

Изомерные отношения в фотоядерных реакциях на изотопах Sn.

Радева Дарья, студентка 413 группы

Содержание:

1. Введение
2. Предмет исследования
3. Обзор существующих экспериментальных данных
4. Методика эксперимента и обработка данных
5. Изомерные отношения в фотоядерных реакциях на изотопах Sn, результаты и сравнение данных
6. Литература

1 Введение

Для исследования свойств и характеристик атомных ядер используют ядерные реакции. Используя в качестве зондов различные частицы: протоны, нейтроны, γ -кванты и т.д., можно определить как общие свойства ядер, так и параметры отдельных уровней: спины, четности, электромагнитные и электрические моменты, матричные элементы радиационных переходов. А также судить о свойствах уровней при высоких энергиях возбуждения. Применяя в исследованиях ядер широкий спектр частиц, можно получить всю картину свойств уровней, в том числе и высоких энергий возбуждения.

Исследования фотоядерных реакциях имеют перечень преимуществ. Первое связано с тем, что взаимодействие γ -квантов с ядрами происходит посредством электромагнитного излучения, которого наиболее изучено. Оно является достаточно слабым, а потому к нему применима теория возмущения и т.п. С этим также связано то, что в фотоядерных реакциях в первую очередь проявляются те свойства ядер, которые связаны с их электрическим зарядом. Так при поглощении гамма-квантов ядрами большую

роль играют электрические и магнитные резонансы различной мультипольности. Они и определяют величину сечения реакции. Основным из них является ГДР.

ГДР возникает из-за коллективного движения протонов в ядре относительно нейтронов. Фотоядерные реакции и их исследования сыграли важную роль в современных представлениях о высоколежащих коллективных возбуждениях в ядрах типа гигантских резонансов. Развитие экспериментальных исследований гигантского $E1$ резонанса, являющегося наиболее изученным, связано в основном с изучением его различных каналов распада. В первую очередь тех, в которых возможно изучить заселение определенных, выделенных состояний ядер-продуктов. Например, измерные состояния, у которых время жизни значительное, а спин J_m отличается от спина J_g основного состояния на несколько единиц.

Еще одной особенностью при использовании в качестве бомбардирующих частиц гамма-квантов является то, что не нужно учитывать энергию связи и кулоновский барьер. Таким образом, энергия возбуждения ядра соответствует энергии поглощенного гамма-кванта, а сечение реакции достаточно велико и при самых низких энергиях возбуждения.

Также при энергиях гамма-квантов $E_\gamma \leq 30$ МэВ их длина волны заметно больше размеров ядра. В таком длинноволновом приближении основным способом поглощения гамма-квантов является электрическое дипольное, вклад остальных мал. Поэтому в рассматриваемом диапазоне энергий гамма-квант вносит в ядро момент, близкий к $1\hbar$, который почти не зависит от энергии гамма-кванта. Это ограничивает диапазон спинов возбуждаемых уровней и делает проще интерпретацию получаемых результатов.

Исследования свойств уровней, возбуждаемых в фотоядерных реакциях (ФЯР), связаны, в частности, с измерениями сечений, соответствующих возбуждению выделенных конечных состояний, а также с измерением энергетических распределений испускаемых в ФЯР частиц или гамма-квантов.

Основной причиной изомерии является большая разница спинов изомерного и основного состояний ядер $\Delta I \geq 3$. Эти изомеры сосредоточены в областях ядер с числом протонов или нейтронов, предшествующим заполненным оболочкам: 50, 82 или 126. В деформированных ядрах имеет место запрет по квантовому числу K (проекция спина на ось симметрии ядра). Он приводит к сильной задержке радиационных переходов малой мультипольности, а значит и к появлению изомеров.

Радиационные переходы между уровнями триплета с одним и тем же числом квазичастиц, как правило, более вероятны, чем на остальные уровни. Изучение этих уровней, измерение их параметров очень важно, так как позволяет детальнее сидеть о структуре изомеров. К примеру, исследование свойств уровней, связанных с изомерами формы, дало полную информацию о структуре потенциального барьера в тяжелых ядрах. Отмеченные выше особенности ФЯР дают возможность использовать их для их

эффективного исследования указанных уровней в отличие от других видов реакций, в которых они не проявляются или трудно отслеживаются.

Набор возбужденных состояний, участвующих в заселении изомеров, в основном определяется типом выбранной ФЯР и энергией γ -излучения. При использовании тормозного излучения, имеющего непрерывное распределение по энергии, при захвате гамма-квантов реально возбуждаются лишь те уровни, которые имеют большие приведенные вероятности радиационных переходов в основное состояние с преобладанием переходов низкой мультипольности. Эти уровни относятся обычно к коллективным мультипольным резонансам или к тем, у которых в волновой функции есть большие примеси таких резонансов. Среди этих наиболее выраженным является отмеченный выше ГДР, лежащей в диапазоне $15 \div 20$ МэВ.

Из-за малой ширины изомерных уровней (при $T_{1/2} > 1$ с и $\Delta E < 10^{-14}$ эВ) они почти не возбуждаются в результате захвата гамма-кванта с энергией, равной энергии изомерного состояния, а заселяются при радиационных переходах с более высоко лежащих. Это могут быть и активационные уровни (реакции (γ, γ')), и уровни, заселяемые после испарения нейтрона или заряженной частицы из составного ядра. При большом различии спинов этих уровней и изомерного состояния к последнему приводит каскад из нескольких γ -квантов.

Измеряя зависимость вероятности заселения изомера от энергии возбуждения, можно узнать, какие уровни участвуют в данном заселении и ряд их параметров: спины, четности, матричные элементы переходов на изомер), а также их статистические характеристики. Информацию о свойствах этих уровней обычно получают из сравнения измеренных вероятностей образования изомера с результатами теоритического расчета.

Еще один механизм заселения изомерного состояния — тот, в котором нейтроны или заряженные частицы испускаются до установления теплового равновесия в ядре. Это или прямые процессы, когда частица непосредственно выбивается из ядра гамма-квантом, или полупрямые, в которых частицы испускаются из состояний, образующихся на стадии установления теплового равновесия. В этих процессах вероятность заселения отдельных уровней конечного ядра зависит от их спектроскопических факторов, которые определяются обычно из реакций срыва нейтронов и протонов. Тогда распределение конечных ядер по угловому моменту и энергии возбуждения будет иным, чем в случае теплового равновесия, что изменит и вероятность заселения изомера. Как правило, вероятность уменьшается, поскольку конечное ядро оказывается при меньшей энергии возбуждения, откуда получается более короткий каскад гамма-квантов, заселяющих изомер.

Соотношение между двумя механизмами зависит от энергии гамма-кванта и типа выбранной реакции. К примеру, второй вероятнее в реакции (γ, p) и при больших энергиях гамма квантов.

Особенностью фотоядерных экспериментов является то, что основная масса результатов в них получена на пучках тормозного гамма-излучения электронных ускорителей. В таких экспериментах измеряется выход фотоядерных реакций $\Upsilon(E_{\gamma max})$, связанный с ее сечением σ соотношением:

$$\Upsilon(E_{\gamma max}) = k \int_{E_{nop}}^{E_{\gamma max}} \sigma(E) \Phi(E, E_{\gamma max}) dE, \quad (1)$$

где k – нормировочный множитель, E_{nop} – порога фотоядерной реакции, $E_{\gamma max}$ – максимальная энергия тормозного спектра $\Phi(E, E_{\gamma max})$.

