

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ**

имени М.В. Ломоносова

**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

имени Д.В. Скобельцына

На правах рукописи

Трощев Сергей Юрьевич

ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени кандидата

физико-математических наук

Москва 2011

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействия атомных ядер Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

Научный руководитель

Ишханов Борис Саркисович
доктор физ.-мат. наук,
профессор (НИИЯФ МГУ, Москва)

Официальные оппоненты

Зеленская Наталия Семеновна
доктор физ.-мат. наук,
профессор (НИИЯФ МГУ, Москва)

Малов Леонард Александрович
доктор физ.-мат. наук (ОИЯИ, Дубна)

Ведущая организация

Институт ядерных исследований РАН,
Москва

Защита состоится «___» _____ г. в ___ час. на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д501.001.77 при Московском государственном университете имени М.В.Ломоносова по адресу: 119992, Москва, Ленинские горы, д.1, стр. 5 («19-й корпус НИИЯФ МГУ»), ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИИЯФ МГУ.

Автореферат разослан «___» _____ 2011 г.

Ученый секретарь

совета Д501.001.77,

доктор физ.-мат. наук, профессор

Страхова С. И.

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы

Исследование взаимодействий фотонов с атомными ядрами продолжается несколько десятков лет, но, несмотря на это, многие принципиальные вопросы структуры и динамики атомных ядер остаются открытыми. Процесс возбуждения ДГР и его особенности: изоспиновое расщепление, конфигурационное расщепление, деформационное расщепление – исследованы сравнительно хорошо. Однако в области энергии на спаде ДГР ситуация изучена значительно хуже. Основная причина в том, что в этой области энергии преобладает распад возбужденного состояния ядра с испусканием нескольких нейтронов. Традиционно фотоядерные реакции в области ДГР исследовались в экспериментах с использованием нейтронных детекторов. Из-за низкой эффективности одновременной регистрации нескольких частиц в конечном состоянии фотоядерные реакции при энергии $E_\gamma \geq 20$ МэВ исследованы плохо, практически отсутствуют данные о реакциях с вылетом более двух нейтронов, а измеренные в разных лабораториях сечения реакций с вылетом двух нейтронов часто отличаются в 1.5–2 раза.

В то же время при дальнейшем увеличении энергии фотона $E_\gamma \geq 30$ МэВ его длина волны уменьшается, и он может взаимодействовать не только с ядром как с целым объектом, но и с отдельными коррелированными протон-нейтронными парами. Такой механизм возбуждения ядра называется квазидейтронным.

В настоящей работе изучаются фотоядерные реакции на пучках тормозных фотонов с энергией E_γ до 67.7 МэВ. При таких энергиях происходят реакции с вылетом до 7 нейтронов из ядра, которые позволяют исследовать ядра, удаленные от полосы β -стабильности.

В работе используется методика измерения остаточной активности, позволяющая в одном эксперименте исследовать фотонуклонные реакции различной множественности без прямой регистрации нейтронов, образующихся в реакциях. Благодаря этому измеренные выходы фотонуклонных реакций могут быть использованы для проверки и уточнения сечений фотонуклонных реакций различной множественности. Методика измерения остаточной активности позволяет исследовать фотонуклонные реакции с образованием ядер в изомерных состояниях.

Целью диссертационной работы является

- Усовершенствование методики проведения эксперимента по гамма-активационному анализу.

- Идентификация радиоактивных изотопов, образующихся в образцах естественной смеси изотопов тантала, золота ^{197}Au , естественной смеси изотопов ртути и естественной смеси изотопов свинца под воздействием пучка тормозных фотонов.
- Определение выходов реакций, в которых образуются эти изотопы.
- Расчет выходов фотонуклонных реакций на стабильных изотопах тантала, золота, ртути и свинца с использованием сечений этих реакций, полученных при помощи теоретических моделей и измеренных экспериментально. Сравнение измеренных выходов фотонуклонных реакций с рассчитанными.
- Оценка точности измеренных и рассчитанных сечений на основе измеренных выходов реакций.

Основные результаты, полученные в диссертации, заключаются в следующем:

1. Впервые измерены спектры гамма-квантов распада ядер, образующихся при облучении естественной смеси изотопов Ta тормозным пучком фотонов с максимальной энергией 67.7 МэВ, изотопа ^{197}Au тормозным пучком фотонов с максимальной энергией 29.1 МэВ, естественной смеси изотопов Hg тормозными пучками фотонов с максимальной энергией 19.5 и 29.1 МэВ и естественной смеси изотопов Pb тормозным пучком фотонов с максимальной энергией 67.7 МэВ.
2. На основе измеренных спектров остаточной активности впервые получены выходы
 - фотоядерных реакций $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180\text{g.s.}}\text{Ta}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178\text{g.s.}}\text{Ta}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178\text{m}}\text{Ta}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, 4n)^{177}\text{Ta}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, 5n)^{176}\text{Ta}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, 6n)^{175}\text{Ta}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180\text{m}}\text{Hf}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, pn)^{179\text{m}}\text{Hf}$ на тормозном пучке с максимальной энергией 67.7 МэВ
 - фотоядерных реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196\text{g.s.}}\text{Au}$, $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196\text{m}}\text{Au}$, $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$, $^{197}\text{Au}(\gamma, 3n)^{194}\text{Au}$ на тормозном пучке с максимальной энергией 29.1 МэВ
 - фотоядерных реакций $^{204}\text{Hg}(\gamma, n)^{203}\text{Hg}$, $^{200}\text{Hg}(\gamma, n)^{199\text{m}}\text{Hg}$, $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197\text{g.s.}}\text{Hg}$, $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Hg}$, $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195\text{g.s.}}\text{Hg}$, $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195\text{m}}\text{Hg}$, $^{201}\text{Hg}(\gamma, p)^{200\text{g.s.}}\text{Au}$, $^{200}\text{Hg}(\gamma, p)^{199}\text{Au}$, $^{199}\text{Hg}(\gamma, p)^{198}\text{Au}$ на тормозных пучках с максимальной энергией 19.5 и 29.1 МэВ
 - изотопов $^{204\text{m}}\text{Pb}$, ^{203}Pb , $^{202\text{m}}\text{Pb}$, ^{201}Pb , ^{200}Pb , ^{202}Tl в фотоядерных реакциях на естественной смеси изотопов свинца под действием тормозного пучка с максимальной энергией 67.7 МэВ.
3. На основе измеренных выходов была показана низкая надежность разделения фотонуклонных реакций различной множественности в экспериментах на пучках квазимонохроматических фотонов.

