через 1 сутки после облучения, время измерения спектра - 18 часов, в) - через 13 суток после облучения, время измерения спектра - 9 часов.

## 5 Обсуждение результатов

Для более удобного сравнения результатов фотоядерных экспериментов, проведенных в различных лабораториях, вводится универсальная величина - сечение на эквивалентный квант, которая для эксперимента по облучению моноизотопа рассчитывается по следующей формуле:

$$\sigma_q = \frac{\int_{E^{thr}}^{E^m} \sigma(E_\gamma) W(E_\gamma, E^m) dE}{\frac{1}{E^m} \int_0^{E^m} E_\gamma \cdot W(E_\gamma, E^m) dE_\gamma} \quad (21)$$

В случае эксперимента на природной смеси изотопов необходимо учесть все возможные каналы образования конечного изотопа:

$$\sigma_q = \frac{\sum_i \eta_i \int_{E^{thr}}^{E^m} \sigma(E_\gamma) W(E_\gamma, E^m) dE}{\frac{1}{E^m} \int_0^{E^m} E_\gamma \cdot W(E_\gamma, E^m) dE_\gamma} \quad (22)$$

Представление результатов через сечение на эквивалентный квант удобно, потому что эта величина мало зависит от тормозного спектра. Тормозные спектры на мишенях разной толщины сильно отличаются по количеству фотонов и мало по форме спектра. Поэтому величина, нормированная на число фотонов, будет примерно одинакова для экспериментов, выполненных в разной геометрии. Тогда, зная сечения на эквивалентный квант, можно пересчитать из них выходы фотоядерных реакций для любой геометрии.

## 5.1 $^{72}\text{As}$

Таблица 7: Периоды полураспада  $T_{1/2}$  изотопов  $^{81m,75,73g,m,72}\text{Se}$ ,  $^{78,76,72,71}\text{As}$ ,  $E_\gamma$  - энергии максимумов в спектре остаточной активности,  $I_\gamma$  — квантовые выходы соответствующих  $\gamma$ -квантов,  $Y(E_e = 55.6\text{МэВ})$  — выходы образования соответствующих изотопов

Изотоп	$T_{1/2}$	$E_\gamma$ , кэВ ( $I_\gamma$ , %)	$Y_{\text{эксп.}}(55 \text{ МэВ}),$ $1/e$	$Y_{\text{эксп.}}(55 \text{ МэВ}),$ Бк/(мкА ч г/см <sup>2</sup> )
$^{81m}\text{Se}$	57.28 мин.	103.01 (13)	$(2.58 \pm 0.02) \cdot 10^{-7}$	$(3.67 \pm 0.03) \cdot 10^6$
$^{75}\text{Se}$	119.78 д.	121.12 (17.2), 136 (58.3), 264.66 (58.9), 279.54 (24.99), 400.66 (11.47)	$(8.57 \pm 0.23) \cdot 10^{-7}$	$(4.05 \pm 0.11) \cdot 10^3$
$^{73}\text{Se}$	7.15 ч.	67.03 (78), 360.8 (108)	$(4.41 \pm 0.53) \cdot 10^{-8}$	$(8.48 \pm 0.09) \cdot 10^4$
$^{73m}\text{Se}$	39.8 мин.	67.03 (2.59), 84.0 (2.03), 253.7 (2.36)	$(4.35 \pm 0.20) \cdot 10^{-7}$	$(8.92 \pm 0.42) \cdot 10^6$
$^{72}\text{Se}$	8.4 д.	45.85 (58)	$(5.81 \pm 0.22) \cdot 10^{-9}$	$(3.92 \pm 0.15) \cdot 10^2$
$^{78}\text{As}$	90.7 мин.	613.73 (54), 694.92 (16.7) 828.19 (8.1), 1308.59 (13)	$(4.63 \pm 0.07) \cdot 10^{-8}$	$(4.16 \pm 0.06) \cdot 10^5$
$^{76}\text{As}$	1.08 д.	559.10 (45), 657.04 (6.2)	$(7.58 \pm 0.10) \cdot 10^{-8}$	$(3.98 \pm 0.05) \cdot 10^4$
$^{72}\text{As}$	26 ч.	629.95 (7.92), 834.01 (80)	$(4.69 \pm 0.05) \cdot 10^{-9}$	$(2.46 \pm 0.02) \cdot 10^3$
$^{71}\text{As}$	65.28 ч.	174.95 (82), 1095.49 (4.08)	$(1.25 \pm 0.06) \cdot 10^{-9}$	$(2.61 \pm 0.13) \cdot 10^2$

В связи с тем, что у  $^{72}\text{Se}$  существует единственная гамма-линия с  $E_\gamma = 45.85$  кэВ, экспериментально определить выход данного изотопа обычным методом по пику в спектре остаточной активности не представляется возможным, используемый детектор регистрирует  $\gamma$ -кванты, начиная с 60 КэВ. Экспериментальный выход  $^{72}\text{Se}$  можно получить, сделав предположение о равенстве по порядку величины количества ядер Se и As сразу после облучения. Из-за большой разницы в периодах полураспада изотопов  $^{72}\text{Se}$  и  $^{72}\text{As}$  (8.4 д. и 26 ч. соответственно) в самых первых спектрах будет наблюдаться только распад As, а уже через несколько периодов полураспада As в спектре остаточной активности - только пики от распада Se.

При расчете теоретических значений выходов фотоядерных реакций по КМФР не предусмотрено разделение образования основных и метастабильных состояний ядер. Поэтому для получения теоретических выходов метастабильных изотопов использовались сечения, рассчитанные в программе TALYS, откуда были получены вклады образования метастабильных изотопов в суммарное сечение.

Таблица 8: Сравнение экспериментальных и теоретических выходов и сечений на эквивалентный квант фотоядерных реакций на изотопах Se

ИЗОТОП	Реакция	$E_{п}$ , МэВ	$Y_{\text{эксп}}$ , 1/е	$Y_{\text{теор}}$ , 1/е	$\sigma_{q\text{эксп}}$ , МбН	$\sigma_{q\text{теор}}$ , МбН
$^{81m}\text{Se}$	$^{82}\text{Se}(\gamma, 1n)$	9.28	$(2.58 \pm 0.02) \cdot 10^{-7}$	$2.97 \cdot 10^{-7}$	$1.76 \pm 0.02$	1.94
$^{75}\text{Se}$	$^{nat}\text{Se}(\gamma, in)$			$9.45 \cdot 10^{-7}$		6.19
	$^{76}\text{Se}(\gamma, 1n)$	11.15		$8.04 \cdot 10^{-7}$		5.27
	$^{77}\text{Se}(\gamma, 2n)$	18.57	$(8.57 \pm 0.23) \cdot 10^{-7}$	$9.53 \cdot 10^{-8}$	$5.41 \pm 0.15$	0.62
	$^{78}\text{Se}(\gamma, 3n)$	29.07		$4.53 \cdot 10^{-8}$		0.30
	$^{80}\text{Se}(\gamma, 5n)$	45.95		$5.69 \cdot 10^{-10}$		$0.37 \cdot 10^{-2}$
$^{73g,m}\text{Se}$	$^{nat}\text{Se}(\gamma, in)$			$6.66 \cdot 10^{-8}$		0.44
	$^{74}\text{Se}(\gamma, 1n)$	12.07		$5.73 \cdot 10^{-8}$		0.38
	$^{76}\text{Se}(\gamma, 3n)$	31.28	$(4.79 \pm 0.21) \cdot 10^{-7}$	$7.88 \cdot 10^{-9}$	$2.95 \pm 0.13$	0.05
	$^{77}\text{Se}(\gamma, 4n)$	38.62		$1.38 \cdot 10^{-9}$		0.01
	$^{78}\text{Se}(\gamma, 5n)$	49.19		$8.96 \cdot 10^{-12}$		$5.87 \cdot 10^{-5}$
$^{72}\text{Se}$	$^{nat}\text{Se}(\gamma, in)$			$4.69 \cdot 10^{-9}$		0.03
	$^{74}\text{Se}(\gamma, 2n)$	20.46	$(5.81 \pm 0.22) \cdot 10^{-9}$	$3.63 \cdot 10^{-9}$	$(3.52 \pm 0.13) \cdot 10^{-2}$	0.02
	$^{76}\text{Se}(\gamma, 4n)$	39.64		$1.05 \cdot 10^{-9}$		0.01
	$^{77}\text{Se}(\gamma, 5n)$	47.06		$1.21 \cdot 10^{-11}$		$7.92 \cdot 10^{-5}$
$^{78}\text{As}$	$^{nat}\text{Se}(\gamma, 1pin)$			$6.34 \cdot 10^{-8}$		0.41
	$^{80}\text{Se}(\gamma, 1p1n)$	29.38	$(4.63 \pm 0.07) \cdot 10^{-8}$	$6.30 \cdot 10^{-8}$	$0.30 \pm 0.01$	0.41
	$^{82}\text{Se}(\gamma, 1p3n)$	41.76		$3.57 \cdot 10^{-10}$		$0.23 \cdot 10^{-2}$
$^{76}\text{As}$	$^{nat}\text{Se}(\gamma, 1pin)$			$13.47 \cdot 10^{-8}$		0.88
	$^{77}\text{Se}(\gamma, 1p)$	18.79	$(7.58 \pm 0.10) \cdot 10^{-8}$	$9.34 \cdot 10^{-8}$	$0.49 \pm 0.01$	0.61
	$^{78}\text{Se}(\gamma, 1p1n)$	29.24		$3.86 \cdot 10^{-8}$		0.25
	$^{80}\text{Se}(\gamma, 1p3n)$	46.04		$2.68 \cdot 10^{-9}$		0.02
$^{72}\text{As}$	$^{nat}\text{Se}(\gamma, 1pin)$			$5.19 \cdot 10^{-9}$		0.04
	$^{74}\text{Se}(\gamma, 1p1n)$	28.66	$(4.69 \pm 0.05) \cdot 10^{-9}$	$4.09 \cdot 10^{-9}$	$(2.85 \pm 0.03) \cdot 10^{-2}$	0.03
	$^{76}\text{Se}(\gamma, 1p3n)$	47.76		$1.10 \cdot 10^{-9}$		0.01
	$^{77}\text{Se}(\gamma, 1p4n)$	55.14		$2.07 \cdot 10^{-12}$		$1.35 \cdot 10^{-5}$
$^{71}\text{As}$	$^{74}\text{Se}(\gamma, 1p2n)$	37.07	$(1.25 \pm 0.06) \cdot 10^{-9}$	$1.27 \cdot 10^{-9}$	$(7.49 \pm 0.36) \cdot 10^{-3}$	$8.35 \cdot 10^{-3}$