Итак, из фотоядерных экспериментов по возбуждению изомеров получают данные двух видов: выходы Υ и сечения σ . Из эксперимента получают изомерные отношения выходов:

$$d = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_g} \text{ или } \eta = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_{tot}} = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_m + \Upsilon_g} = \frac{1}{1 + 1/(\Upsilon_m/\Upsilon_g)} = \frac{1}{1 + 1/d} \quad (2)$$

Отсюда можно получить изомерные отношения сечений:

$$r = \frac{\sigma_m}{\sigma_g} \text{ или } R = \frac{\sigma_m}{\sigma_{tot}} = \frac{\sigma_m}{\sigma_m + \sigma_g} = \frac{1}{1 + 1/(\sigma_m/\sigma_g)} = \frac{1}{1 + 1/r} \quad (3)$$

Здесь $\Upsilon_m, \Upsilon_g, \Upsilon_{tot}$ и $\sigma_m, \sigma_g, \sigma_{tot}$ – выходы и сечения возбуждения изомерного m и основного g состояний, а также полные выходы и сечения реакций.

Получаемые в расчетах изомерные отношения зависят от выбранного механизма ФЯР. Для средних и тяжелых ядер и для энергии гамма-излучения ниже 30 МэВ преобладающими являются реакции с образованием составного ядра и установлением теплового равновесия в ядре.

Особенностью ФЯР является то, что в основном измеренные выходы реакций относятся не к определенной энергии возбуждения, а к интервалу энергий (от порога до граничной энергии тормозного излучения). Сечению отсюда не всегда можно или просто получить, поэтому часто ИО являются отношениями интегральных сечений или отношениями выходов реакций.

Сейчас наблюдается новый подъем интереса к исследованию реакций типа $(\gamma, n)^m$. Еще более чем для 100 ядер есть возможность изучения сечений возбуждения изомерных состояний в реакции (γ, n) . Вдобавок большая часть информации об изомерных отношениях нуждается в уточнении на новом экспериментальном уровне: на более интенсивных гамма-пучках новых ускорителей с использованием для регистрации наведенной гамма-активности более совершенной полупроводниковой гамма-спектрометрии и изотопически обогащенных мишеней.

В исследованиях возбуждения изомеров можно получить информацию для уточнения вида функции распределения плотности ядерных уровней, ее энергетической и

спиновой составляющих, а также выяснения механизмов распада высоковозбужденных коллективных состояний.

Дальнейший прогресс в понимании и описании механизмов фотовозбуждения изомерных состояний может быть достигнут в накоплении экспериментального материала, сопоставлении результатов, полученных в различных реакциях с фотонейтронными данными, комплексном анализе данных экспериментов, совершенствовании расчетов.

В работе ставится задача экспериментального изучения образования изомерных и основных состояний атомных ядер в результате фотоядерных реакций на изотопах Sn; расчета экспериментальных изомерных отношений для полученных изотопов; получения энергетической зависимости изомерных отношений, сравнения с результатами других работ. Ожидается, что на большинстве изотопов будет прослеживаться закономерность к увеличению выхода состояний с большим спином, что объясняется ростом энергии вылетевших частиц.

2 Предмет исследования

В качестве предмета исследования были выбраны изотопы Pd, Cd и Sn с $Z = 46, 48, 50$ соответственно. Данные изотопы были выбраны в основном, поскольку все они имеют протоны на оболочке $1g_{9/2}$ и их изомерные состояния имеют спин-четность, отличающиеся от спинов-четностей основного состояния ядра на несколько единиц. Отсюда есть основания полагать, что изомерные отношения в большинстве случаев будут схожи и отличаться зависимостью по энергии.

В таблице 1 представлены изотопы, которые изучаются в данной работе, полученные путем реакции (γ, n) на изотопах Sn . В таблице 2 приведены изотопы, полученные в ходе реакции (γ, p) . Помимо типа реакции, в таблицах также указаны основные характеристики исследуемых изотопов: спин-четность, период полураспада и пороговая энергия.

Таблица 1: изотопы, полученные в реакции (γ, n)

Изотоп	J^P	$T_{1/2}$	Реакция	$E_{level}^{m.s.}$ МэВ	Порог, МэВ
Sn^{123}	$11/2^-$	129.2d	$Sn^{124}(\gamma, n)Sn^{123}$	-	8.49
Sn^{123m}	$3/2^+$	40.06min	$Sn^{124}(\gamma, n)Sn^{123m}$	0.025	8.51

Таблица 2: изотопы, полученные в реакции (γ, p)

Изотоп	J^P	$T_{1/2}$	Реакция	$E_{level}^{m.s.}$ МэВ	Порог, МэВ
In^{111}	$9/2^+$	2.8d	$Sn^{112}(\gamma, p)In^{111}$	-	7.01
In^{111}	$9/2^+$	2.8d	$Sn^{114}(\gamma, 1p2n)In^{111}$	-	25.06
In^{111m}	$9/2^+$	2.8d	$Sn^{112}(\gamma, p)In^{111m}$	-	7.55
In^{111m}	$1/2^-$	7.7min	$Sn^{114}(\gamma, 1p2n)In^{111m}$	0.537	25.60

In^{117}	$9/2^+$	43.2min	$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	-	10.03
In^{117}	$9/2^+$	43.2min	$Sn^{119}(\gamma, 1p1n)In^{117}$	-	16.18
In^{117m}	$9/2^+$	43.2min	$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117m}$	-	10.33
In^{117m}	$1/2^-$	116.2min	$Sn^{119}(\gamma, 1p1n)In^{117m}$	0.315	16.48
In^{119}	$9/2^+$	2.4min	$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119}$	-	10.38
In^{119}	$9/2^+$	2.4min	$Sn^{122}(\gamma, 1p2n)In^{119}$	-	25.36
In^{119m}	$9/2^+$	2.4min	$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119m}$	-	10.69
In^{119m}	$1/2^-$	18min	$Sn^{122}(\gamma, 1p2n)In^{119m}$	0.311	25.67

В фотоядерных реакциях происходит следующий процесс: при облучении гамма-квантами возникает переход ядра в ГДР. Оно распадается с вылетом нейтрона или протона как на основной, так и на изомерный уровень. Рассматриваемые в эксперименте ядра оказались β -радиоактивными. Поэтому далее испытывали β -распад с различными периодами, характерными для каждого конкретного изотопа.

Детально, как происходит процесс образования изотопов в ходе, допустим, фотопротонной реакции: при облучении исследуемой мишени, в данном случае из природного олова (естественная смесь), гамма-квантами происходит переход в ГДР. В результате вылета протонов образуются различные уровни исследуемых ядер. Далее снятие возбуждения происходит путем испускания гамма-квантов. При этом может образоваться как изомерное, так и основное состояние. Изомерное состояние распадается с периодом полураспада и вероятностью, характерными для каждого конкретного изотопа, путем гамма-переходов на основное состояние. Находясь в основном состоянии, ядро испытывает дальнейший β -распад, с характерным уже для него периодом. В результате распада образуются и возбужденные состояния. Изомер также может испытывать распад и на возбужденные состояния. Эти возбужденные состояния распадаются путем вылета гамма-квантов, которые измеряются в дальнейшем гамма-спектрометром.