Научная новизна работы заключается в том, что с использованием гамма-активационной методики были впервые измерены выходы 9-ти фотонуклонных реакций на изотопе ^{181}Ta при максимальной энергии тормозного спектра 67.7 МэВ, 4-х фотонуклонных реакций на изотопе ^{197}Au при максимальной энергии тормозного спектра 29.1 МэВ, 9-ти фотонуклонных реакций на изотопах Hg при максимальных энергиях тормозного спектра 19.5 МэВ и 29.1 МэВ, 6-ти продуктов фотонуклонных реакций на естественной смеси изотопов Pb при максимальной энергии тормозного спектра 67.7 МэВ. Впервые наблюдалось образование изомеров в фотонуклонных реакциях $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178\text{m}}\text{Ta}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180\text{m}}\text{Hf}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, pn)^{179\text{m}}\text{Hf}$ и $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195\text{m}}\text{Hg}$.

Практическая ценность работы

- Полученные новые экспериментальные результаты по выходам фотоядерных реакций в области энергии ДГР необходимы для уточнения экспериментальных данных по сечениям фотоядерных реакций в этой энергетической области.
- Полученные новые экспериментальные результаты по выходам многочастичных фотоядерных реакций в области за максимумом ДГР необходимы для выяснения механизма перераспределения энергии в ядре и уточнения моделей, описывающих такие реакции. Подобные экспериментальные данные в настоящее время отсутствуют для большинства ядер.
- Многочастичные фотоядерные реакции под действием интенсивных тормозных пучков с энергией несколько десятков МэВ могут быть использованы для получения и исследования ядер, удаленных от полосы β -стабильности.

Личный вклад автора

В работах по теме диссертации, выполненных с соавторами, автору диссертации принадлежит постановка задачи, обработка результатов экспериментов, расчеты сечений фотонуклонных реакций в программе TALYS, моделирование отдельных этапов эксперимента по гамма-активационной методике, расчет выходов фотонуклонных реакций на основе имеющихся теоретически рассчитанных и экспериментально измеренных сечений таких реакций, сравнение и анализ выходов фотонуклонных реакций, полученных различными способами. Автор принимал участие в планировании и проведении экспериментов по измерению спектров остаточной активности.

Апробация работы

Результаты диссертации докладывались на российских и международных конференциях и научных школах:

- IX Межвузовская школа молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине" (Москва, 2008)
- X Межвузовская школа молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине" (Москва, 2009)
- XI Межвузовская школа молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине" (Москва, 2010)
- XII Межвузовская школа молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине" (Москва, 2011)
- LX Международная конференция «Ядро—2010. Методы ядерной физики для фемто- и нанотехнологий» (LX Совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра) (Санкт-Петербург, 2010)
- LXI Международная конференция «Ядро—2011. Методы ядерной физики для фемто- и нанотехнологий» (LXI Совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра) (Саров, 2011)

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в 10 статьях в российских рецензируемых журналах.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Она содержит 64 рисунка и 25 таблиц. Список цитируемой литературы включает 115 наименований. Общий объем диссертации составляет 104 страницы.

Содержание диссертации

Во вводной главе диссертации даются описание ДГР и его параметров, история открытия и развития представлений об эффекте, особенности фоторасщепления тяжелых ядер и традиционно используемые экспериментальные методы исследования ДГР. Описывается расчет сечений фотонуклонных реакций в программе TALYS и в комбинированной модели. Обоснована актуальность работы, основные цели и задачи исследования, научная новизна и практическая ценность работы, дается краткое содержание диссертации.

Первая глава посвящена методике проведения эксперимента по исследованию фотоядерных реакций на разрезном микротроне RTM-70 [1]. Описывается процесс генерации пучка тормозных фотонов, приводятся расчеты тормозного спектра в GEANT4 [2], обосновывается оптимальность выбранной толщины тормозной мишени. Описываются принципы работы гамма-спектрометра из сверхчистого германия (HpGe) Canberra GC3019, используемого для измерения спектров гамма-квантов остаточной активности, приводятся результаты расчета эффективности регистрации фотонов с энергией до 3 МэВ.

Эксперимент по исследованию фотоядерных реакций в области ДГР проводился по гамма-активационной методике. Схема эксперимента показана на рис. 1. Пучок электронов из разрезного микротрона RTM-70 с энергией E^{\max} попадал на тормозную мишень, в которой генерировалось тормозное гамма-излучение. Сразу за тормозной мишенью (или так близко к ней, как позволял контейнер для образца) располагался образец исследуемого вещества.

Под действием тормозных гамма-квантов в ядрах образца возбуждался ДГР, распад которого сопровождался испусканием одного или нескольких нуклонов.

В результате распада ДГР и вылета нуклонов из ядер образца в образце образовывались химические элементы и изотопы, которых изначально в нем не было, в частности, в результате некоторых реакций образовывались радиоактивные изотопы.

Во всех проведенных экспериментах в результате фотонуклонных реакций образовывались ядра, распадающиеся по каналу бета-распада. При распаде таких ядер дочернее ядро, как правило, с различной вероятностью может образовываться в основном и различных возбужденных состояниях. Возбуждение дочернего ядра снимается посредством переходов между возбужденными состояниями с испусканием гамма-квантов. Спектры гамма-квантов, рождающихся при бета-распадах ядер вблизи долины стабильности, уникальны для каждого изотопа и хорошо исследованы [3]. Пример образования и распада радиоактивного изотопа ^{197}Hg с испусканием гамма-квантов с энергиями 77, 191 и 268 кэВ в результате фотонуклонной реакции $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197}\text{Hg}$ приведен на рис. 2.