Таблица 9: Вклад компонент  $T<$  и  $T>$  в теоретические сечения на эквивалентный квант на изотопах селена и мышьяка

Изотоп	Реакция	$E_{п}$ , МэВ	$\sigma_{qT<}$	$\sigma_{qT>}$	$\sigma_{qtot}$
$^{81g,m}\text{Se}$	$^{82}\text{Se}(\gamma, 1n)$	9.28	5.12	0.08	5.30
$^{75}\text{Se}$	$^{nat}\text{Se}(\gamma, in)$		5.65	0.05	6.19
	$^{76}\text{Se}(\gamma, 1n)$	11.15	5.09	0.05	5.27
	$^{77}\text{Se}(\gamma, 2n)$	18.57	0.47	$0.16 \cdot 10^{-2}$	0.62
	$^{78}\text{Se}(\gamma, 3n)$	29.07	0.09	$5.55 \cdot 10^{-5}$	0.30
	$^{80}\text{Se}(\gamma, 5n)$	45.95	$0.07 \cdot 10^{-2}$	$4.31 \cdot 10^{-9}$	$0.37 \cdot 10^{-2}$
$^{73g,m}\text{Se}$	$^{nat}\text{Se}(\gamma, in)$		0.37	$0.44 \cdot 10^{-2}$	0.44
	$^{74}\text{Se}(\gamma, 1n)$	12.07	0.36	$0.44 \cdot 10^{-2}$	0.38
	$^{76}\text{Se}(\gamma, 3n)$	31.28	0.01	$4.39 \cdot 10^{-6}$	0.05
	$^{77}\text{Se}(\gamma, 4n)$	38.62	$0.19 \cdot 10^{-2}$	$1.16 \cdot 10^{-7}$	0.01
	$^{78}\text{Se}(\gamma, 5n)$	49.19	$1.00 \cdot 10^{-5}$	$7.31 \cdot 10^{-12}$	$5.87 \cdot 10^{-5}$
$^{72}\text{Se}$	$^{nat}\text{Se}(\gamma, in)$		$0.16 \cdot 10^{-1}$	$1.83 \cdot 10^{-5}$	0.03
	$^{74}\text{Se}(\gamma, 2n)$	20.46	$0.15 \cdot 10^{-1}$	$1.82 \cdot 10^{-5}$	0.02
	$^{76}\text{Se}(\gamma, 4n)$	39.64	$0.01 \cdot 10^{-1}$	$6.50 \cdot 10^{-8}$	0.01
	$^{77}\text{Se}(\gamma, 5n)$	47.06	$1.47 \cdot 10^{-5}$	$3.07 \cdot 10^{-11}$	$7.92 \cdot 10^{-5}$
$^{78}\text{As}$	$^{nat}\text{Se}(\gamma, 1pin)$		0.07	0.20	0.41
	$^{80}\text{Se}(\gamma, 1p1n)$	29.38	0.07	0.20	0.41
	$^{82}\text{Se}(\gamma, 1p3n)$	41.76	$0.37 \cdot 10^{-3}$	$0.59 \cdot 10^{-3}$	$0.23 \cdot 10^{-2}$
$^{76}\text{As}$	$^{nat}\text{Se}(\gamma, 1pin)$		0.29	0.45	0.88
	$^{77}\text{Se}(\gamma, 1p)$	18.79	0.25	0.33	0.61
	$^{78}\text{Se}(\gamma, 1p1n)$	29.24	0.04	0.12	0.25
	$^{80}\text{Se}(\gamma, 1p3n)$	46.04	$0.03 \cdot 10^{-1}$	$0.33 \cdot 10^{-2}$	0.02
$^{72}\text{As}$	$^{nat}\text{Se}(\gamma, 1pin)$		0.01	$0.62 \cdot 10^{-2}$	0.04
	$^{74}\text{Se}(\gamma, 1p1n)$	28.66	$0.09 \cdot 10^{-1}$	$0.58 \cdot 10^{-2}$	0.03
	$^{76}\text{Se}(\gamma, 1p3n)$	47.76	$0.14 \cdot 10^{-2}$	$0.36 \cdot 10^{-3}$	0.01
	$^{77}\text{Se}(\gamma, 1p4n)$	55.14	$2.49 \cdot 10^{-6}$	$4.96 \cdot 10^{-7}$	$1.35 \cdot 10^{-5}$
$^{71}\text{As}$	$^{74}\text{Se}(\gamma, 1p2n)$	37.07	$2.18 \cdot 10^{-3}$	$0.55 \cdot 10^{-3}$	$8.35 \cdot 10^{-3}$

В таблице 8 приведено сравнение экспериментальных и теоретических выходов и сечений на эквивалентный квант фотоядерных реакций на изотопах Se. Видно очень хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими значениями. В таблице 9 приведены изоспиновые компоненты сечений фотоядерных реакций на изотопах Se.

Радионуклид  $^{72}\text{As}$  обычно получают на ускорителях заряженных частиц, например посредством реакции  $^{70}\text{Ge}(\alpha, d)^{72}\text{As}$  или  $^{72}\text{Ge}(\alpha, p3n)^{72}\text{As}$ . В работах [2, 5, 6] измерялась активность  $^{72}\text{Se}$ , нарабатанная в результате реакций под действием заряженных частиц. Во всех экспериментах она составила порядка единиц МБК/(мкА час), результаты суммированы в таблице 2. Облучая изотопнообогащенную мишень из  $^{74}\text{Se}$  массой около 10 г, можно нарабатывать порядка 0.5 МБК/(мкА час), что сравнимо с большинством экспериментов на заряженных пучках. Напрямую изотоп  $^{72}\text{As}$  можно получить в результате реакции  $^{72}\text{Ge}(p, n)^{72}\text{As}$  на медицинских циклотронах [7], при этом получается большая удельная активность  $^{72}\text{As}$  — 90 МБК/(мкА час). Однако при этом необходимо использовать обогащенную на 100% мишень из  $^{72}\text{Ge}$ , т.к. иначе могут нарабатываться изотопы  $^{73}\text{As}$  и  $^{74}\text{As}$ .

В работе [39] мишень из  $^{70}\text{Ge}$  облучалась пучком  $\alpha$ -частиц с энергией 47.3 МэВ в течение 6 часов в медицинском циклотронном центре университета Вашингтона, общий ток ускорителя составил 120 мкА·ч. С помощью детектора из сверхчистого германия (HPGe) была измерена активность целевого нуклида, которая сразу после облучения составила 1.03 ГБК. Активность  $^{72}\text{Se}$  была рассчитана из векового равновесия и также составила 1.03 ГБК. В настоящей работе выполнен расчет активностей  $^{72}\text{As}$  и  $^{72}\text{Se}$  для ускорителя электронов с энергией 55 МэВ со средним током 1 мА при облучении в течение суток обогащенной мишени из  $^{74}\text{As}$ . Полученные активности составили 1.56 ГБК и 0.32 ГБК соответственно.

Чтобы минимизировать образование побочных радионуклидов, нужно использовать обогащенные мишени из  $^{74}\text{Se}$  и ускоритель электронов с максимальной энергией 30 МэВ, так как пороговая энергия реакции  $^{74}\text{Se}(\gamma, 1p1n)^{72}\text{As}$  равна 28.66 МэВ, а реакции  $^{74}\text{Se}(\gamma, 1p2n)^{71}\text{As}$  - 33.31 МэВ.

## 5.2 $^{82}\text{Sr}$

Таблица 10: Периоды полураспада  $T_{1/2}$  изотопов  $^{87m,85g,m,83,82}\text{Sr}$ ,  $^{86g,m,84g,m,83,82m}\text{Rb}$ ,  $E_\gamma$  - энергии максимумов в спектре остаточной активности,  $I_\gamma$  — квантовые выходы соответствующих  $\gamma$ -квантов,  $Y(E_e = 55.6\text{МэВ})$  — выходы образования соответствующих изотопов