3 Обзор существующих экспериментальных данных

Исследованию фотоядерных реакций на изотопах олова посвящены работы [3]-[13].

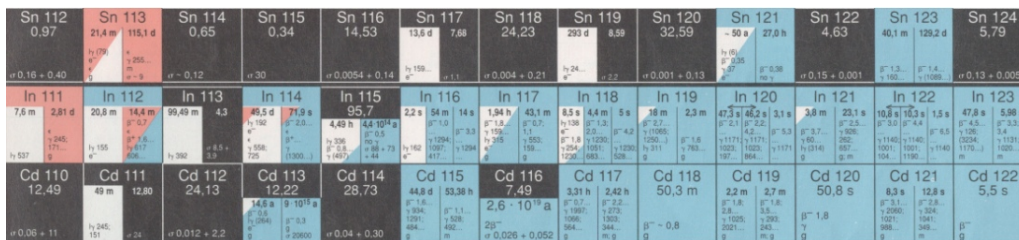


Рис. 1: N-Z диаграмма для изотопов Sn ($Z = 50$), In ($Z = 49$) и Cd ($Z=48$), образующихся в фотоядерных реакциях.

Работа [3] была выполнена посредством гамма-активационного анализа. Мишени были из оксидов или простых солей. Эксперимент проводился на пучке тормозного излучения бетатрона Б 25/30 при $E_{\gamma m} = 22$ МэВ. Гамма-спектры измеряли либо на сцинтилляционном спектрометре с кристаллом NaI(Tl), либо на Ge(Li)-спектрометре. Площади фотопиков определяли методом Вассона. Расшифровку кривых распада проводили на специальной программе ЭВМ М-6000 или графически.

В работе [4] в качестве исследуемых образцов использовались тонкие пластинки из Sn, Mo и Cd из естественной смеси изотопов. Облучения проводились на тормозных пучках, полученных с помощью микротрона МТ-25 (Дубна). Энергия пучка была 18, 20 и 23.5 МэВ. В качестве электронно-фотонного преобразователя использовался диск толщиной 4 мм, охлаждаемый водой. Гамма-спектры облученных образцов измерялись с помощью детектора HPGe CANBERRA.

В работе [5] измерения проводились при различных энергиях тормозного пучка на микротроне МТ-25 (Дубна). Использовался активационный метод, основанный на измерении спектров гамма-излучения образующихся продуктов реакций в зависимости от энергии и интенсивности тормозного излучения. Изотопы были с обогащением не менее 95%. Спектры гамма-излучения облученных образцов измерялись с помощью Ge(Li). Гамма-спектры обрабатывались с помощью программы ACTIV.

В работе [6] измерения проводились на пучке тормозного излучения сильноточного бетатрона СБ-50 при энергии 25 и 30 МэВ методом индуцированной активности. Образцы были из естественной смеси. В качестве тормозной мишени использовалась вольфрамовая мишень. Как монитор была использована медная фольга, облучаемая вместе с образцом. Индуцированную активность измеряли Ge(Li) детектором DGDK-63V.

Работа [7] выполнена с помощью гамма-активационной методики. Использовалось тормозное излучение с энергией 15 и 22 МэВ. Источник тормозного излучения – пучок электронов Ужгородского бетатрона и микротрона М30. Облучаемые мишени были из олова, обогащенные Sn^{118} до 98%. Тормозная мишень была из тантала. Для измерения спектров гамма-излучения использовался полупроводниковый детектор из сверхчистого германия. Спектры обрабатывались с помощью программы WinSpectrum.

В работе [8] мишени в виде фольги были сделаны из олова, обогащенного изотопами $Sn^{112,118,124}$, и облучались на линейном ускорителе электронов (LUE-50) (Ереван) при энергии электронов $E_e = 40$ МэВ. Интенсивность пучка N_γ измерялась с помощью контрольной реакции. В качестве монитора использовалась фольга из меди. Индуцированную в мишенях активность измеряли с помощью детектора из сверхчистого германия (HPGe).

Работа [9] проводилась на пучке тормозных γ -квантов микротрона М30 (НАН Украины). Измерение проводилось при граничной энергии тормозных γ -квантов 15 и 16 МэВ.

Мишенью служил образец олова, обогащенный Sn^{118} до 98.3%. Наведенная активность измерялась на полупроводниковом спектрометре с Ge-детектором. Измерения проводились с помощью программы WinSpectrum.

В работе [10] использовались обогащенные образцы изотопов олова и циркония, а также пластинки из естественной смеси изотопов кадмия и серебра. Облучения проводились на линейном ускорителе электронов Ереванского синхротрона при энергиях электронов 20, 30 и 40 МэВ. Гамма-излучение измерялось полупроводниковым детектором из сверхчистого германия. При обработке результатов измерений использовались спектроскопические данные (Nuclide Information, NuclearWallet Card). Соотношения изомеров рассчитывали по формулам, включающим соотношение площадей под пиками измеренных γ -переходов.

В работе [11] определялись сечения и изомерные отношения продуктов фото-ядерных реакций $In^{117,116,113}$ и $In^{111,110,109,108}$. Использовалась мишень из обогащенного Sn^{118} (97.06%). Сечения были измерены с помощью метода активации в области энергий 75-800 МэВ. Экспериментальные сечения сравниваются с расчетами каскадной модели и расчетами по полуэмпирической формуле. Изомерные отношения сравниваются с расчетами, основанными на статистическом формализме Huizenga и Vandenbosch. Образцы облучались в неколлимированном тормозном излучении от электронного синхротрона Lurid (1,2 ГэВ). Индуцированная радиоактивность была затем проанализирована Ge (Li) -детектора, подключенного к многоканальному анализатору с 1024 каналами.

В работе [12] относительные выходы In^{117} и In^{117m} в реакции $Sn^{118}(\gamma, p)$ были измерены с помощью гамма-излучения. В качестве мишени был взят образец SnO_2 , обогащенный Sn^{118} , который был облучен тормозным излучением с энергией 24 МэВ. Количество ядер продукта было измерено с помощью NaI (Tl) сцинтилляционный кристалла по зависимости энергии от числа каналов импульса.

В работе [13] сечения и изомерные отношения, а также вклады различных процессов в сечения фотонейтронных реакций на природном Sn были оценены с помощью Talys при энергии падающих нейтронов до десятков МэВ.

4 Методика эксперимента и обработка данных

Для измерения выходов и изомерных отношений продуктов реакций с оловом было проведено 2 измерения с использованием гамма-активационной методики. Они проводились на пучке тормозных электронов с максимальной энергией 55.6 МэВ импульсного разрезного микротрона РТМ55 НИИЯФ МГУ[14]. Размеры тормозной мишени из вольфрама для создания тормозных гамма-квантов: 0.2 мм. Созданные гамма-кванты потом попадали на мишени из естественной смеси олова. Время облучения мишени составило

605 секунд. Масса мишени: 8.77 ± 0.01 г, толщина: 2.50 ± 0.02 мм, диаметр: 24 – 26 мм. Первое измерение проводилось на расстоянии 10 см от детектора, а второе на расстоянии 5 см от детектора.