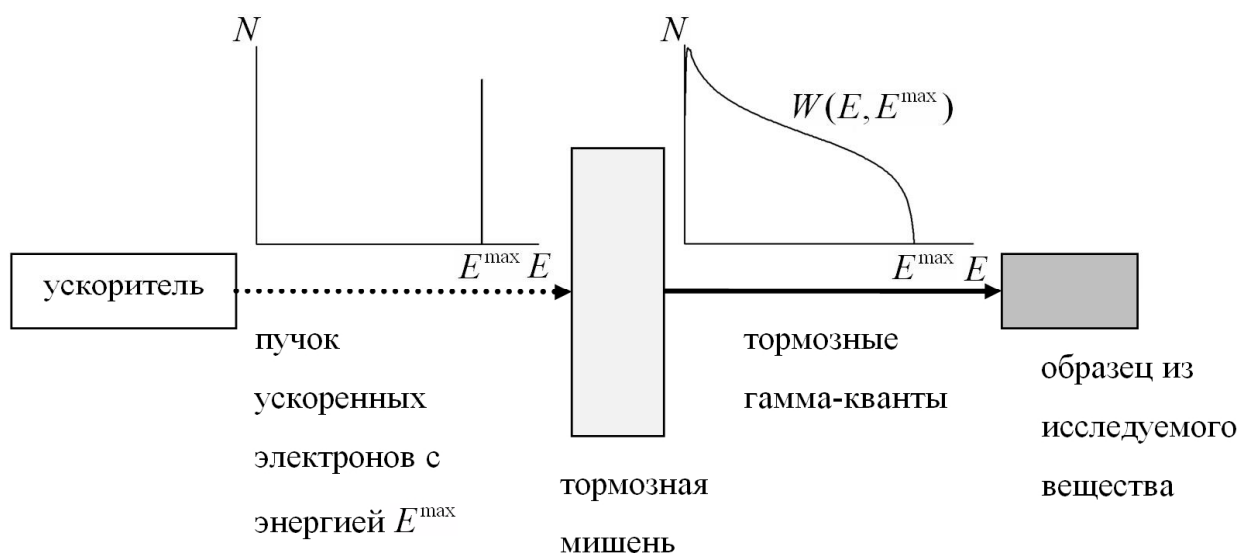


Рис. 1. Схема эксперимента на пучке тормозных гамма-квантов. На рисунке изображены спектры электронов на выходе из ускорителя и тормозных гамма-квантов.

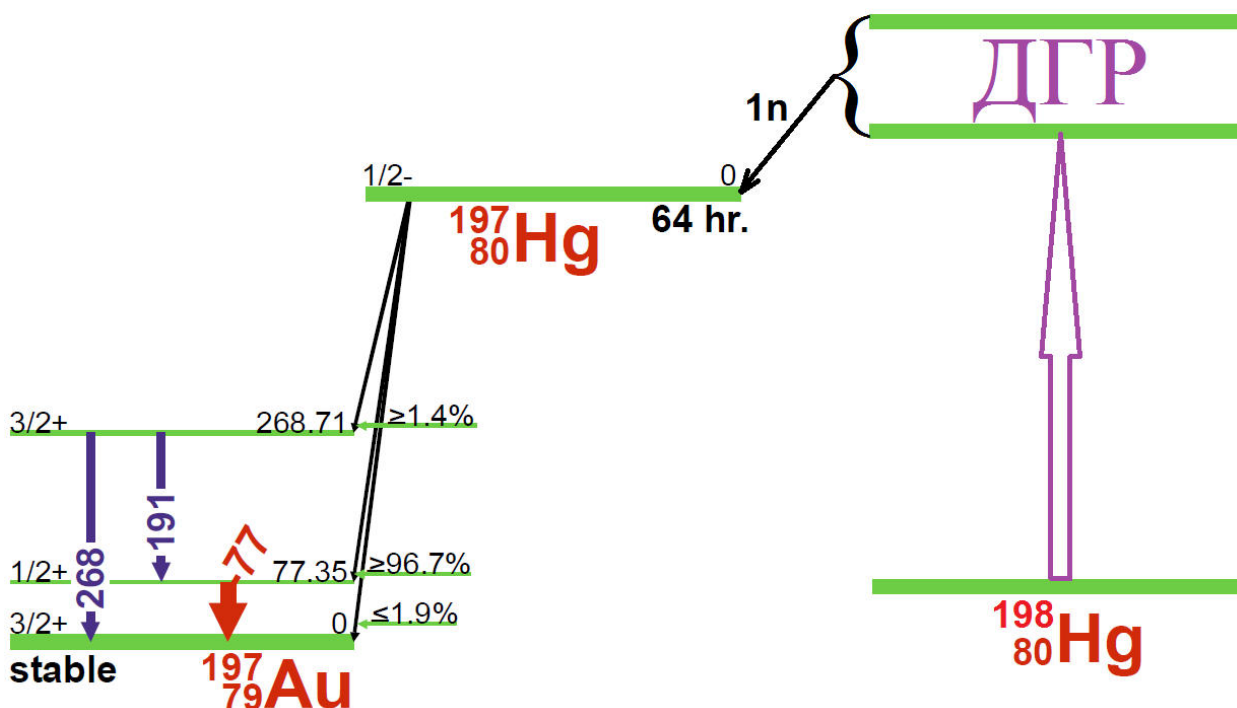


Рис. 2. Образование и распад радиоактивного изотопа ^{197}Hg в реакции $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197}\text{Hg}$.

После облучения спектр наведенной активности образца измерялся детектором из сверхчистого германия Canberra GC3019. В измеренном спектре выделялись максимумы, образующиеся при регистрации гамма-квантов наведенной активности. Идентификация максимумов проводилась по их энергии и по скорости их уменьшения в спектрах остаточной активности. Пример измеренного спектра с указанием максимумов, соответствующих распаду образовавшегося в ходе фотонуклонной реакции изотопа, приведен на рис. 3.

Одним из важнейших параметров эксперимента является эффективность детектора по пику полного поглощения (в дальнейшем просто эффективность детектора) – это

отношение количества гамма-квантов с энергией E_γ , зарегистрированных детектором в пике полного поглощения ($n_{\text{погл}}(E_\gamma)$), к количеству гамма-квантов, образовавшихся в образце ($n_{\text{ист}}(E_\gamma)$).

$$\varepsilon(E_\gamma) = \frac{n_{\text{погл}}(E_\gamma)}{n_{\text{ист}}(E_\gamma)}$$

Эффективность детектора зависит от устройства детектора, от положения образца относительно детектора и от того, какая часть гамма-квантов, образовавшихся в образце, поглощается внутри образца (самопоглощение). Расчет эффективности детектора представлен в соответствующем разделе.