Изотоп	$T_{1/2}$	$E_\gamma$ , кэВ ( $I_\gamma$ , %)	$Y_{\text{эксп.}}(55 \text{ МэВ}),$ $1/e$	$Y_{\text{эксп.}}(55 \text{ МэВ}),$ Бк/(мкА ч г/см <sup>2</sup> )
$^{87m}\text{Sr}$	2.80 ч.	388.53 (81.9)	$(2.70 \pm 0.09) \cdot 10^{-6}$	$(5.72 \pm 0.19) \cdot 10^7$
$^{85}\text{Sr}$	64.84 д.	514.01 (96)	$(8.44 \pm 0.24) \cdot 10^{-7}$	$(2.65 \pm 0.08) \cdot 10^4$
$^{85m}\text{Sr}$	67.63 мин.	151.16 (12.9), 231.67 (84.4)	$(3.04 \pm 0.11) \cdot 10^{-7}$	$(1.61 \pm 0.06) \cdot 10^7$
$^{83}\text{Sr}$	32.41 ч.	381.53 (14.1), 762.65 (30),	$(4.73 \pm 0.18) \cdot 10^{-8}$	$(7.14 \pm 0.27) \cdot 10^4$
$^{82}\text{Sr}$	25.55 д.	-	$(1.83 \pm 0.28) \cdot 10^{-8}$	$(1.46 \pm 0.23) \cdot 10^2$
$^{86}\text{Rb}$	18.63 д.	1076.64 (9)	$(8.51 \pm 0.28) \cdot 10^{-8}$	$(9.32 \pm 0.30) \cdot 10^3$
$^{86m}\text{Rb}$	1.02 мин.	556.07 (98)	$(1.56 \pm 0.08) \cdot 10^{-8}$	$(5.48 \pm 0.30) \cdot 10^7$
$^{84}\text{Rb}$	32.77 д.	881.61 (69)	$(1.16 \pm 0.03) \cdot 10^{-8}$	$(7.23 \pm 0.22) \cdot 10^2$
$^{84m}\text{Rb}$	20.26 мин.	215.61 (29.5), 248.02 (60), 463.62 (36.1)	$(1.71 \pm 0.22) \cdot 10^{-9}$	$(3.01 \pm 0.39) \cdot 10^5$
$^{83}\text{Rb}$	86.2 д.	520.39 (44.7), 529.64 (29.3), 552.63 (16)	$(6.00 \pm 0.20) \cdot 10^{-8}$	$(1.42 \pm 0.03) \cdot 10^3$
$^{82m}\text{Rb}$	6.47 ч.	554.35 (62.4), 619.11 (37.9), 698.37 (26.3), 776.52 (84), 827.83 (21), 1044 (32.07) 1317.47 (23.7), 1474.88 (15.53)	$(3.44 \pm 0.38) \cdot 10^{-10}$	$(2.60 \pm 0.29) \cdot 10^3$

У  $^{82}\text{Sr}$  отсутствуют гамма-линии, поэтому экспериментально определить выход данного изотопа обычным методом по пику в спектре остаточной активности не представляется возможным. Из-за большой разницы в периодах полураспада  $^{82}\text{Sr}$  и  $^{82}\text{Rb}$ , на который распадается данный изотоп (25.55 д. и 1.27 мин. соответственно), можно определить экспериментальных выход  $^{82}\text{Sr}$  по гамма-линиям  $^{82}\text{Rb}$  в последних спектрах, используя формулу векового равновесия. Экспериментально определить выход  $^{82}\text{Rb}$  нельзя из-за того, что время переноса мишени от ускорителя к детектору в несколько раз превысило период полураспада  $^{82}\text{Rb}$ .

Для получения теоретических выходов метастабильных и основных состояний отдельно, вместе с КМФР была использована программа TALYS, как и в случае с Se.

Таблица 11: Сравнение экспериментальных и теоретических выходов и сечений на эквивалентный квант на изотопах стронция и рубидия

ИЗОТОП	Реакция	$E_{п}$ , МэВ	$Y_{\text{эксп}}$ , 1/e	$Y_{\text{теор}}$ , 1/e	$\sigma_{q\text{эксп}}$ , мбН	$\sigma_{q\text{теор}}$ , мбН
$^{87m}\text{Sr}$	$^{88}\text{Sr}(\gamma, 1n)$	11.11	$(2.70 \pm 0.09) \cdot 10^{-6}$	$7.24 \cdot 10^{-6}$	$12.34 \pm 0.41$	36.57
$^{85g,m}\text{Sr}$	$^{nat}\text{Sr}(\gamma, in)$		$(1.15 \pm 0.03) \cdot 10^{-6}$	$1.39 \cdot 10^{-6}$	$4.94 \pm 0.11$	7.10
	$^{86}\text{Sr}(\gamma, 1n)$	11.49		$1.09 \cdot 10^{-6}$		5.56
	$^{87}\text{Sr}(\gamma, 2n)$	19.92		$9.32 \cdot 10^{-8}$		0.48
	$^{88}\text{Sr}(\gamma, 3n)$	31.27		$2.08 \cdot 10^{-7}$		1.06
$^{83}\text{Sr}$	$^{nat}\text{Sr}(\gamma, in)$		$(4.73 \pm 0.18) \cdot 10^{-8}$	$7.46 \cdot 10^{-8}$	$0.20 \pm 0.01$	0.39
	$^{84}\text{Sr}(\gamma, 1n)$	11.92		$5.40 \cdot 10^{-8}$		0.28
	$^{86}\text{Sr}(\gamma, 3n)$	32.20		$1.73 \cdot 10^{-8}$		0.09
	$^{87}\text{Sr}(\gamma, 4n)$	40.37		$3.29 \cdot 10^{-9}$		0.02
	$^{88}\text{Sr}(\gamma, 5n)$	51.74		$2.49 \cdot 10^{-11}$		$0.13 \cdot 10^{-3}$
$^{82}\text{Sr}$	$^{nat}\text{Sr}(\gamma, in)$		$(1.83 \pm 0.28) \cdot 10^{-8}$	$7.95 \cdot 10^{-9}$	$(0.75 \pm 0.11) \cdot 10^{-1}$	$0.41 \cdot 10^{-1}$
	$^{84}\text{Sr}(\gamma, 2n)$	20.78		$4.43 \cdot 10^{-9}$		$0.23 \cdot 10^{-1}$
	$^{86}\text{Sr}(\gamma, 4n)$	40.80		$3.49 \cdot 10^{-9}$		$0.18 \cdot 10^{-1}$
	$^{87}\text{Sr}(\gamma, 5n)$	49.23		$2.90 \cdot 10^{-11}$		$0.15 \cdot 10^{-3}$
$^{86g,m}\text{Rb}$	$^{nat}\text{Sr}(\gamma, 1pin)$		$(1.01 \pm 0.03) \cdot 10^{-7}$	$2.28 \cdot 10^{-7}$	$0.44 \pm 0.01$	1.16
	$^{87}\text{Sr}(\gamma, 1p)$	19.29		$1.03 \cdot 10^{-7}$		0.52
	$^{88}\text{Sr}(\gamma, 1p1n)$	30.37		$1.25 \cdot 10^{-7}$		0.64
$^{84g,m}\text{Rb}$	$^{nat}\text{Sr}(\gamma, 1pin)$		$(1.33 \pm 0.04) \cdot 10^{-8}$	$3.57 \cdot 10^{-8}$	$(5.62 \pm 0.17) \cdot 10^{-2}$	0.19
	$^{86}\text{Sr}(\gamma, 1p1n)$	30.03		$2.26 \cdot 10^{-8}$		0.12
	$^{87}\text{Sr}(\gamma, 1p2n)$	38.43		$5.58 \cdot 10^{-9}$		0.03
	$^{88}\text{Sr}(\gamma, 1p3n)$	49.97		$7.54 \cdot 10^{-9}$		0.04
$^{83}\text{Rb}$	$^{nat}\text{Sr}(\gamma, 1pin)$		$(6.00 \pm 0.20) \cdot 10^{-8}$	$3.33 \cdot 10^{-8}$	$0.25 \pm 0.01$	0.17
	$^{84}\text{Sr}(\gamma, 1p)$	18.84		$1.99 \cdot 10^{-8}$		0.10
	$^{86}\text{Sr}(\gamma, 1p2n)$	38.78		$1.15 \cdot 10^{-8}$		0.06
	$^{87}\text{Sr}(\gamma, 1p3n)$	47.18		$1.91 \cdot 10^{-9}$		0.01
$^{82m}\text{Rb}$	$^{nat}\text{Sr}(\gamma, 1pin)$		$(3.44 \pm 0.38) \cdot 10^{-10}$	$16.32 \cdot 10^{-10}$	$(1.41 \pm 0.16) \cdot 10^{-3}$	$8.35 \cdot 10^{-3}$
	$^{84}\text{Sr}(\gamma, 1p1n)$	29.80		$6.94 \cdot 10^{-10}$		$3.54 \cdot 10^{-3}$
	$^{86}\text{Sr}(\gamma, 1p3n)$	49.81		$9.38 \cdot 10^{-10}$		$4.81 \cdot 10^{-3}$

Таблица 12: Вклад компонент  $T<$  и  $T>$  в теоретические сечения на эквивалентный квант на изотопах стронция и рубидия