На рис. 2 приведена схема проведения эксперимента, выполненного с помощью гамма-активационной методики. В обоих измерения облучаемый образец располагался непосредственно за тормозной мишенью. Для контроля параметров облучения во всех экспериментах использовались два медных монитора, диаметр которых 11.81мм. Один располагался вплотную перед тормозной мишенью, а второй позади нее. Масса ближнего к пучку: 0.43320 ± 0.00005 г, дальнего: 0.41925 ± 0.00005 г.

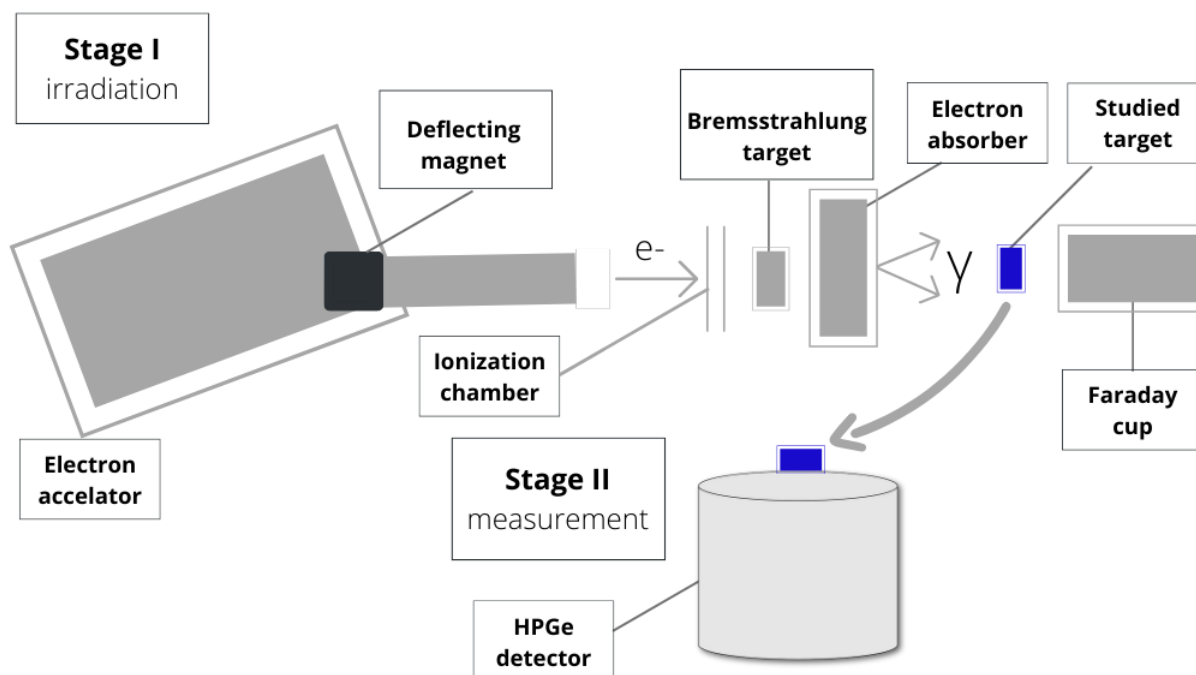


Рис. 2: Схема проведения эксперимента.

Измерение активности проводилось с использованием детектора из сверхчистого германия Canberra GC3019 с цифровым многоканальным анализатором InSpector 1250 в отдельном низкофоновом помещении. Калибровка детектора по энергии и эффективности проводилась при помощи набора стандартных калиброванных источников и моделировалась по программе GEANT4. Энергетическое разрешение HPGe-детектора составляло 0.8 кэВ при энергии $E_\gamma = 150$ кэВ и 1.9 кэВ при энергии $E_\gamma = 1332$ кэВ. Поиск пиков в спектрах γ -квантов и расчет их интенсивностей проводился с помощью автоматической системы набора и анализа спектров [15].

На рис.3 показан пример спектра остаточной активности, полученный после облучения мишени из олова.

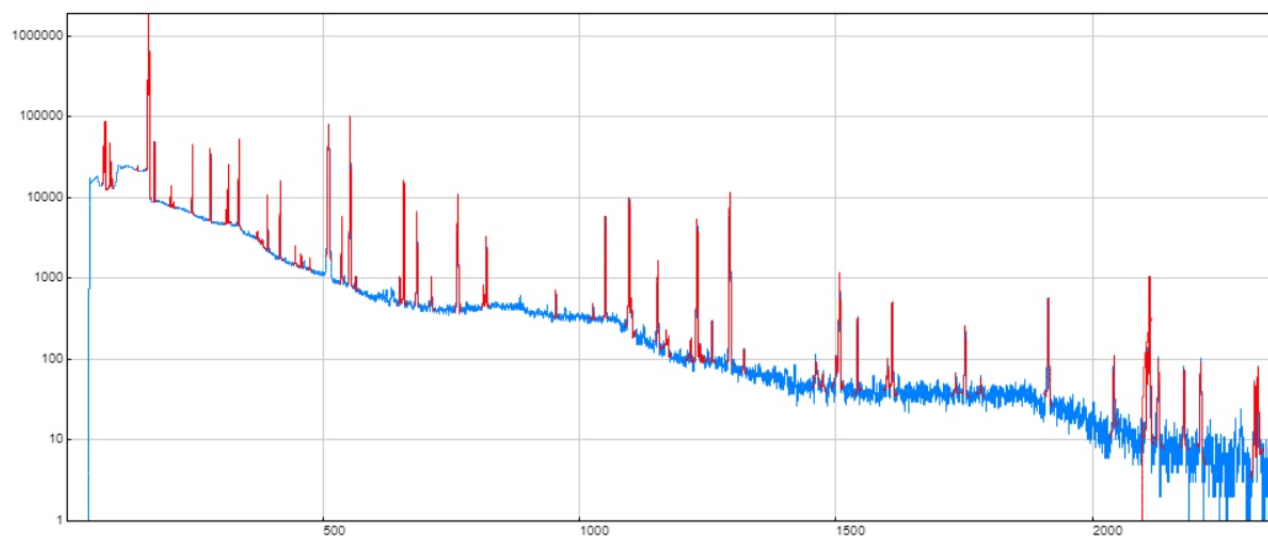


Рис. 3: Спектр остаточной активности, полученный после облучения мишени из олова.

На основе спектров гамма-квантов, полученных в ходе эксперимента в результате анализа наведенной в мишени активности, были расшифрованы пики и определен ряд изотопов. В таблице 1 и 2 отражены реакции, в которых образуются данные изотопы. Также указаны значения их спина, четности и период полураспада.

Образующиеся в результате фотоядерных реакций изотопы β - радиоактивны и приводят к образованию ядер в возбужденном состоянии. Возбужденные уровни образованного ядра распадаются с испусканием γ - квантов. Образование исследуемых изотопов может происходить и в ходе фотоядерной реакции, и в результате распада другого изотопа. На рис. 4 показан процесс образования радиоактивного изотопа в случае обоих возможных каналов.

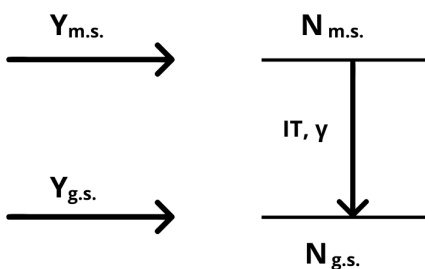


Рис. 4: Схема образования основного и изомерного состояния.