Активационный эксперимент делится на три временных интервала:

- 1) облучение мишени, $0-t_1$;
- 2) перенос облученной мишени к детектору гамма-квантов, t_1-t_2 ;
- 3) счёт детектором гамма-активности облученной мишени, t_2-t_3 .

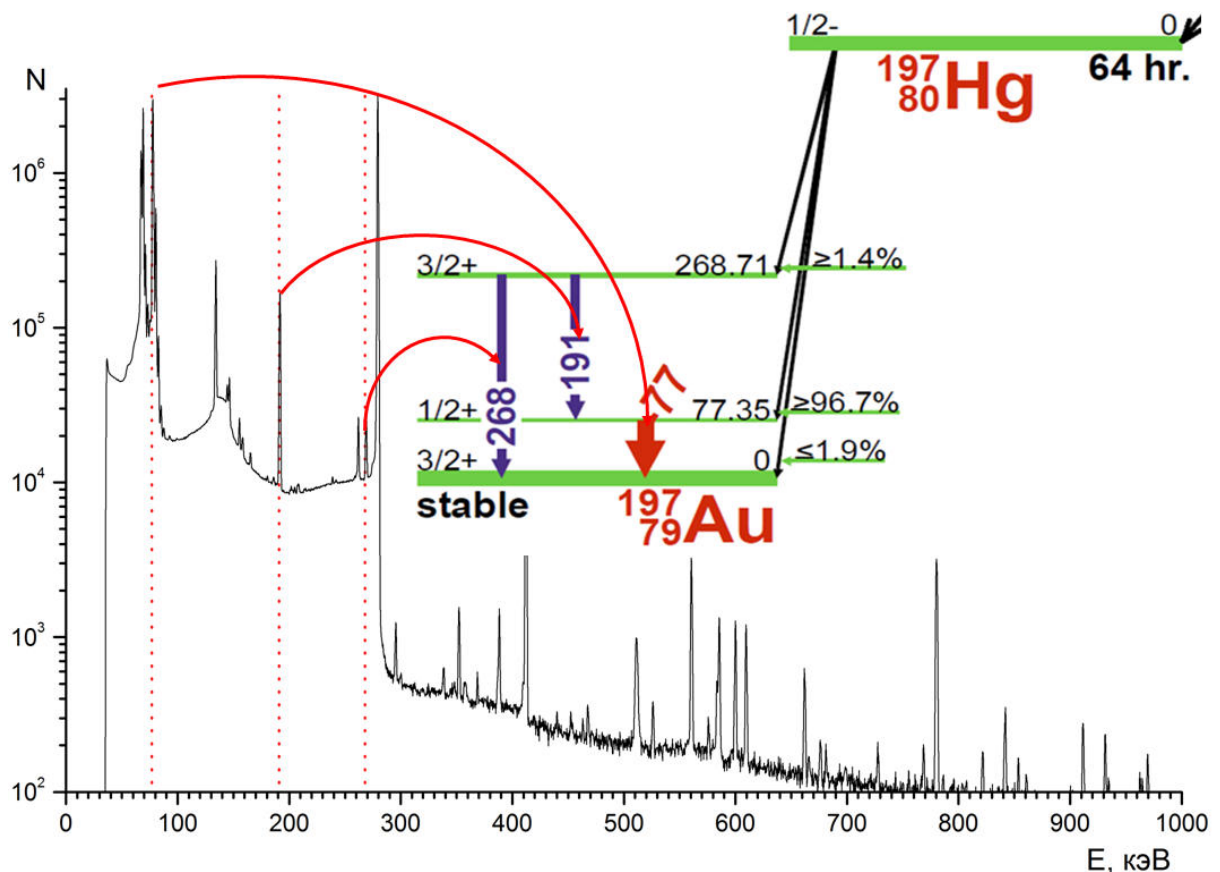


Рис. 3. Измеренный спектр остаточной активности образца естественной смеси изотопов Hg. Вертикальными пунктирными линиями обозначены максимумы в спектре, соответствующие бета-распаду радиоактивного изотопа ^{197}Hg , образовавшегося в реакции $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197}\text{Hg}$.

Часть образовавшихся в результате фотонуклонных реакций радиоактивных ядер, имеющих период полураспада $T_{1/2}$, успевает распасться в процессе облучения. Изменение количества ядер во время облучения описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{dN}{dt} = Y(E^{\max}) - \lambda N,$$

где $Y(E^{\max})$ [1/сек] – выход реакции, связанный со спектром падающих на образец тормозных фотонов $W(E, E^{\max}) = \frac{dN_{\gamma}(E)}{dE}$ [1/МэВ] и сечением реакции $\sigma(E)$ [мбн]

соотношением

$$Y(E^{\max}) = k \int_0^{E^{\max}} \sigma(E) W(E, E^{\max}) dE,$$

$k = \frac{\rho d N_A I n}{A e}$ [1/мбн/сек] – коэффициент, характеризующий массу и размер образца и ток ускорителя. Здесь ρ [грамм/см³] – плотность образца, d [мм] – толщина образца, N_A [1/моль] – число Авогадро, A [грамм/моль] – массовое число, I [Ампер] – ток ускорителя, e – заряд электрона [Кл], n [1] – доля исходных ядер реакции среди всех ядер образца.