ИЗОТОП	Реакция	$E_{п}$ , МэВ	$\sigma_{qT<}$ , мбн	$\sigma_{qT>}$ , мбн	$\sigma_{qtot}$ , мбн
$^{87g,m}\text{Sr}$	$^{88}\text{Sr}(\gamma, 1n)$	11.11	45.60	0.62	47.50
$^{85g,m}\text{Sr}$	$^{nat}\text{Sr}(\gamma, in)$		5.95	0.05	7.10
	$^{86}\text{Sr}(\gamma, 1n)$	11.49	5.35	0.05	5.56
	$^{87}\text{Sr}(\gamma, 2n)$	19.92	0.30	$0.13 \cdot 10^{-2}$	0.48
	$^{88}\text{Sr}(\gamma, 3n)$	31.27	0.30	$0.28 \cdot 10^{-3}$	1.06
$^{83}\text{Sr}$	$^{nat}\text{Sr}(\gamma, in)$		0.28	$0.21 \cdot 10^{-2}$	0.39
	$^{84}\text{Sr}(\gamma, 1n)$	11.92	0.26	$0.21 \cdot 10^{-2}$	0.28
	$^{86}\text{Sr}(\gamma, 3n)$	32.20	0.02	$1.12 \cdot 10^{-5}$	0.09
	$^{87}\text{Sr}(\gamma, 4n)$	40.37	$0.33 \cdot 10^{-2}$	$2.53 \cdot 10^{-7}$	0.02
	$^{88}\text{Sr}(\gamma, 5n)$	51.74	$1.88 \cdot 10^{-5}$	$5.68 \cdot 10^{-12}$	$0.13 \cdot 10^{-3}$
$^{82}\text{Sr}$	$^{nat}\text{Sr}(\gamma, in)$	0.01	0.01	$2.79 \cdot 10^{-5}$	0.04
	$^{84}\text{Sr}(\gamma, 2n)$	20.78	0.01	$2.79 \cdot 10^{-5}$	$0.23 \cdot 10^{-1}$
	$^{86}\text{Sr}(\gamma, 4n)$	40.80	$0.35 \cdot 10^{-2}$	$2.37 \cdot 10^{-7}$	$0.18 \cdot 10^{-1}$
	$^{87}\text{Sr}(\gamma, 5n)$	49.23	$2.39 \cdot 10^{-5}$	$3.04 \cdot 10^{-11}$	$0.15 \cdot 10^{-3}$
$^{86g,m}\text{Rb}$	$^{nat}\text{Sr}(\gamma, 1pin)$		0.32	0.51	1.16
	$^{87}\text{Sr}(\gamma, 1p)$	19.29	0.21	0.27	0.52
	$^{88}\text{Sr}(\gamma, 1p1n)$	30.37	0.11	0.24	0.64
$^{84g,m}\text{Rb}$	$^{nat}\text{Sr}(\gamma, 1pin)$		0.04	0.04	0.19
	$^{86}\text{Sr}(\gamma, 1p1n)$	30.03	0.03	0.04	0.12
	$^{87}\text{Sr}(\gamma, 1p2n)$	38.43	0.01	$0.35 \cdot 10^{-2}$	0.03
	$^{88}\text{Sr}(\gamma, 1p3n)$	49.97	$0.61 \cdot 10^{-2}$	$0.41 \cdot 10^{-2}$	0.04
$^{83}\text{Rb}$	$^{nat}\text{Sr}(\gamma, 1pin)$		0.07	0.04	0.17
	$^{84}\text{Sr}(\gamma, 1p)$	18.84	0.06	0.04	0.10
	$^{86}\text{Sr}(\gamma, 1p2n)$	38.78	0.01	$0.58 \cdot 10^{-2}$	0.06
	$^{87}\text{Sr}(\gamma, 1p3n)$	47.18	$0.18 \cdot 10^{-2}$	$0.73 \cdot 10^{-3}$	0.01
$^{82g,m}\text{Rb}$	$^{nat}\text{Sr}(\gamma, 1pin)$		$0.58 \cdot 10^{-2}$	$0.33 \cdot 10^{-2}$	0.02
	$^{84}\text{Sr}(\gamma, 1p1n)$	29.80	$0.41 \cdot 10^{-2}$	$0.28 \cdot 10^{-2}$	0.01
	$^{86}\text{Sr}(\gamma, 1p3n)$	49.81	$0.17 \cdot 10^{-2}$	$0.50 \cdot 10^{-3}$	$0.94 \cdot 10^{-2}$

В таблице 11 приведено сравнение экспериментальных и теоретических выходов и сечений на эквивалентный квант фотоядерных реакций на изотопах Sr. Видно в целом хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими значениями. В таблице 12 приведены изоспиновые компоненты сечений фотоядерных реакций на изотопах Sr.

Радионуклид  $^{82}\text{Sr}$  получают на ускорителях заряженных частиц. В работе [40] данный изотоп получен в результате облучения мишени из RbCl пучком протонов с энергией 66 МэВ и током ускорителя 250 мкА. Активность  $^{82}\text{Sr}$  была измерена через 3 дня после облучения по гамма-линии  $^{82}\text{Rb}$  ( $E_\gamma = 776.5$  кэВ) и составила 0.93 ГБк и 1.48 ГБк в двух экспериментах. Возможные нарабатываемые активности  $^{82}\text{Sr}$  в экспериментах на пучках протонов при облучении мишеней из Rb при разных энергиях облучения приведены в таблице 4. Выходы составляют от 1.86 до 14.8 МБк/(мкА час). При облучении мишеней из рубидия, как показано в работе [9] нарабатывается побочный нуклид  $^{85}\text{Sr}$ , причем выход  $^{85}\text{Sr}$  составляет от 20 до 200% относительно  $^{82}\text{Sr}$  при изменении энергии протонов от 65 МэВ до 45 МэВ. Оценка выхода  $^{82}\text{Sr}$  в результате фотоядерных реакций на обогащенной мишени из  $^{84}\text{Sr}$  массой 10 г при облучении тормозным спектром с верхней границей 55 МэВ на основе полученных экспериментальных данных дает величину порядка 0.4 МБк/(мкА час). Эта величина в 10 раз меньше, чем выход  $^{82}\text{Sr}$  в результате протонных реакций, однако, при облучении обогащенной мишени из  $^{84}\text{Sr}$  можно избежать примесей. Кроме этого в отличие от протонов, гамма-кванты имеют большую проникающую способность, в процессе облучения можно использовать более массивные мишени.

### 5.3 $^{166}\text{Ho}$

Таблица 13: Периоды полураспада  $T_{1/2}$  изотопов  $^{167,166,162m}\text{Ho}$ ,  $^{169,163,161}\text{Er}$ ,  $E_\gamma$  - энергии максимумов в спектре остаточной активности,  $I_\gamma$  — квантовые выходы соответствующих  $\gamma$ -квантов,  $Y_{\text{эксп.}}(55\text{МэВ})$  — экспериментальные выходы образования соответствующих изотопов

Изотоп	$T_{1/2}$	$E_\gamma$ , кэВ ( $I_\gamma$ , %)	$Y_{\text{эксп.}}(55 \text{ МэВ}),$ $1/e$	$Y_{\text{эксп.}}(55 \text{ МэВ}),$ Бк/(мкА ч г/см <sup>2</sup> )
$^{167}\text{Ho}$	3.1 ч.	321.2 (23.5)	$(5.61 \pm 1.50) \cdot 10^{-8}$	$(7.83 \pm 2.09) \cdot 10^4$
$^{166}\text{Ho}$	26.8 ч.	80.57 (6.71), 1379.4 (0.93)	$(6.05 \pm 0.37) \cdot 10^{-8}$	$(9.09 \pm 0.55) \cdot 10^3$
$^{162m}\text{Ho}$	67.0 мин.	185.0 (28.6), 282.86 (11.3), 1220.0 (22.5)	$(8.71 \pm 2.26) \cdot 10^{-10}$	$(3.38 \pm 0.88) \cdot 10^3$
$^{169}\text{Er}$	9.4 д.	109.78 (0.0013)	$(3.89 \pm 0.90) \cdot 10^{-6}$	$(7.47 \pm 1.73) \cdot 10^4$
$^{163}\text{Er}$	75.0 мин.	436.1 (0.0285), 439.94 (0.0276), 1113.5 (0.049)	$(9.42 \pm 2.77) \cdot 10^{-7}$	$(3.26 \pm 0.96) \cdot 10^6$
$^{161}\text{Er}$	3.21 ч.	211.15 (12.2), 314.77 (2.49), 826.6 (64)	$(4.62 \pm 0.38) \cdot 10^{-8}$	$(6.23 \pm 0.52) \cdot 10^4$

В таблице 14 приведено сравнение экспериментальных и теоретических выходов и сечений на эквивалентный квант фотоядерных реакций на изотопах Er. Видно в целом хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими значениями. В таблице 15 приведены изоспиновые компоненты сечений фотоядерных реакций на изотопах Er.

Наблюдается в целом удовлетворительное согласие между теоретическими и экспериментальными сечениями на эквивалентный квант в фотоядерных реакциях на естественной смеси изотопов Er. Разница в сечениях фотонейтронных реакций на изотопах Er составляет около 20% с учетом экспериментальной погрешности. Большая экспериментальная погрешность связана с низким квантовым выходом  $\gamma$ -квантов, образующихся при распаде ядер  $^{169}\text{Er}$  и  $^{163}\text{Er}$ . С другой стороны стабильные изотопы эрбия являются сильнодеформированными. Например, экспериментальное значение параметра деформации  $\beta_2(^{170}\text{Er}) = 0.291 \pm 0.058$  измерено с большой погрешностью, что также должно влиять на теоретические расчеты сечения фотопоглощения и будет в дальнейшей работе учтено нами. Теоретические сечения на эквивалентный квант для фотопротонных реакций на изотопах Er оказываются завышенными примерно в 2 раза относительно экспериментальных. Это различие может быть связано как с расчетом компонент  $T_<$  и  $T_>$  при возбуждении и распаде ГДР, так и с другими механизмами возбуждения ядра под действием  $\gamma$ -квантов. В таблице 16 приведены вклады различных механизмов

фотоядерных реакций в сечение на эквивалентный квант фотоядерных реакций с образованием изотопа  $^{166}\text{Ho}$ , рассчитанных с помощью КМФР. При энергии электронов ускорителя 55 МэВ все перечисленные механизмы вносят значительный вклад в реакции с образованием  $^{166}\text{Ho}$ .