Тогда, в случае нескольких каналов образования ядра, для определения выходов реакции необходимо решить систему дифференциальных уравнений:

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

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

Сам же выход рассчитывался по следующей формуле:

$$Y(E_{exp}^m) = \frac{N_{10}}{e^{-\lambda t_1} \int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda t} dt}, \text{ где } N_{10} = \frac{S}{k(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})} \quad (4)$$

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

Для определения значений выходов реакций учитывались колебания тока ускорителя во время облучения. После определения выходов рассчитывались изомерные отношения: $IR = \frac{Y_{m.s.}}{Y_{g.s.}}$.

5 Изомерные отношения в фотоядерных реакциях на изотопах Sn, результаты и сравнение данных

В ходе работы рассчитывались изомерные отношения выходов фотопротонных и фотонейтронных реакций на исследуемых изотопах. В таблице 3 приведены изомерные отношения, полученные в ходе эксперимента для изотопов олова, а также изомерные отношения, взятые из работ [3]-[13], с которыми проводилось сравнение.

Таблица 3: Изомерные отношения для изотопов, полученных в фотоядерных реакциях на изотопах олова

Тип реакции	Е, МэВ	IR	Образец	Work
$Sn^{112}(\gamma, p)In^{111g.m.}$	22	$0,044 \pm 0,001$	естественная смесь	[3]
$Sn^{112}(\gamma, p)In^{111g.m.}$	55.5	0.0445 ± 0.0008	естественная смесь	[This]
$Sn^{112}(\gamma, pn)In^{110g.m.}$	23.5	$0,238 \pm 0,028$	обогащенная мишень (до 99,9%)	[4]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	23.5	$4,98 \pm 0,5$	естественная смесь	[4]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	22	$9,53 \pm 2,68$	естественная смесь	[3]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	24	$3,80 \pm 0,30$	обогащенная мишень ($\geq 95\%$)	[5]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	25	$2,9 \pm 0,2$	естественная смесь	[6]

$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	30	$3,1 \pm 0,2$	естественная смесь	[6]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	15	$6,70 \pm 0,9$	обогащенная мишень (до 98%)	[7]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	22	$0,84 \pm 0,06$	обогащенная мишень (до 98%)	[7]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	40	$1,12 \pm 0,16$	обогащенная мишень (до 98,5%)	[8]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	15	$0,09 \pm 0,04$	естественная смесь	[9]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	16	$0,24 \pm 0,02$	естественная смесь	[9]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	9.9	$0,65 \pm 0,15$	естественная смесь	[12]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	35	0.081 ± 0.015	естественная смесь	[13]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	25	0.0768 ± 0.012	естественная смесь	[13]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	35	0.0616 ± 0.010	естественная смесь	[13]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	40	0.89 ± 0.09	обогащенная мишень (до 98,5%)	[8]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	55.5	0.08171 ± 0.00011	естественная смесь	[This]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$	75-800	$2,5 \pm 0,5$	обогащенная мишень (до 97,06%)	[11]
$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119g.m.}$	24	$4,5 \pm 0,4$	обогащенная мишень ($\geq 95\%$)	[5]
$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119g.m.}$	10.9	$0,32 \pm 0,10$	обогащенная мишень	[12]
$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119g.m.}$	35	0.131 ± 0.025	естественная смесь	[13]
$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119g.m.}$	25	0.126 ± 0.022	естественная смесь	[13]
$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119g.m.}$	35	0.104 ± 0.018	естественная смесь	[13]
$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119g.m.}$	55.5	0.104 ± 0.018	естественная смесь	[This]
$Sn^{124}(\gamma, n)Sn^{123g.m.}$	40	$0,49 \pm 0,30$	обогащенная мишень	[10]
$Sn^{124}(\gamma, n)Sn^{123g.m.}$	30	$0,33 \pm 0,10$	обогащенная мишень	[10]
$Sn^{124}(\gamma, n)Sn^{123g.m.}$	40	$2,03 \pm 0,62$	обогащенная мишень	[10]
$Sn^{124}(\gamma, n)Sn^{123g.m.}$	55.5	3.41 ± 0.30	естественная смесь	[This]
$Sn^{124}(\gamma, p)In^{123g.m.}$	12	$0,075 \pm 0,04$	обогащенная мишень	[12]
$Sn^{124}(\gamma, p)In^{123g.m.}$	40	0.49 ± 0.14	обогащенная мишень (до 91,9 %)	[12]
$Sn^{124}(\gamma, p)In^{123g.m.}$	35	4.075 ± 0.532	естественная смесь	[13]
$Sn^{124}(\gamma, p)In^{123g.m.}$	25	4.187 ± 0.785	естественная смесь	[13]
$Sn^{124}(\gamma, p)In^{123g.m.}$	35	5.078 ± 0.954	естественная смесь	[13]
$Sn^{122}(\gamma, p)In^{121g.m.}$	11.3	$0,17 \pm 0,06$	обогащенная мишень	[12]
$Sn^{122}(\gamma, p)In^{121g.m.}$	35	0.258 ± 0.052	естественная смесь	[13]
$Sn^{122}(\gamma, p)In^{121g.m.}$	25	0.243 ± 0.045	естественная смесь	[13]
$Sn^{122}(\gamma, p)In^{121g.m.}$	35	0.170 ± 0.030	естественная смесь	[13]
$Sn^{114}(\gamma, p)In^{113g.m.}$	23.5	1.142 ± 0.203	естественная смесь	[13]
$Sn^{114}(\gamma, p)In^{113g.m.}$	25	1.121 ± 0.173	естественная смесь	[13]
$Sn^{114}(\gamma, p)In^{113g.m.}$	35	0.995 ± 0.159	естественная смесь	[13]

На рис.5 – 11 представлена экспериментальная зависимость изомерных отношений от энергии облучения для изотопов $In^{111,113,117,119,121,123}$ и Sn^{123} .

Для зависимости изомерного отношения от энергии тормозного излучения на ядрах

Sn^{123} трудно сделать однозначный вывод, поскольку экспериментальные данные находятся в плохом согласии. Стоит отметить, что $J_{m.s.}^P = \frac{3^+}{2}$, когда $J_{g.s.}^P = \frac{11^-}{2}$. Отсюда ожидается уменьшение изомерного отношения с увеличением энергии.

Экспериментальные данные по изомерным отношениям, имеющиеся в литературе, для In^{117} сильно отличаются и плохо согласуются друг с другом. Если же не принимать во внимание данные, отраженные в работах [3],[7],[8],[9], можно отметить спадающий характер зависимости $IR(E_\gamma)$. И если отдельно рассматривать данные работы [8], также можно заметить, что для них подобный характер для изомерного отношения сохраняется. Есть основания полагать, что такая зависимость связана с вовлечением в процесс все новых каналов этого изотопа с большей пороговой энергией.