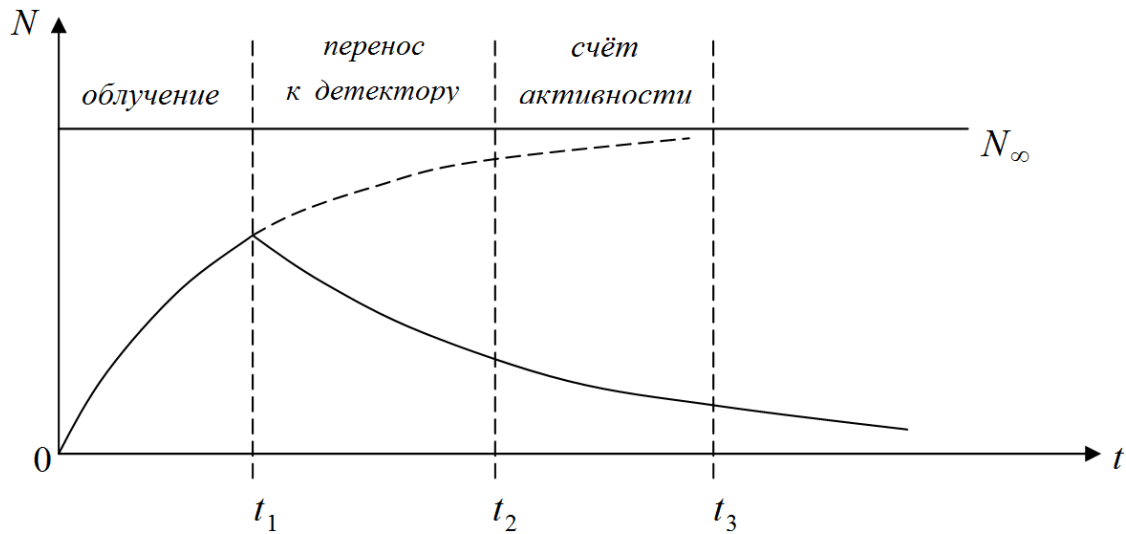


Рис. 4. Временная диаграмма облучения образца и измерения спектров остаточной активности.

К концу облучения (t_1) мишень содержит $N(t_1)$ конечных ядер реакции:

$$N(t_1) = N_{\infty} (1 - e^{-\lambda t_1}),$$

где $N_{\infty} = Y(E^{\max})/\lambda$ – активация насыщения, а $\lambda = \ln 2/T_{1/2}$ – постоянная распада радиоактивного ядра.

За время счёта детектором гамма-квантов, испускаемых облученной мишенью, в ней происходит распад $N(t_2) - N(t_3)$ конечных ядер. При этом

$$N(t_2) - N(t_3) = \frac{Y(E^{\max})}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_m}),$$

где $t_i = t_1$ – время облучения мишени, $t_d = (t_2 - t_1)$ – время между концом облучения и началом измерения активности и $t_m = (t_3 - t_2)$ – время измерения активности мишени детектором. Искомый выход реакции, отнесенный к одному ядру облучаемой мишени, определяется соотношением

$$Y(E^{\max}) = \frac{\lambda A}{nI\varepsilon(1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_m})},$$

где λ – постоянная распада образующегося в результате реакции изотопа, n – доля исходных ядер в образце ε – эффективность регистрации германиевым детектором соответствующей гамма-линии в спектре остаточной активности образовавшихся изотопов, A – количество отсчетов детектора, соответствующих выбранной гамма-линии спектра остаточной активности образца, I – интенсивность линий в спектре гамма-квантов дочерних ядер, образующихся при бета-распадах продуктов реакций. При расчетах использовались интенсивности гамма-переходов [4], полученные при помощи интерфейса [3].

Пороговая энергия фотоядерной реакции для большинства стабильных ядер составляет около 8 МэВ, но встречаются изотопы, для которых порог реакции снижается до 3–5 МэВ. Однако, т.к. спектр тормозных гамма-квантов является функцией, спадающей к высоким энергиям при любой толщине тормозной мишени H , количество гамма-квантов в области энергии до 10 МэВ превышает число гамма-квантов в области 10–30 МэВ. Поэтому в качестве критерия выбора толщины мишени H проводилась оптимизация количества гамма-квантов с энергией $10 \text{ МэВ} < E < 30 \text{ МэВ}$, попадающих на образец из исследуемого вещества.

Для исследования влияния толщины тормозной мишени на спектр тормозных гамма-квантов было проведено численное моделирование фотоядерного эксперимента при помощи пакета библиотек GEANT4. Пучок электронов с энергией 30 МэВ падал на тормозную мишень из вольфрама, толщина которой варьировалась от 0.01 мм до 4 мм. Образец из исследуемого вещества в форме цилиндра диаметром 10 см располагался непосредственно за тормозной мишенью. Рассчитывалось количество попавших на образец из исследуемого вещества гамма-квантов в различных энергетических диапазонах.

Оптимальным является выбор толщины тормозной мишени равной $H = 2.5$ мм. При толщине тормозной мишени больше 2.5 мм наблюдается уменьшение числа гамма-квантов с энергией 20–30 МэВ, что влияет на точность определения сечений фотоядерных реакций в области за максимумом гигантского резонанса, представляющих особый интерес при исследовании распадных характеристик ДГР.

При выборе толщины $H = 2.5$ мм в тормозной мишени не происходит полного поглощения электронов. Часть высокоэнергетических электронов из ускорителя проходит сквозь тормозную мишень и попадает на образец из исследуемого вещества, что искажает результаты эксперимента, так как может привести к образованию тормозных гамма-квантов непосредственно в образце из исследуемого вещества (особенно в ядрах с большим зарядом ядра Z), что приводит к систематическим ошибкам измеренных в выходах фотонуклонных реакций.

Для того чтобы уменьшить число электронов, попадающих на образец из исследуемого вещества, без значительного ослабления интенсивности пучка тормозных гамма-квантов с энергией больше 10 МэВ, исследовалась мишень, состоящая из двух слоев: вольфрамовой пластинки толщиной 2.5 мм и поглотителя электронов из вещества с малым зарядом ядра Z , расположенного между вольфрамовым слоем и образцом из исследуемого вещества. Поглотитель не только поглощает электроны, но и ослабляет пучок гамма-квантов, попадающий на образец из исследуемого вещества. Требование малости заряда Z вытекает из необходимости сохранять интенсивность пучка гамма-квантов. Материалом для поглотителя может служить алюминий ($Z = 13$) или углерод ($Z = 6$). Такой поглотитель может в несколько раз ослабить пучок электронов, практически не влияя на величину интенсивности пучка тормозных гамма-квантов.

Оптимальным для ослабления электронного пучка является использование алюминиевого поглотителя толщиной 3 см или графитового поглотителя толщиной 4 см. При таком выборе поглотителей пучок электронов с энергией больше 10 МэВ ослабляется более чем на 98%. Пучок гамма-квантов при этом ослабляется всего на 17%.