Таблица 14: Сравнение экспериментальных и теоретических выходов и сечений на эквивалентный квант фотоядерных реакций на изотопах Er

Изотоп	Реакция	$E_{п}$ , МэВ	$Y_{\text{эксп}}, 1/e$	$Y_{\text{теор}}, 1/e$	$\sigma_{q\text{эксп}}$ , мБн	$\sigma_{q\text{теор}}$ , мБн
$^{167}\text{Ho}$	$^{nat}\text{Er}(\gamma, 1pin)$			$11.13 \cdot 10^{-8}$		0.61
	$^{168}\text{Er}(\gamma, 1p)$	22.18	$(5.61 \pm 1.50) \cdot 10^{-8}$	$1.07 \cdot 10^{-7}$	$0.27 \pm 0.07$	0.59
	$^{170}\text{Er}(\gamma, 1p2n)$	35.38		$4.27 \cdot 10^{-9}$		0.02
$^{166}\text{Ho}$	$^{nat}\text{Er}(\gamma, 1pin)$					$10.75 \cdot 10^{-8}$
	$^{167}\text{Er}(\gamma, 1p)$	21.74	$(6.05 \pm 0.37) \cdot 10^{-8}$	$8.37 \cdot 10^{-8}$	$0.29 \pm 0.02$	0.46
	$^{168}\text{Er}(\gamma, 1p1n)$	29.46		$2.31 \cdot 10^{-8}$		0.13
	$^{170}\text{Er}(\gamma, 1p3n)$	42.85		$7.31 \cdot 10^{-10}$		$0.04 \cdot 10^{-1}$
$^{162m}\text{Ho}$	$^{nat}\text{Er}(\gamma, 1pin)$					
	$^{164}\text{Er}(\gamma, 1p1n)$	29.55	$(8.71 \pm 2.26) \cdot 10^{-10}$		$(4.08 \pm 1.06) \cdot 10^{-3}$	
	$^{166}\text{Er}(\gamma, 1p3n)$	44.73				
	$^{167}\text{Er}(\gamma, 1p4n)$	51.27				
$^{169}\text{Er}$	$^{170}\text{Er}(\gamma, 1n)$	7.26		$(3.89 \pm 0.90) \cdot 10^{-6}$		$5.04 \cdot 10^{-6}$
	$^{163}\text{Er}$	$^{nat}\text{Er}(\gamma, in)$			$1.06 \cdot 10^{-6}$	
$^{164}\text{Er}(\gamma, 1n)$		8.85	$(9.42 \pm 2.77) \cdot 10^{-7}$	$6.20 \cdot 10^{-7}$	$4.43 \pm 1.31$	3.41
$^{166}\text{Er}(\gamma, 3n)$		23.97		$3.44 \cdot 10^{-7}$		1.89
$^{167}\text{Er}(\gamma, 4n)$		30.41		$8.11 \cdot 10^{-8}$		0.45
$^{168}\text{Er}(\gamma, 5n)$		38.18		$1.13 \cdot 10^{-8}$		0.06
$^{170}\text{Er}(\gamma, 7n)$		51.44		$5.94 \cdot 10^{-22}$		$3.27 \cdot 10^{-15}$
$^{161}\text{Er}$	$^{nat}\text{Er}(\gamma, in)$					$7.23 \cdot 10^{-8}$
	$^{162}\text{Er}(\gamma, 1n)$	9.21	$(4.62 \pm 0.38) \cdot 10^{-8}$	$5.32 \cdot 10^{-8}$	$0.22 \pm 0.02$	0.29
	$^{164}\text{Er}(\gamma, 3n)$	25.35		$1.37 \cdot 10^{-8}$		0.08
	$^{166}\text{Er}(\gamma, 5n)$	40.48		$5.40 \cdot 10^{-9}$		0.03
	$^{167}\text{Er}(\gamma, 6n)$	46.51		$2.38 \cdot 10^{-14}$		$1.31 \cdot 10^{-7}$
	$^{168}\text{Er}(\gamma, 7n)$	54.69		$3.75 \cdot 10^{-24}$		$2.06 \cdot 10^{-17}$



Таблица 15: Вклад компонент  $T<$  и  $T>$  в теоретические сечения на эквивалентный квант на изотопах эрбия и гольмия

Изотоп	Реакция	$E_{п}$ , МэВ	$\sigma_{qT<}$ , мбн	$\sigma_{qT>}$ , мбн	$\sigma_{qtot}$ , мбн
$^{167}\text{Ho}$	$^{nat}\text{Er}(\gamma, in)$		0.36	0.06	0.61
	$^{168}\text{Er}(\gamma, 1p)$	22.18	0.35	0.06	0.59
	$^{170}\text{Er}(\gamma, 1p2n)$	35.38	$0.54 \cdot 10^{-2}$	$0.30 \cdot 10^{-2}$	0.02
$^{166}\text{Ho}$	$^{nat}\text{Er}(\gamma, in)$		0.33	0.07	0.59
	$^{167}\text{Er}(\gamma, 1p)$	21.74	0.28	0.06	0.46
	$^{168}\text{Er}(\gamma, 1p1n)$	29.46	0.05	0.01	0.13
	$^{170}\text{Er}(\gamma, 1p3n)$	42.85	$7.85 \cdot 10^{-4}$	$8.48 \cdot 10^{-4}$	$0.04 \cdot 10^{-1}$
$^{162g,m}\text{Ho}$	$^{nat}\text{Er}(\gamma, in)$		$3.49 \cdot 10^{-3}$	$4.16 \cdot 10^{-3}$	$15.38 \cdot 10^{-3}$
	$^{164}\text{Er}(\gamma, 1p1n)$	29.55	$2.49 \cdot 10^{-3}$	$2.71 \cdot 10^{-3}$	$9.90 \cdot 10^{-3}$
	$^{166}\text{Er}(\gamma, 1p3n)$	44.73	$1.00 \cdot 10^{-3}$	$1.43 \cdot 10^{-3}$	$5.48 \cdot 10^{-3}$
	$^{167}\text{Er}(\gamma, 1p4n)$	51.27	$7.83 \cdot 10^{-6}$	$1.74 \cdot 10^{-5}$	$5.38 \cdot 10^{-5}$
$^{169}\text{Er}$	$^{170}\text{Er}(\gamma, 1n)$	7.26	27.25	0.03	27.69
$^{163}\text{Er}$	$^{nat}\text{Er}(\gamma, in)$		4.27	0.03	5.81
	$^{164}\text{Er}(\gamma, 1n)$	8.85	3.32	0.03	3.41
	$^{166}\text{Er}(\gamma, 3n)$	23.97	0.81	$0.43 \cdot 10^{-2}$	1.89
	$^{167}\text{Er}(\gamma, 4n)$	30.41	0.13	$0.19 \cdot 10^{-3}$	0.45
	$^{168}\text{Er}(\gamma, 5n)$	38.18	0.01	$2.05 \cdot 10^{-6}$	0.06
	$^{170}\text{Er}(\gamma, 7n)$	51.44	$3.48 \cdot 10^{-16}$	$7.39 \cdot 10^{-22}$	$3.27 \cdot 10^{-15}$
$^{161}\text{Er}$	$^{nat}\text{Er}(\gamma, in)$		0.32	$0.03 \cdot 10^{-1}$	0.40
	$^{162}\text{Er}(\gamma, 1n)$	9.21	0.28	$0.03 \cdot 10^{-1}$	0.29
	$^{164}\text{Er}(\gamma, 3n)$	25.35	0.03	$9.49 \cdot 10^{-5}$	0.08
	$^{166}\text{Er}(\gamma, 5n)$	40.48	$0.76 \cdot 10^{-2}$	$3.06 \cdot 10^{-7}$	0.03
	$^{167}\text{Er}(\gamma, 6n)$	46.51	$2.97 \cdot 10^{-8}$	$1.45 \cdot 10^{-15}$	$1.31 \cdot 10^{-7}$
	$^{168}\text{Er}(\gamma, 7n)$	54.69	$3.99 \cdot 10^{-18}$	$1.01 \cdot 10^{-24}$	$2.06 \cdot 10^{-17}$

Применение реакций под действием легких заряженных частиц (p, d, ядер гелия) для наработки  $^{166}\text{Ho}$  невозможно из-за отсутствия подходящих мишеней. Радионуклид  $^{166}\text{Ho}$  можно получить при облучении тепловыми нейтронами мишени из  $^{164}\text{Dy}$  в результате реакции и последующего  $\beta^-$ -распада:  $^{164}\text{Dy}(n, \gamma)^{165}\text{Dy}(n, \gamma)^{166}\text{Dy} \xrightarrow{\beta^-} ^{166}\text{Ho}$ . В работе [15] облучалась мишень массой 1 мг из природного  $\text{Dy}_2\text{O}_3$  потоком тепловых нейтронов  $2 \cdot 10^{17} \text{ нм}^{-2} \text{ с}^{-1}$  в течение 1 часа. Активность  $^{166}\text{Dy}$  была измерена и сразу после облучения составила 0.49 МБк, через 65 часов после облучения активности  $^{166}\text{Dy}$  и  $^{166}\text{Ho}$  составили 0.21 МБк и 0.65 МБк соответственно. В настоящей работе

выполнен расчет активности  $^{166}\text{Ho}$  для ускорителя электронов с энергией 55 МэВ со средним током 1 мА при облучении в течении суток обогащенной мишени из  $^{167}\text{Er}$ . Полученная активность составила 0.70 ГБк.

Чтобы минимизировать образование побочных радионуклидов, нужно использовать обогащенные мишени из  $^{167}\text{Er}$  и ускоритель электронов с максимальной энергией 25 МэВ, так как пороговая энергия реакции  $^{167}\text{Er}(\gamma, 1p)$  равна 21.74 МэВ.

Таблица 16: Сечения на эквивалентный квант для различных механизмов фотоядерных реакций с образованием изотопа  $^{166}\text{Ho}$ .  $\sigma_{\text{q tot}}^{\text{nat}}$  — суммарное сечение на эквивалентный квант фотоядерных реакций с образованием изотопа  $^{166}\text{Ho}$ .