Сравнение данных отражает, что практически всегда изомерные отношения имеют величину больше единицы, когда основное состояние имеет более высокий спин, чем изомерное, и меньше единицы, если спин изомерного состояний значительно больше спина основного. Отсюда видно, что вероятность заселения состояний с более высоким спином ниже, чем вероятность заселения состояний с более низким спином, и растет с увеличением энергии тормозных гамма-квантов. В случае с In^{117} экспериментальная зависимость подтверждается теоретическими расчетами. Для Sn^{123} наблюдается расхождение, так как слишком мало экспериментальных данных, чтобы сделать качественные выводы о поведении зависимости изомерного отношения от энергии облучения.

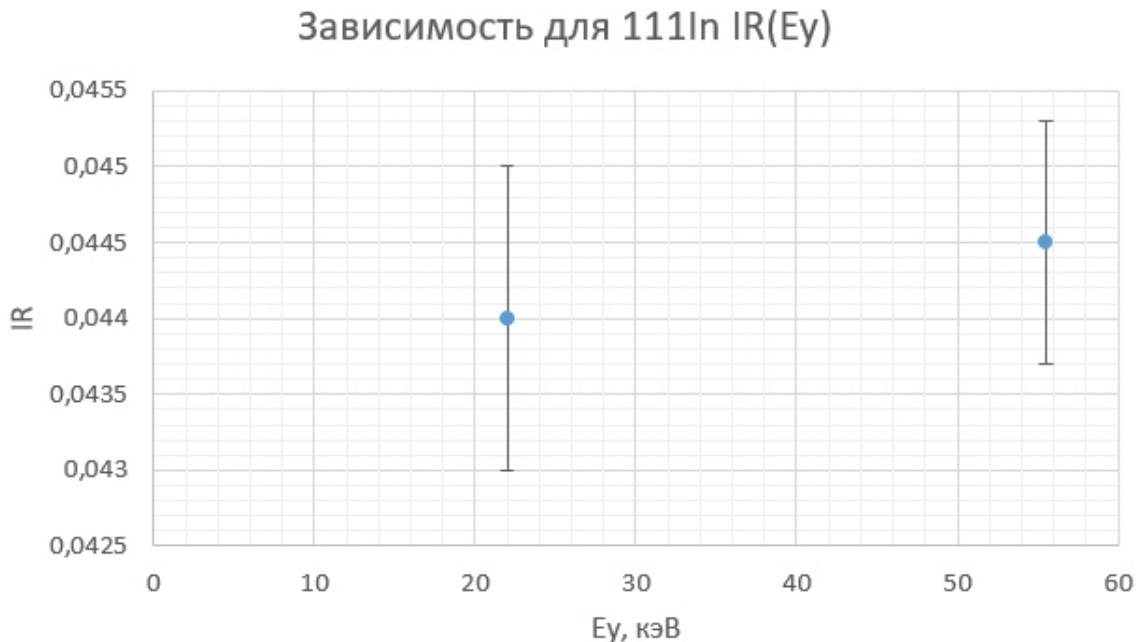


Рис. 5: Зависимость изомерного отношения для реакции $Sn^{112}(\gamma, p)In^{111g.m.}$ от энергии облучения.

Зависимость для ^{117}In IR(E γ)

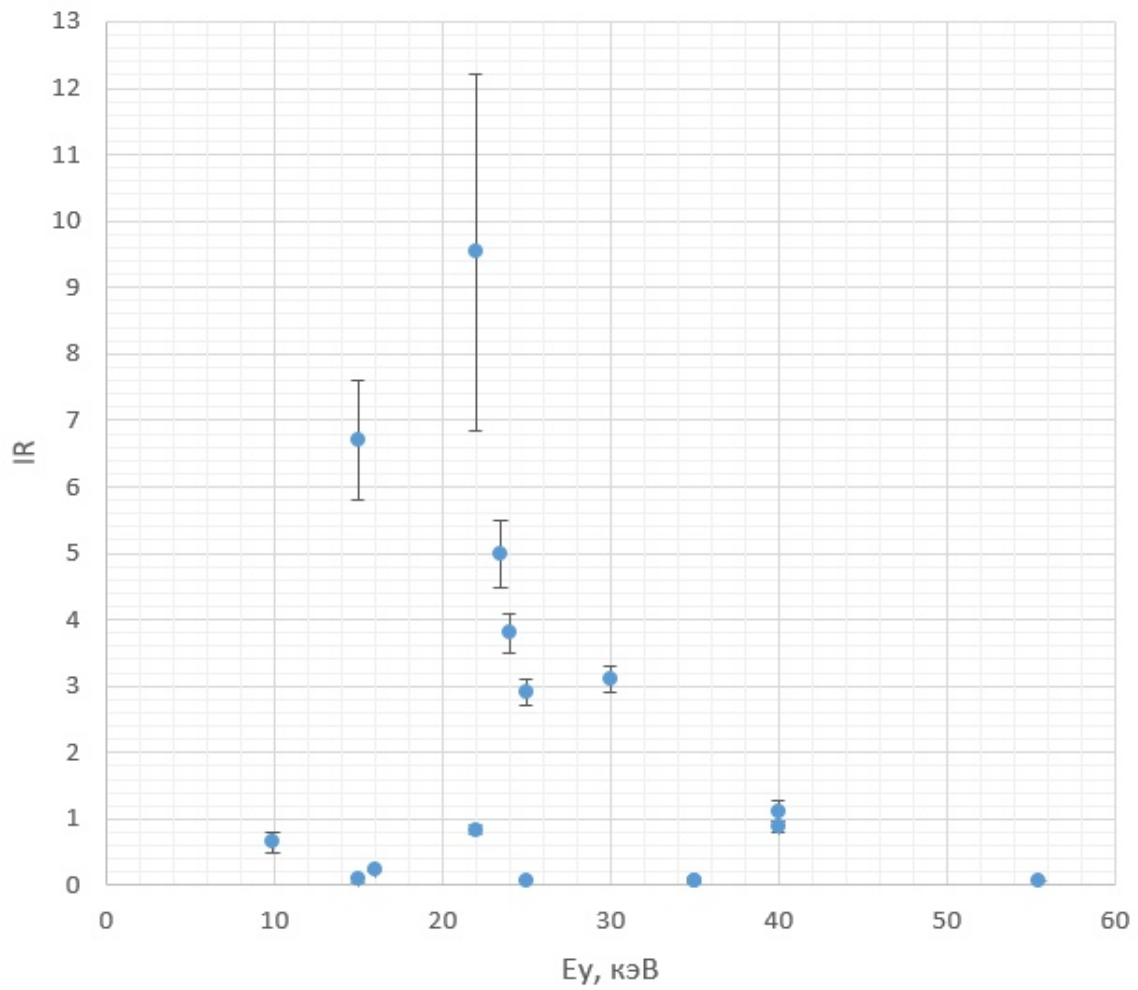


Рис. 6: Зависимость изомерного отношения для реакции $^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117g.m.}\text{In}$ от энергии облучения.