Так как в нашей работе использовались сравнительно тонкие образцы, поглощение электронного пучка не требовалось, и была использована однослойная тормозная мишень из вольфрама толщиной 2.5 мм. На рис. 5 изображены рассчитанные при помощи GEANT4 использованные в наших расчетах тормозные спектры, соответствующие различной энергии электронов E^{\max} : 19.5, 29.1 и 67.7 МэВ.

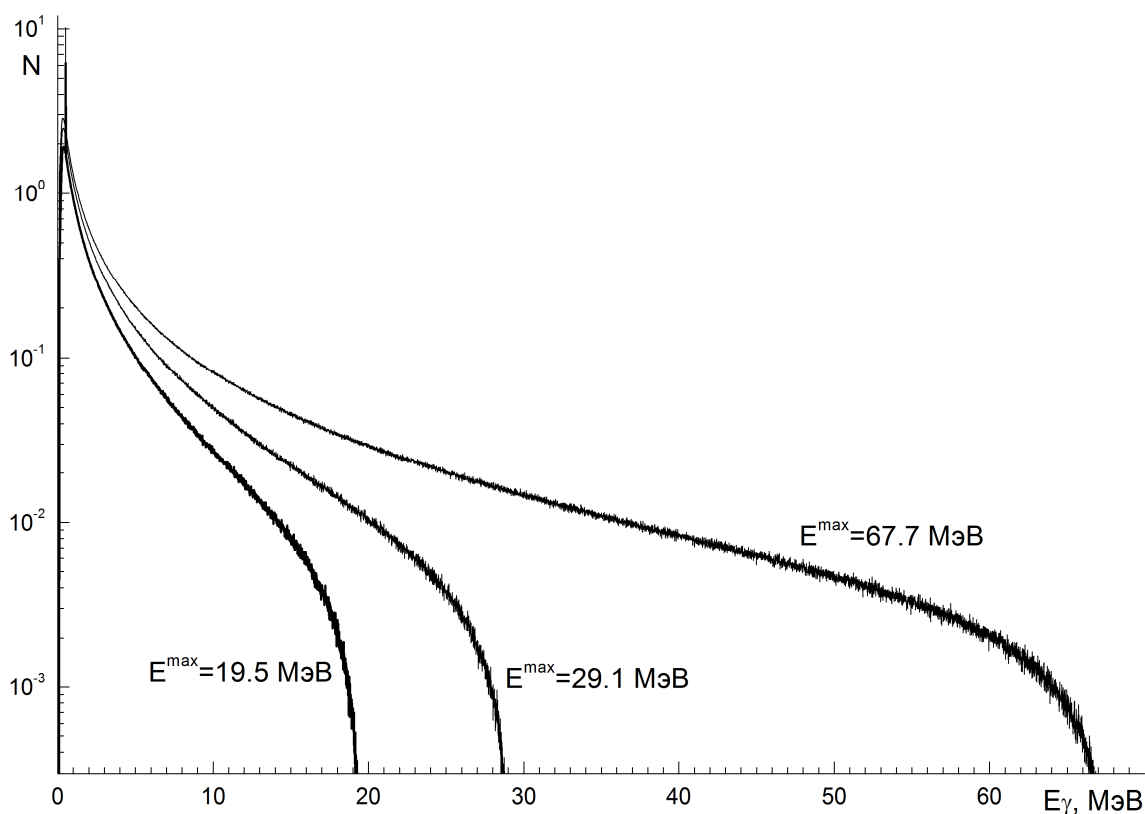


Рис. 5. Рассчитанные в GEANT4 спектры тормозных гамма-квантов при толщине вольфрамовой тормозной мишени 2.5 мм, соответствующие различной энергии электронов: 19.5, 29.1 и 67.7 МэВ.

Для исследования эффективности регистрации гамма-квантов с энергиями E_γ до 3 МэВ были проведены численные эксперименты для модели HpGe-детектора Canberra GC3019 [5], использованного для измерения остаточной активности облученных образцов. Во всех расчетах направления вылета гамма-квантов из источника были равномерно распределены по телесному углу 4π . Вся система находилась в воздушной среде.

Спектры гамма-квантов, зарегистрированных HpGe-детектором, рассчитывались с помощью пакета библиотек для C++ GEANT4 [2]. Результаты расчета измеренных детектором спектров для ряда энергий монохроматических потоков гамма-квантов, падающих на детектор, ($E_\gamma = 0.5; 1.0; 1.5; 2.0; 2.5; 3.0$ МэВ) показаны на рис. 6.

Из рис. 6 видно, что при энергии фотонов 0.5 МэВ и 1.0 МэВ наблюдаемый спектр состоит из пика полного поглощения и комптоновской подложки. При энергиях 1.5 МэВ и выше кроме пика полного поглощения и комптоновской подложки наблюдаются пик одиночного и пик двойного вылета, а также пик при энергии 0.511 МэВ, обусловленный рождением электрон-позитронных пар с последующей аннигиляцией позитрона в воздухе и в корпусе детектора.