Изоотоп	$\sigma_{\text{q tot}}^{\text{nat}}$ , мб	$\sigma_{\text{q T}_{<}}^{\text{nat}}$ , мб	$\sigma_{\text{q T}_{>}}^{\text{nat}}$ , мб	$\sigma_{\text{q ГДР2}}^{\text{nat}}$ , мб	$\sigma_{\text{q КР}}^{\text{nat}}$ , мб	$\sigma_{\text{q КД}}^{\text{nat}}$ , мб
$^{166}\text{Ho}$	0.59	0.33	0.07	0.04	0.10	0.05

## 5.4 <sup>198,199</sup>Au

Таблица 17: Периоды полураспада  $T_{1/2}$  изотопов <sup>195g,m,197g,m,203</sup>Hg и <sup>199,198,196</sup>Au,  $E_\gamma$  - энергии максимумов в спектре остаточной активности,  $I_\gamma$  — квантовые выходы соответствующих  $\gamma$ -квантов,  $Y_{\text{отн.}}(55\text{МэВ})$  — относительные выходы образования соответствующих изотопов, нормированные на выход реакции  $\text{Hg}^{204}(\gamma, n)\text{Hg}^{203}$ ,  $Y_{\text{эксп.}}(55\text{МэВ})$  — экспериментальные выходы образования соответствующих изотопов

Изотоп	$T_{1/2}$	$E_\gamma$ , кэВ ( $I_\gamma$ , %)	$Y_{\text{отн.}}(55\text{МэВ})$ , отн. ед.	$Y_{\text{эксп.}}(55\text{МэВ})$ , Бк/(мкА ч г/см <sup>2</sup> )
<sup>203</sup> Hg	46.612 дн.	279.2 (81)	$1.00 \pm 0.01$	$(3.70 \pm 0.02) \cdot 10^5$
<sup>199m</sup> Hg	42.6 м	158.38 (52), 374.1 (13.8)	$(3.20 \pm 0.02) \cdot 10^{-1}$	$(1.86 \pm 0.01) \cdot 10^8$
<sup>197</sup> Hg	64.14 ч.	77.35 (18.7), 191.44 (0.632)	$2.07 \pm 0.07$	$(1.33 \pm 0.05) \cdot 10^7$
<sup>197m</sup> Hg	23.8 ч.	133.99 (33), 279.01 (6)	$0.25 \pm 0.04$	$(4.41 \pm 0.02) \cdot 10^6$
<sup>195</sup> Hg	9.9 ч.	61.46 (6.2), 180.11 (1.9), 207.1 (1.57), 261.75 (1.5), 585.13 (1.99), 599.66 (1.78), 779.8 (7), 1111.04 (1.44), 1172.38 (1.24)	$(6.27 \pm 0.02) \cdot 10^{-2}$	$(2.62 \pm 0.09) \cdot 10^6$
<sup>195m</sup> Hg	41.6 ч.	261.75 (30.9), 560.27 (7)	$(2.35 \pm 0.01) \cdot 10^{-2}$	$(2.34 \pm 0.08) \cdot 10^5$
<sup>199</sup> Au	3.139 дн.	158.38 (40), 208.21 (8.732)	$(2.74 \pm 0.21) \cdot 10^{-2}$	$(1.50 \pm 0.12) \cdot 10^5$
<sup>198</sup> Au	2.695 дн.	411.80 (96)	$(2.24 \pm 0.02) \cdot 10^{-2}$	$(1.43 \pm 0.01) \cdot 10^5$
<sup>196</sup> Au	6.183 дн.	332.98 (22.9), 355.68 (87)	$(4.61 \pm 0.07) \cdot 10^{-3}$	$(1.28 \pm 0.02) \cdot 10^3$

В случае эксперимента на ртути использовалась жидкая мишень, причем ее размер был больше размера тормозного пучка, поэтому не удалось получить абсолютные выходы. Были измерены относительные выходы образования изотопов Hg и Au при облучении естественной смеси изотопов ртути тормозным пучком с максимальной энергией 55 МэВ, нормированные на выход фотонейтронной реакции на самом тяжелом стабильном изотопе ртути  $^{204}\text{Hg}(\gamma, n)^{203}\text{Hg}$ . Для расчета абсолютных значений выходов был рассчитан выход реакции  $^{204}\text{Hg}(\gamma, n)^{203}\text{Hg}$  с использованием теретических сечений, рассчитанных по комбинированной модели фотонуклонных реакций. В этом случае реакция  $^{204}\text{Hg}(\gamma, n)^{203}\text{Hg}$  считалась мониторинговой. Абсолютные значения выходов образования изотопов Hg и Au рассчитанные с такой нормировкой приведены в последнем столбце таблицы 17.

В таблицах 18 и 19 приведено сравнение экспериментальных и теоретических выходов и сечений на эквивалентный квант фотонейтронных и фотопротонных реакций

на изотопах Hg . Видно очень хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими значениями для фотонейтронных реакций. Для фотопротонных реакций максимальное различие составляет менее двух раз. Такое различие может быть связано как с изоспиновой компонентой ГДР  $T_{<}$ , так и вкладом других механизмов фотопоглощения. В таблицах 20 и 21 приведены изоспиновые компоненты ГДР и суммарные сечения фотонейтронных и фотопротонных реакций на изотопах Hg.

Таблица 18: Сравнение экспериментальных и теоретических выходов и сечений на эквивалентный квант фотонейтронных реакций на изотопах Hg

Изотоп	Реакция	$E_{п}$ , МэВ	$Y_{\text{эксп}}$ , отн. ед.	$Y_{\text{теор}}$ , отн. ед.	$\sigma_{q\text{эксп}}$ , мБн	$\sigma_{q\text{теор}}$ , мБн
$^{203}\text{Hg}$	$^{204}\text{Hg}(\gamma, 1n)$	7.5	$1.00 \pm 0.01$	1.00	$17.06 \pm 0.11$	17.06
$^{199m}\text{Hg}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in)$ $^{199}\text{Hg}(\gamma, \gamma)$ $^{200}\text{Hg}(\gamma, 1n)$ $^{201}\text{Hg}(\gamma, 2n)$ $^{202}\text{Hg}(\gamma, 3n)$ $^{204}\text{Hg}(\gamma, 5n)$	8.0 14.3 22.5 36.0	$(3.20 \pm 0.02) \cdot 10^{-1}$		$5.35 \pm 0.02$	
$^{197g,m}\text{Hg}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in)$ $^{198}\text{Hg}(\gamma, 1n)$ $^{199}\text{Hg}(\gamma, 2n)$ $^{200}\text{Hg}(\gamma, 3n)$ $^{201}\text{Hg}(\gamma, 4n)$ $^{202}\text{Hg}(\gamma, 5n)$ $^{204}\text{Hg}(\gamma, 7n)$	8.5 15.1 23.5 29.7 37.5 50.9	$2.09 \pm 0.01$	1.98 1.53 0.34 0.08 0.02 $4.99 \cdot 10^{-3}$ $3.13 \cdot 10^{-17}$	$38.36 \pm 1.18$	33.58 26.03 5.84 1.33 0.29 0.09 $5.34 \cdot 10^{-16}$
$^{195g,m}\text{Hg}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in)$ $^{196}\text{Hg}(\gamma, 1n)$ $^{198}\text{Hg}(\gamma, 3n)$ $^{199}\text{Hg}(\gamma, 4n)$ $^{200}\text{Hg}(\gamma, 5n)$ $^{201}\text{Hg}(\gamma, 6n)$ $^{202}\text{Hg}(\gamma, 7n)$	8.9 24.3 30.5 39.0 45.3 53.0	$(8.62 \pm 0.04) \cdot 10^{-2}$	$7.21 \cdot 10^{-2}$ $2.25 \cdot 10^{-2}$ $2.94 \cdot 10^{-2}$ $1.84 \cdot 10^{-2}$ $0.18 \cdot 10^{-2}$ $5.82 \cdot 10^{-7}$ $3.07 \cdot 10^{-19}$	$1.42 \pm 0.03$	1.22 0.38 0.50 0.31 0.03 $9.94 \cdot 10^{-6}$ $5.23 \cdot 10^{-18}$

Таблица 19: Сравнение экспериментальных и теоретических выходов и сечений на эквивалентный квант фотопротонных реакций на изотопах Hg

Изотоп	Реакция	$E_{п}$ , МэВ	$Y_{\text{эксп}}$ , отн. ед.	$Y_{\text{теор}}$ , отн. ед.	$\sigma_{q\text{эксп}}$ , Мбн	$\sigma_{q\text{теор}}$ , Мбн		
$^{199}\text{Au}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, 1pin)$			$4.94 \cdot 10^{-2}$		0.84		
	$^{200}\text{Hg}(\gamma, 1p)$	23.9		$4.47 \cdot 10^{-2}$		0.76		
	$^{201}\text{Hg}(\gamma, 1p1n)$	30.6	$(2.74 \pm 0.21) \cdot 10^{-2}$	$0.30 \cdot 10^{-2}$	$0.46 \pm 0.04$	0.05		
	$^{202}\text{Hg}(\gamma, 1p2n)$	37.3		$0.16 \cdot 10^{-2}$		0.03		
	$^{204}\text{Hg}(\gamma, 1p4n)$	51.3		$1.93 \cdot 10^{-7}$		$3.29 \cdot 10^{-6}$		
$^{198}\text{Au}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, 1pin)$					$3.99 \cdot 10^{-2}$		0.70
	$^{199}\text{Hg}(\gamma, 1p)$	23.3				$3.59 \cdot 10^{-2}$		0.61
	$^{200}\text{Hg}(\gamma, 1p1n)$	31.5	$(2.24 \pm 0.02) \cdot 10^{-2}$	$0.40 \cdot 10^{-2}$	$0.37 \pm 0.01$	0.07		
	$^{201}\text{Hg}(\gamma, 1p2n)$	38.1		$8.93 \cdot 10^{-4}$		0.02		
	$^{202}\text{Hg}(\gamma, 1p3n)$	45.7		$1.53 \cdot 10^{-4}$		$2.61 \cdot 10^{-3}$		
$^{196}\text{Au}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, 1pin)$					$3.13 \cdot 10^{-3}$		0.05
	$^{198}\text{Hg}(\gamma, 1p1n)$	31.4				$1.85 \cdot 10^{-3}$		0.03
	$^{199}\text{Hg}(\gamma, 1p2n)$	37.8	$(4.61 \pm 0.07) \cdot 10^{-3}$	$1.16 \cdot 10^{-3}$	$(0.76 \pm 0.01) \cdot 10^{-1}$	0.02		
	$^{200}\text{Hg}(\gamma, 1p3n)$	46.2		$0.12 \cdot 10^{-3}$		$2.01 \cdot 10^{-3}$		
	$^{201}\text{Hg}(\gamma, 1p4n)$	52.4		$9.49 \cdot 10^{-7}$		$1.62 \cdot 10^{-5}$		

В литературе имеются экспериментально измеренные выходы относительные фотоядерных реакций на изотопах ртути на тормозных пучках гамма-квантов с верхней границей спектра 19.5 и 29.1 МэВ [42, 43]. Относительные выходы фотонейтронных реакций, полученные в нашей работе и в работах [42, 43] находятся в хорошем согласии. Абсолютных значений выходов и активностей в работах [42, 43] не получено.