Зависимость для ^{113}In $IR(E_\gamma)$

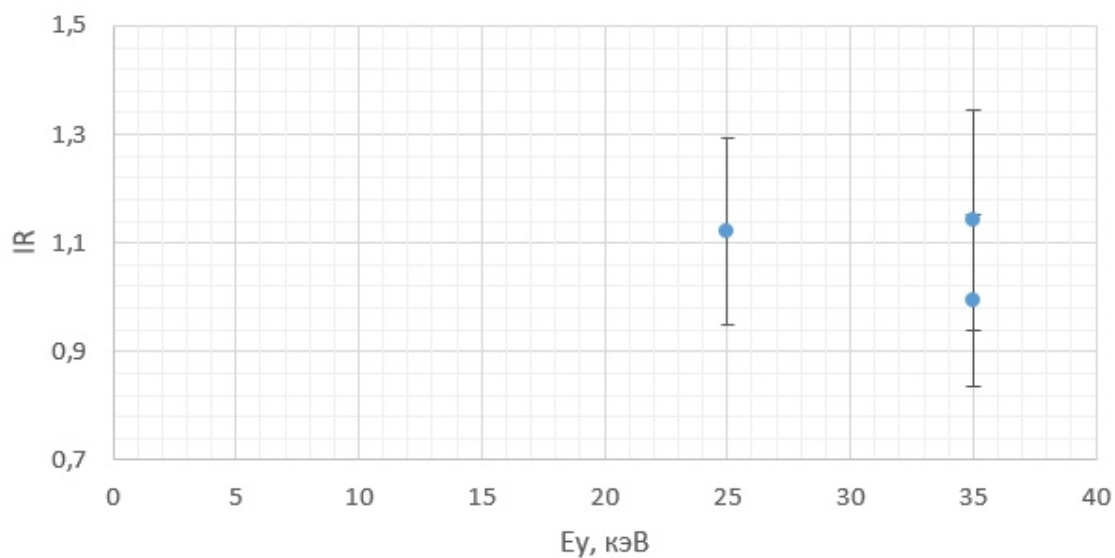


Рис. 7: Зависимость изомерного отношения для реакции $Sn^{114}(\gamma, p)In^{113g.m.}$ от энергии облучения.

Зависимость для ^{119}In $IR(E_\gamma)$

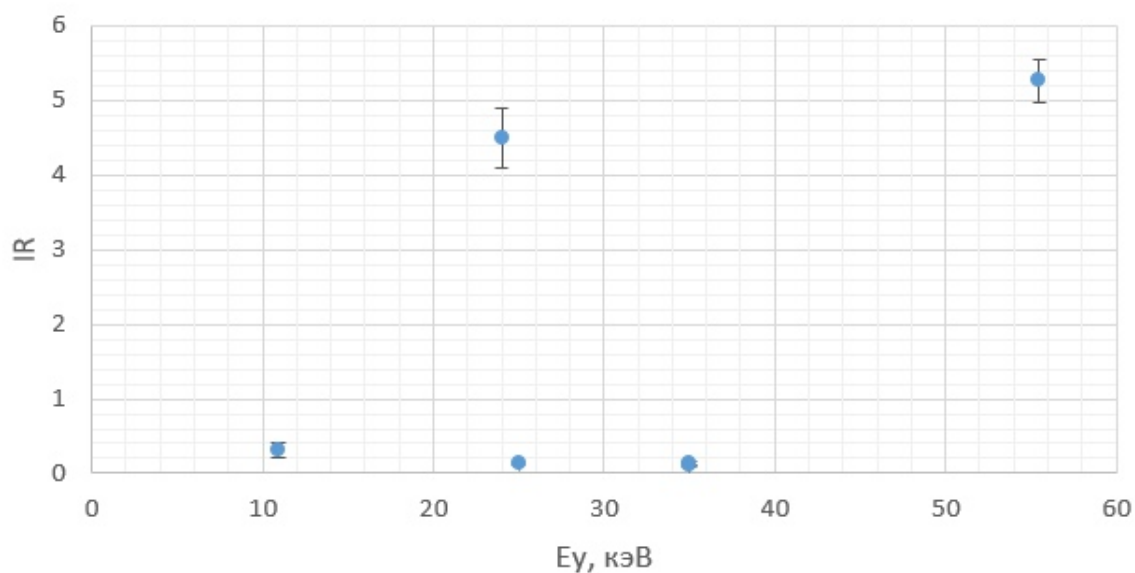


Рис. 8: Зависимость изомерного отношения для реакции $Sn^{120}(\gamma, p)In^{119g.m.}$ от энергии облучения.

Зависимость для ^{121}In IR(E γ)

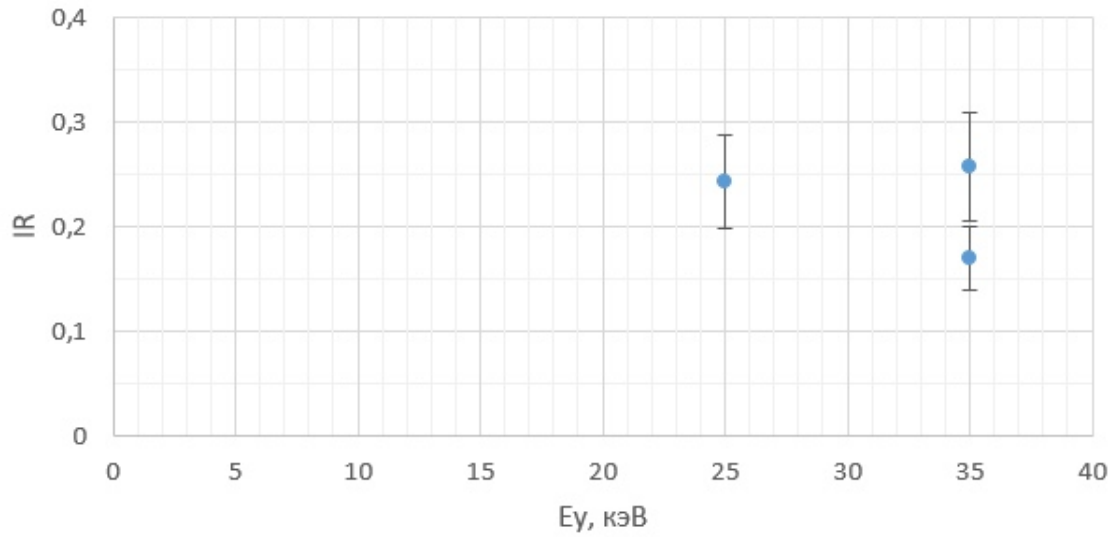


Рис. 9: Зависимость изомерного отношения для реакции $Sn^{122}(\gamma, p)In^{121g.m.}$ от энергии облучения.