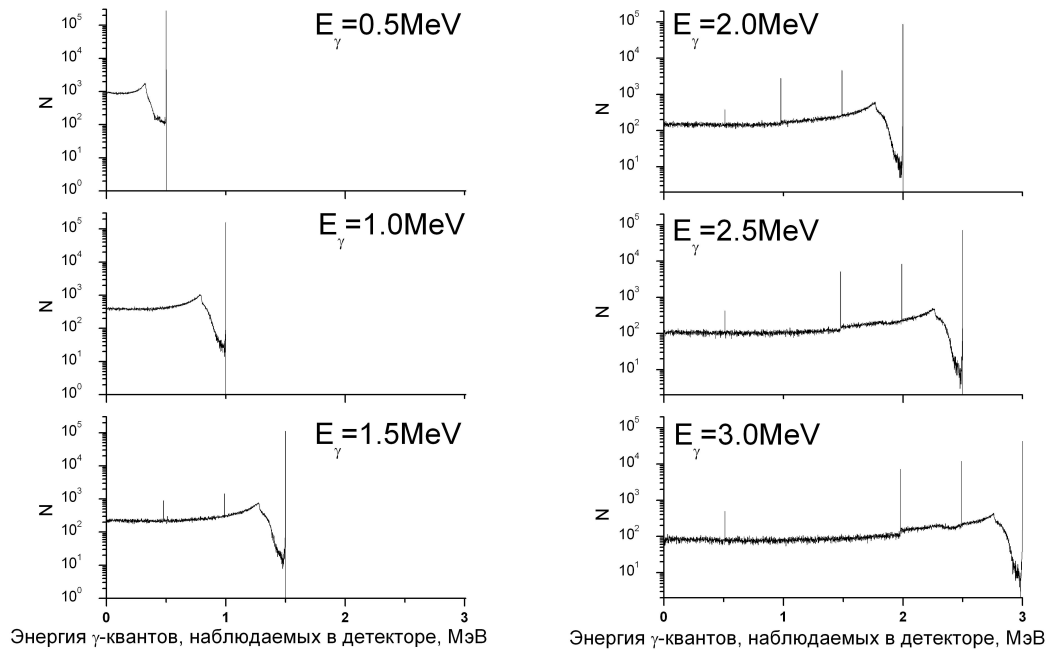


Рис. 6. Отклик детектора при регистрации гамма-квантов с энергией 0.5–3 МэВ. В расчете источник гамма-квантов находился на расстоянии 5 мм от детектора.

На рис. 7 в качестве примера изображена зависимость эффективности регистрации детектором гамма-квантов от энергии гамма-кванта E_γ .

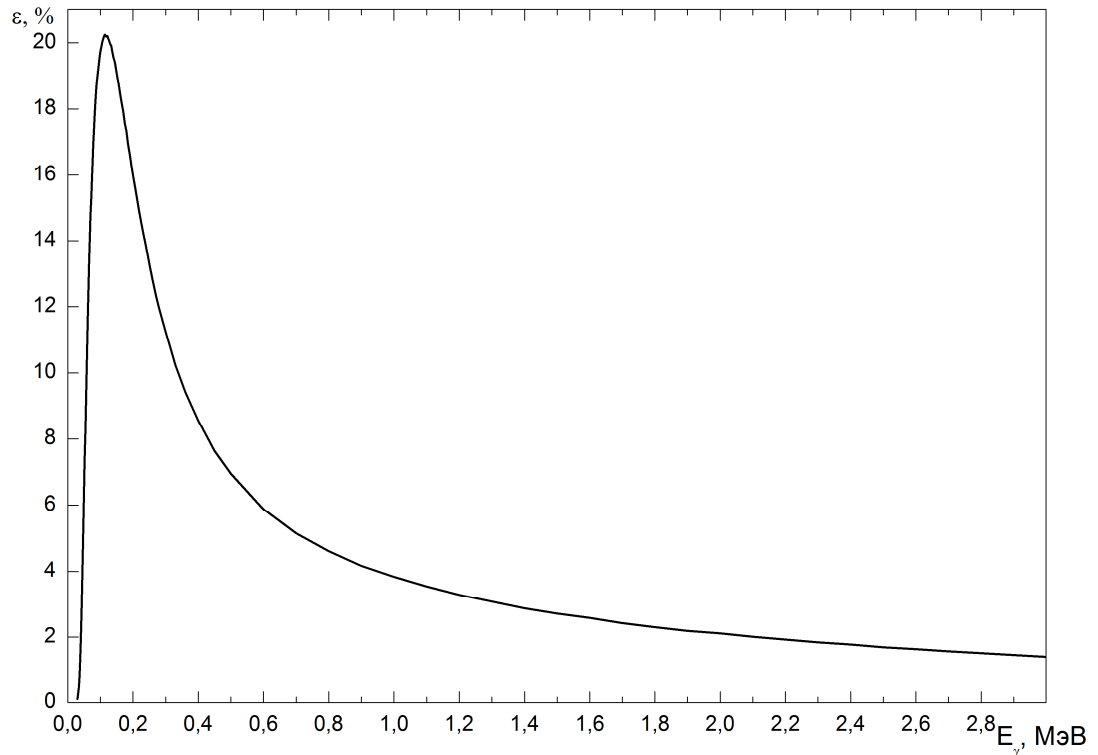


Рис. 7. Зависимость эффективности регистрации детектором гамма-квантов от энергии падающих на детектор гамма-квантов.

Для каждого из образцов было проведено моделирование GEANT4 и была рассчитана эффективность регистрации гамма-квантов с учетом самопоглощения в образце.

Для нахождения выходов фотонуклонных реакций в активационном эксперименте необходимо знать количество отсчетов детектора, соответствующих выбранной гамма-линии спектра остаточной активности образца. Определение количества отсчетов детектора проводилось при помощи программы [6], которая осуществляет поиск локальных максимумов в спектре, после чего для каждого из них используется алгоритм фитирования функцией гаусса и определяется положение ее максимума, величина в максимуме, ширина на половине высоты и площадь, равная числу отсчетов детектора, соответствующих выбранной гамма-линии. В тех случаях, когда алгоритм [6] не давал удовлетворительного результата (в первую очередь, из-за малой величины максимума и из-за наложенных друг на друга максимумов), использовалась программа PeakFit [7] и положения максимумов указывались вручную.

Во второй главе приведены результаты выполненных экспериментов по измерению выходов фотонуклонных реакций различной множественности на естественной смеси изотопов Ta, на изотопе ^{197}Au , на естественной смеси изотопов Hg и на естественной смеси изотопов Pb. Указаны основные параметры каждого из облучений, представлены измеренные спектры остаточной активности облученных образцов. Все выходы нормировались на выходы соответствующих реакций: на изотопе ^{181}Ta на выход реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180\text{g.s.}}\text{Ta}$, на изотопе ^{197}Au на выход реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$, на изотопах ртути на выход реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195}\text{Hg}$, на изотопах свинца на выход изотопа ^{203}Pb . Измеренные выходы фотонуклонных реакций приведены в табл. 1–4.