Таблица 20: Вклад компонент  $T<$  и  $T>$  в теоретические сечения на эквивалентный квант фотонейтронных реакций на изотопах Hg

Изотоп	Реакция	$E_{п}$ , МэВ	$\sigma_{qT<}$ , мбн	$\sigma_{qT>}$ , мбн	$\sigma_{qtot}$ , мбн
$^{203}\text{Hg}$	$^{204}\text{Hg}(\gamma, 1n)$	7.5	16.86	$0.14 \cdot 10^{-2}$	17.06
$^{199g,m}\text{Hg}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in)$		64.44	0.09	67.92
	$^{199}\text{Hg}(\gamma, \gamma)$				
	$^{200}\text{Hg}(\gamma, 1n)$	8.0	59.07	0.03	59.97
	$^{201}\text{Hg}(\gamma, 2n)$	14.3	4.78	0.05	5.99
	$^{202}\text{Hg}(\gamma, 3n)$	22.5	0.58	$0.90 \cdot 10^{-2}$	1.92
	$^{204}\text{Hg}(\gamma, 5n)$	36.0	$0.61 \cdot 10^{-2}$	$5.32 \cdot 10^{-6}$	0.04
$^{197g,m}\text{Hg}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in)$		30.29	0.10	33.58
	$^{198}\text{Hg}(\gamma, 1n)$	8.5	25.54	0.03	26.03
	$^{199}\text{Hg}(\gamma, 2n)$	15.1	4.31	0.06	5.84
	$^{200}\text{Hg}(\gamma, 3n)$	23.5	0.37	$0.52 \cdot 10^{-2}$	1.33
	$^{201}\text{Hg}(\gamma, 4n)$	29.7	0.06	$0.27 \cdot 10^{-3}$	0.29
	$^{202}\text{Hg}(\gamma, 5n)$	37.5	0.01	$6.18 \cdot 10^{-6}$	0.09
	$^{204}\text{Hg}(\gamma, 7n)$	50.9	$7.25 \cdot 10^{-17}$	$7.49 \cdot 10^{-22}$	$5.34 \cdot 10^{-16}$
$^{195g,m}\text{Hg}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, in)$		0.55	$0.28 \cdot 10^{-2}$	1.22
	$^{196}\text{Hg}(\gamma, 1n)$	8.9	0.36	$0.11 \cdot 10^{-2}$	0.38
	$^{198}\text{Hg}(\gamma, 3n)$	24.3	0.13	$0.15 \cdot 10^{-2}$	0.50
	$^{199}\text{Hg}(\gamma, 4n)$	30.5	0.06	$0.15 \cdot 10^{-3}$	0.31
	$^{200}\text{Hg}(\gamma, 5n)$	39.0	$0.43 \cdot 10^{-2}$	$8.90 \cdot 10^{-7}$	0.03
	$^{201}\text{Hg}(\gamma, 6n)$	45.3	$1.55 \cdot 10^{-6}$	$6.53 \cdot 10^{-12}$	$9.94 \cdot 10^{-6}$
	$^{202}\text{Hg}(\gamma, 7n)$	53.0	$4.83 \cdot 10^{-19}$	$6.82 \cdot 10^{-25}$	$5.23 \cdot 10^{-18}$

Таблица 21: Вклад компонент  $T<$  и  $T>$  в теоретические сечения на эквивалентный квант фотопротонных реакций на изотопах Hg

Изотоп	Реакция	$E_{п}$ , МэВ	$\sigma_{qT<}$ , мбн	$\sigma_{qT>}$ , мбн	$\sigma_{qtot}$ , мбн
$^{199}\text{Au}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, 1pin)$		0.69	0.02	0.84
	$^{200}\text{Hg}(\gamma, 1p)$	23.9	0.67	0.02	0.76
	$^{201}\text{Hg}(\gamma, 1p1n)$	30.6	0.02	$0.04 \cdot 10^{-1}$	0.05
	$^{202}\text{Hg}(\gamma, 1p2n)$	37.3	$0.46 \cdot 10^{-2}$	$0.12 \cdot 10^{-1}$	0.03
	$^{204}\text{Hg}(\gamma, 1p4n)$	51.3	$2.87 \cdot 10^{-7}$	$2.38 \cdot 10^{-8}$	$3.29 \cdot 10^{-6}$
$^{198}\text{Au}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, 1pin)$		0.54	0.03	0.70
	$^{199}\text{Hg}(\gamma, 1p)$	23.3	0.52	0.02	0.61
	$^{200}\text{Hg}(\gamma, 1p1n)$	31.5	$0.18 \cdot 10^{-1}$	$0.66 \cdot 10^{-2}$	0.07
	$^{201}\text{Hg}(\gamma, 1p2n)$	38.1	$0.25 \cdot 10^{-2}$	$0.83 \cdot 10^{-3}$	0.02
	$^{202}\text{Hg}(\gamma, 1p3n)$	45.7	$0.36 \cdot 10^{-3}$	$0.18 \cdot 10^{-3}$	$2.61 \cdot 10^{-3}$
$^{196}\text{Au}$	$^{nat}\text{Hg}(\gamma, 1pin)$		$1.06 \cdot 10^{-2}$	$0.63 \cdot 10^{-2}$	0.05
	$^{198}\text{Hg}(\gamma, 1p1n)$	31.4	$0.73 \cdot 10^{-2}$	$0.47 \cdot 10^{-2}$	0.03
	$^{199}\text{Hg}(\gamma, 1p2n)$	37.8	$0.30 \cdot 10^{-2}$	$0.14 \cdot 10^{-2}$	0.02
	$^{200}\text{Hg}(\gamma, 1p3n)$	46.2	$0.25 \cdot 10^{-3}$	$0.24 \cdot 10^{-3}$	$2.01 \cdot 10^{-3}$
	$^{201}\text{Hg}(\gamma, 1p4n)$	52.4	$1.79 \cdot 10^{-6}$	$3.93 \cdot 10^{-6}$	$1.62 \cdot 10^{-5}$

Наработка  $^{198,199}\text{Au}$  на циклотронах под действием пучка протонов ограничена использованием дорогостоящих мишеней из платины. Получение  $^{198,199}\text{Au}$  в реакторах требует предельно дорогих мишеней из золота или обогащённой платины. Поэтому фотоядерный метод может иметь ряд преимуществ: минимальное количество носителя, использование недорогих мишеней и др., в случае высокой нарабатываемой удельной активности. Нарработка изотопа  $^{199}\text{Au}$  в ядерных реакторах осуществляется в результате реакции  $^{198}\text{Pt}(n, \gamma)^{199}\text{Pt} \xrightarrow{\beta^-} ^{199}\text{Au}$ . В работе [23] мишень из платины массой 100 мг, завернутая в алюминиевую фольгу, облучалась потоком нейтронов  $8 \cdot 10^{13} \text{ нсм}^{-2} \text{ с}^{-1}$  в течение 7 дней. Активность  $^{199}\text{Au}$  до химического отделения составила от 4.81 ГБк до 5.75 ГБк в разных экспериментах.  $^{198}\text{Au}$  обычно получают посредством реакции нейтронного захвата  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ , например, в реакторе RA-3 reactor (Ezeiza Atomic Center, Аргентина) была достигнута активность 0.26 ГБк при облучении мишени из золота массой 100 мг потоком нейтронов  $4 \cdot 10^{13} \text{ нсм}^{-2} \text{ с}^{-1}$  в течение 24 часов [41]. В настоящей работе выполнен расчет активностей  $^{198,199}\text{Au}$  для ускорителя электронов с энергией 55 МэВ со средним током 1 мА при облучении в течение суток обогащенной мишени из  $^{200}\text{Hg}$ . Полученные активности составили 1.48 ГБк и 1.59 ГБк соответственно.

Чтобы минимизировать образование побочных радионуклидов, нужно использовать

обогащенные мишени из  $^{200}\text{Hg}$  и ускоритель электронов с максимальной энергией 35 МэВ, так как пороговые энергии реакций  $^{200}\text{Hg}(\gamma, 1p) ^{199}\text{Au}$  и  $^{200}\text{Hg}(\gamma, 1p1n) ^{198}\text{Au}$  соответственно равны 23.9 МэВ и 31.5 МэВ. Также для наработки изотопов  $^{198}\text{Au}$  и  $^{199}\text{Au}$  по отдельности можно использовать ускоритель электронов с максимальной энергией 25 МэВ и обогащенные мишени из  $^{199}\text{Hg}$  и  $^{200}\text{Hg}$ , так как пороговая энергия реакции  $^{199}\text{Hg}(\gamma, 1p) ^{198}\text{Au}$  равна 23.3 МэВ.

## 6 Заключение

Таблица 22: Активности целевых нуклидов при облучении обогащенных мишеней в течение 24 часов и среднем токе ускорителя 1мА

Изотоп	Активность, Бк
$^{72}\text{As}$	$1.56 \cdot 10^9$
$^{72}\text{Se}$	$0.32 \cdot 10^9$
$^{82}\text{Sr}$	$5.54 \cdot 10^7$
$^{166}\text{Ho}$	$0.70 \cdot 10^9$
$^{198}\text{Au}$	$1.48 \cdot 10^9$
$^{199}\text{Au}$	$1.59 \cdot 10^9$

Проведены эксперименты по облучению мишеней естественного изотопного состава из Se, Sr, Er и Hg на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения с максимальной энергией 55 МэВ. На детекторе из сверхчистого германия измерены спектры остаточной активности, в результате их обработки рассчитаны выходы и сечения на эквивалентный квант фотоядерных реакций на изотопах Se, Sr, Er и Hg. Выполнено сравнение полученных результатов с теоретическими расчетами по комбинированной модели фотонуклонных реакций. Показано в целом хорошее согласие экспериментальных данных и теоретических расчетов, что указывает на возможность применения КМФР в задачах планирования эксперимента по наработке медицинских изотопов на тормозных пучках.