Зависимость для ^{123}In IR(E γ)

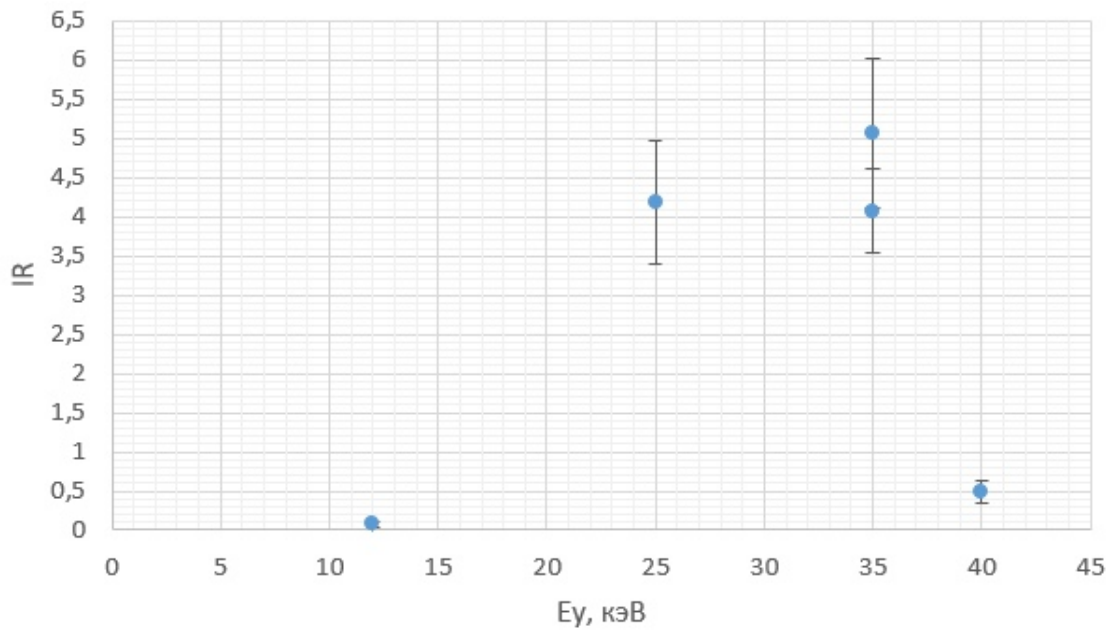


Рис. 10: Зависимость изомерного отношения для реакции $Sn^{124}(\gamma, p)In^{123g.m.}$ от энергии облучения.

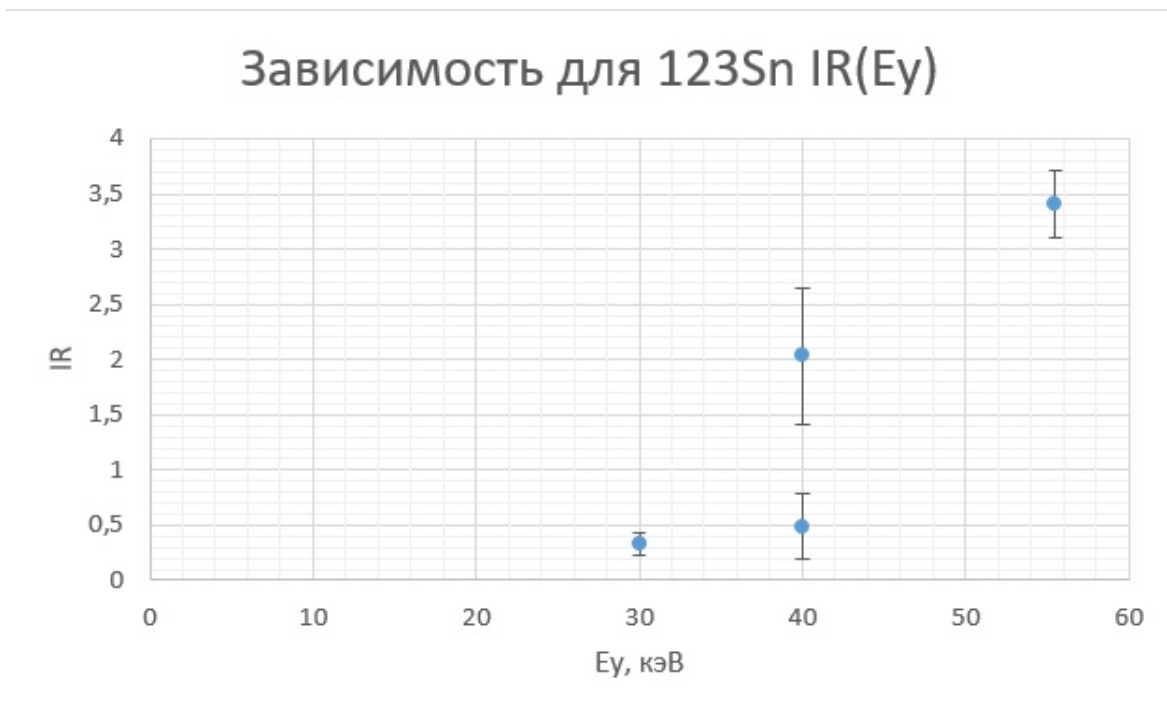


Рис. 11: Зависимость изомерного отношения для реакции $Sn^{124}(\gamma, n)Sn^{123g.m.}$ от энергии облучения.

Для In^{111} наблюдается хорошее согласие результатов с учетом погрешностей измерений, хотя для качественного исследования характера поведения $IR(E_\gamma)$ экспериментальных данных мало. Для In^{113} наблюдается хорошее согласие результатов с учетом погрешностей измерений. Для In^{119} наблюдается плохое согласие результатов с учетом погрешностей измерений. Однако если не брать во внимание результаты работы [13], то данные хорошо соотносятся. Данные отдельно из работы [13] при этом находятся в хорошем согласии между собой. Для In^{121} наблюдается хорошее согласие результатов с учетом погрешностей измерений. Для In^{123} наблюдается плохое согласие результатов с учетом погрешностей измерений. Однако если не брать во внимание результаты работы [13], то данные хорошо соотносятся.

6 Литература

1. Возбуждение изомерных состояний ядер в фотонейтронных реакциях в области гигантского дипольного резонанса, В.М. Мазур, Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2000, том 31, вып. 2;
2. Возбуждение изомерных состояний в фотоядерных реакциях, Ю.П. Гангрский, А.П. Тончев, Н.П. Балабанов, Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1996, том 27, вып. 4;

3. М. Давыдов и др. // Атомная энергия, т. 58, вып. 1, сс. 47–50, 1985;
4. T. D. Thiep et al. // Physics of Particles and Nuclei Letters, vol. 6, №2, pp. 126–133, 2009;
5. Ю. Гангрский и др. // ЯФ, т. 62, вып. 10, сс. 1733–1739, 1999;
6. S. Palvanov, O. Razhabov // Atomic Energy, vol. 87, pp. 533–536, 2000;
7. И. Вишнеvский и др. // Известия РАН, т. 72, вып. 11, сс. 1655–1658, 2008;
8. A. Danagulyan et al. // Physics of Atomic Nuclei, vol. 77, pp. 1313–1320, 2014;
9. О. Бешейко и др. // Известия РАН, т. 69, вып. 5, сс. 663–666, 2005;
10. N. A. Demekhina, A. S. Danagulyan, G. S. Karapetyan // Physics of Atomic Nuclei, vol. 65, №2, pp. 365–370, 2002;
11. Z. Physik A 275, 261-267 (1975), B. Billow, M. Eriksson, G.G. Jonsson, Department of Physics, University of Lund, Lund, Sweden, E. Hagebo, Department of Chemistry, University of Oslo, Oslo, Norway;
12. Hummel, J. P. (1961). Isomer Ratio for the $^{118}\text{Sn}(\gamma, p)$ Reaction. Physical Review, 123(3), 950–953;
13. Numerical Evaluation of Sn Isotope Cross Sections by Photoneutron Activation Method (C. Oprea1), A. Oprea1), A. Mihul2)
14. S. S. Belyshev et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 745, pp. 133–137, 2014.
15. С. С. Бельшев, К. А. Стопани, С. Ю. Трощев, А. С. Курилик, и А. А. Кузнецов // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон., вып. 4, с. 42, 2011.