Выполнено сравнение выходов и возможных нарабатываемых активностей изотопов  $^{72}\text{Se}$ ,  $^{82}\text{Sr}$  на пучках заряженных частиц и тормозных гамма-квантах. При использовании массивных мишеней (масса около 10 г) и облучении моноизотопной мишени из  $^{74}\text{Se}$  выход  $^{72}\text{Se}$  сравним с большинством экспериментов на заряженных пучках. При использовании массивных мишеней (масса около 10 г) и облучении моноизотопной мишени из  $^{84}\text{Sr}$  выход  $^{82}\text{Sr}$  примерно в 10 раз меньше, чем при облучении смеси изотопов Rb пучком протонов. Подбор энергии и состава мишени при облучении позволяет практически избежать



накопления побочных нуклидов.

Применение реакций под действием легких заряженных частиц (p, d, ядер гелия) для наработки  $^{166}\text{Ho}$  невозможно из-за отсутствия подходящих мишеней. Нарботка  $^{198,199}\text{Au}$  на циклотронах под действием пучка протонов ограничена использованием дорогостоящих мишеней из платины. Получение  $^{198,199}\text{Au}$  в реакторах требует предельно дорогих мишеней из золота или обогащённой платины. Поэтому фотоядерных метод может иметь ряд преимуществ: минимальное количество носителя, использование недорогих мишеней и др., в случае высокой нарабатываемой удельной активности.

Выполнен расчет возможных активностей перспективных для ядерной медицины нуклидов  $^{72}\text{As}$ ,  $^{72}\text{Se}$ ,  $^{82}\text{Sr}$ ,  $^{166}\text{Ho}$  и  $^{198,199}\text{Au}$ , образующихся в фотоядерных реакциях, для ускорителя электронов с энергией 55 МэВ со средним током 1мА при облучении в течение суток обогащенных мишеней из селена, стронция, эрбия и ртути массой 1 г с использованием измеренных выходов (Таблица 22). Полученные результаты можно считать указанием на возможность использования фотоядерных реакций для наработки  $^{72}\text{As}$ ,  $^{166}\text{Ho}$  и  $^{198,199}\text{Au}$ , так как для медицинских целей требуются единицы ГБк активности.

## Список литературы

- [1] *Willoson K.* // Eur. J. Phys. 2019. **40**. 4.
- [2] *M. Jennewein, A. Schmidt, A. F. Novgorodov* // Radiochimica Acta. 2004. **92**. 4-6. p. 245–249
- [3] *Wycoff, D. E., Gott, M. D., DeGraffenreid, A. J., et al.* // Jour. of Chromat. A. 2014. **1340**. p. 109–114.
- [4] *Ballard, B., Wycoff, D., Birnbaum, E. R. et al.* // Appl. Radiat. Isot. 2012. **70**. p. 595-601.
- [5] *Al-Kourraishi, S.H., Boswell, G.G.J.,* // An isotope generator for  $^{72}\text{As}$ . Int. J. Appl. Radiat. Isot. 1978. **29**. 607–609.
- [6] *DeGraffenreid, A. J., Medvedev, D. G., Phelps, T. E., Gott, M. D., Smith, S. V., Jurisson, S. S., Cutler, C. S.* // Cross-section measurements and production of  $^{72}\text{Se}$  with medium to high energy protons using arsenic containing targets, Radiochimica Acta, 2019. **107**. 279-287
- [7] *Ellison, P.A., Barnhart, T.E., Chen, F., Hong, H., Zhang, Y., Theuer, C.P., Cai, W., Nickles, R.J., DeJesus, O.T.* // High yield production and radiochemical isolation of isotopically pure arsenic-72 and novel radioarsenic labeling strategies for the development of theranostic radiopharmaceuticals. Bioconjug. Chem. 2015. **27**. 179–188.
- [8] *Phillips, D.R., Peterson, E.J., Taylor, W.A., et al.* // Production of strontium-82 for the Cardiogens PET generator: a project of the Department of Energy Virtual Isotope Center. Radiochim. Acta 2000. **88**, 149–155.
- [9] *Qaim, S.M., Steyn, G.F., Spahn, I., Spellerberg, S., van der Walt, T.N., Coenen, H.H.* // Yield and purity of  $^{82}\text{Sr}$  produced via the  $\text{natRb}(p,xn)$   $^{82}\text{Sr}$  process. Appl. Radiat. Isot. 2007. **65**, 247–252
- [10] *Kato, T.* // Talanta 1972. **19** (4). p. 515–525.
- [11] *Чудаков В.М., Жуйков Б.Л., Ермолаев С.В. и др.* // Радиохимия 2014. **56**. 5. с. 455-461.
- [12] *Zhuikov B. L., Kokhanyuk V. M., Konyakhin N. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1999. **438**. p. 173–179.
- [13] *Chakraborty, S., Unni, P., Banerjee S., et al.* // Nucl. Med. and Biol. 2001. **28** (3). p. 309–317.

- [14] *C. Chiesa, M. Maccauro* // Eur. Jour. of Nucl. Med. and Mol. Imag. 2020. **47** p. 744–747
- [15] *Lahiri, S., Volkers, K. J., Wierczynski, B.* // Appl. Rad. and Isot. 2004. **61** (6). p. 1157–1161.
- [16] *Bayram, T., Akkoyun, S., Uruk, S., et al.* // Intern. Journ. of Mod. Phys. E. 2016. **25** (12). p. 1650107-1.
- [17] *S.M. Hasany, I. Hanif, I.H. Qureshi* // Appl. Radiat. Isot. 1978. **29** (3). p. 145-149.
- [18] *P.J. Blower* // Dalton Transactions. 2015. **44** (11). p. 4819-4844.
- [19] *C. Cutler, P. Kan, N. Chanda, N., et al.* // Transactions of the American Nuclear Society. 1978. **103**. p. 1123-1124.
- [20] *Anderson, P., Vaughan, A. T. M., Varley, N. R.* // Int. Jour. of Radiat. Appl. and Instrum. Part B. Nucl. Med. and Biol. 1988. **15** (3). p. 293–297.
- [21] *Knapp F.F., Dash A.* // Radiopharmaceuticals for therapy. 2016.
- [22] *Y. Fazaelia, O. Akhavanbc, R. Rahighi, et al.* // Materials Science and Engineering: C. 2014. **45**. p. 196-204
- [23] *Vimalnath K. V., Chakraborty, S., Dash A.* // RSC Advances. 2016. **6** (86). p. 82832–82841.
- [24] *Ditróí, F., Tárkányi, F., Csikai, J., et al.* // Nucl. Instr. and Met. B. 2006. **243** (1). p. 20–27.
- [25] *Tárkányi, F., Hermanne, A., Ditróí, F., et al.* // Nucl. Instr. and Met. B. 2015. **362**. p. 116–132.
- [26] *Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Троцкий С.Ю.* // ЯФ 2011. **74** (5). с. 733–739.
- [27] *Ишханов Б.С., Орлин В.Н.* // ЭЧАЯ 2007. **38**. с. 460.
- [28] *Ишханов Б.С., Орлин В.Н.* // ЯФ 2008. **71**. с. 517.
- [29] *K. Masumoto, T. Kato, N. Suzuki* // Nucl. Instr. and Met. 1978. **157**. p. 567-577.
- [30] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* // Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами, 1979.
- [31] *В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов* // Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. 2010.

- [32] *Carlos, P., Beil, H., Bergère, R., et al.* // Nucl. Phys. A 1976. **258** (2). p. 365–387.
- [33] *Горячев А.М., Залесный Г.Н.* // Вопросы теоретической и ядерной физики, 1982. 8. с. 121.
- [34] *A.Lepretre, H.Beil, R.Bergere, et al.* // Nucl.Phys. 1971. **175**. p. 609.
- [35] *R.Bergere, H.Beil, P.Carlos, et al.* // Nucl.Phys. A 1969. **133**. p. 417.
- [36] *A.Veyssiere, H.Beil, R.Bergere, et al.* // JPR/L. 1975. **36**. p. 267.
- [37] *Zheltonozhsky, V. A., Mazur, V. M., Bigan, Z. M.* // Physics of Atomic Nuclei. 2004. **67** (5). p. 875–881.
- [38] *Ишханов Б. С., Орлин В. Н.* // ЯФ 2015. **78**. 7-8. с. 601-617.
- [39] *Y. Fenga, M. D.Phippsa, T. E.Phelps, et al.* // Appl. Rad. and Isotopes 2019. **143**. p. 113-122.
- [40] *N.P. van der Meulen, T.N. van der Walt, G.F.Steyn, et. al.* // Appl. Rad. and Isotopes 2013 **72**. p. 96-99.
- [41] *F. Seyfi, B. Soleimani, M. A. Hosseini, et. al.* // Journ. of Radioanalytical and Nuclear Chemistry 2018. **316**. p. 435–441.
- [42] *Б. С. Ишханов, С. Ю. Троцкий* // Выходы фотоядерных реакций на изотопах Hg под действием тормозного пучка с максимальной энергией 29,1 МэВ. Известия Российской академии наук. Серия физическая, 75(4):603–605, 2011.
- [43] *Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Троцкий* // Фотоядерные реакции на изотопах Hg в области энергий дипольного гигантского резонанса. Ядерная физика, 74(5):733–739, 2011.