Табл. 1. Нормированные выходы фотонуклонных реакций на ядре ^{181}Ta . Указаны спины и четности продуктов реакций J_f^P . Спин-четность ^{181}Ta $J_i^P = 7/2^+$

Реакция	J_f^P	Выход Y						
		Облучение 1	Облучение 2	КМ [8]	TALYS [20]	[9]	[10]	[11]
$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180\text{g.s.}}\text{Ta}$	1^+	1	1	1	0.93	1	1	1
$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180\text{m}}\text{Ta}$	9^-				0.07			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$	$7/2^+$	0.34 ± 0.07		0.29	0.32	0.42	0.24	0.37
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178\text{g.s.}}\text{Ta}$	1^+	$(1.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$	$(2.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$	$2.4 \cdot 10^{-2}$	$2.7 \cdot 10^{-2}$		$2 \cdot 10^{-2}$	
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178\text{m}}\text{Ta}$	(7^-)	$(5 \pm 1) \cdot 10^{-3}$	$(5 \pm 1) \cdot 10^{-3}$					
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 4n)^{177}\text{Ta}$	$7/2^+$	$(1.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	$(1.8 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 5n)^{176}\text{Ta}$	$(1)^-$	$(5 \pm 1) \cdot 10^{-3}$	$(5 \pm 1) \cdot 10^{-3}$	$3.7 \cdot 10^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 6n)^{175}\text{Ta}$	$7/2^+$	$(1.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$(1.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 7n)^{174}\text{Ta}$	3^+			$6 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-5}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180\text{g.s.}}\text{Hf}$	0^+			$7 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180\text{m}}\text{Hf}$	8^-	$(5 \pm 1) \cdot 10^{-4}$	$(5 \pm 1) \cdot 10^{-4}$		$3 \cdot 10^{-5}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, pn)^{179\text{g.s.}}\text{Hf}$	$9/2^+$			$5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, pn)^{179\text{m}}\text{Hf}$	$25/2^-$	$(4 \pm 3) \cdot 10^{-5}$						

Табл. 2. Относительные выходы фотонейтронных реакций на ^{197}Au .

Реакция	$(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$	$(\gamma, 3n)^{194}\text{Au}$	$(\gamma, 1n)^{196m2}\text{Au}$
Выход реакции			
наст. раб.	0.17 ± 0.03	$(1.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$	$(5 \pm 1) \cdot 10^{-4}$
теор. [8]	0.15	$2.0 \cdot 10^{-3}$	
эксп. [12]	0.12	$1.2 \cdot 10^{-3}$	
оцен. [13]	0.16	$1.1 \cdot 10^{-3}$	
эксп. [14]	0.18		
оцен. [13]	0.18		
оцен. [13]	0.14	$1.4 \cdot 10^{-3}$	
эксп. [15, 16]			$5.0 \cdot 10^{-4}$
теор. [17]			$5 \cdot 10^{-4}$
эксп. [17]			$6 \cdot 10^{-4}$
эксп. [18]			$5.3 \cdot 10^{-4}$
эксп. [19]			$6.5 \cdot 10^{-4}$

Табл. 3. Измеренные и рассчитанные в рамках модели [8] выходы фотоядерных реакций на стабильных изотопах Hg. Все выходы нормированы на выход реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195}\text{Hg}$.

Начальное ядро	Реакция	Конечное ядро	Спин, четность J^π		Выход реакции					
			Начальное ядро	Конечное ядро	Эксперимент		Расчет [8]			
					Осн. сост.	Изомер. сост.	$E^{\max} = 19.5$ МэВ	$E^{\max} = 29.1$ МэВ	$E^{\max} = 19.5$ МэВ	$E^{\max} = 29.1$ МэВ
^{204}Hg	(γ, n)	^{203}Hg	0^+	$5/2^-$			1.22 ± 0.24	1.16 ± 0.23	1.05	0.99
^{200}Hg	(γ, n)	^{199}Hg	0^+	$1/2^-$					1.06	1.10
		^{199m}Hg			$13/2^+$	0.087 ± 0.018	0.085 ± 0.017			
^{198}Hg	(γ, n)	^{197}Hg	0^+	$1/2^-$			1.26 ± 0.26	1.27 ± 0.29	1.02	1.01
		^{197m}Hg			$13/2^+$	0.10 ± 0.02	0.15 ± 0.03			
^{196}Hg	(γ, n)	^{195}Hg	0^+	$1/2^-$			0.90 ± 0.17	0.88 ± 0.20	1	1
		^{195m}Hg			$13/2^+$	0.10 ± 0.03	0.12 ± 0.03			
^{202}Hg	(γ, p)	^{201}Au	0^+	$3/2^+$			$< 10^{-4}$	$(1.4 \pm 0.7)10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-4}$
^{201}Hg	(γ, p)	^{200}Au	$3/2^-$	$1(\cdot)$			$(2.3 \pm 0.6)10^{-4}$	$(2.4 \pm 0.5)10^{-3}$	$0.7 \cdot 10^{-4}$	$8.4 \cdot 10^{-4}$
		^{200m}Au			12^-	$< 4 \cdot 10^{-6}$	$< 10^{-5}$			
^{200}Hg	(γ, p)	^{199}Au	0^+	$3/2^+$			$(4.6 \pm 1)10^{-4}$	$(2.8 \pm 0.6)10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
^{199}Hg	(γ, p)	^{198}Au	$1/2^-$	2^-			$(3.9 \pm 0.8)10^{-4}$	$(2.7 \pm 0.5)10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$
		^{198m}Au			(12^-)	$< 1 \cdot 10^{-6}$	$< 10^{-5}$			
^{198}Hg	$(\gamma, n + p)$	^{196}Au	0^+	2^-			$< 2 \cdot 10^{-6}$	$(6 \pm 2)10^{-5}$	10^{-9}	$7 \cdot 10^{-4}$

Табл. 4. Измеренные и рассчитанные [8] суммарные выходы продуктов фотонуклонных реакций на естественной смеси изотопов Рb. Выходы нормированы на выход изотопа ^{203}Pb . Указано разделение каналов образования конечных изотопов f в результате фотонуклонных реакций на различных начальных изотопах, основанное на расчете в рамках комбинированной модели [8].

Изотоп f , образующийся в результате фотонуклонных реакций	Суммарный выход Y_f , эксп.	Суммарный выход Y_f [8]	Доля полного выхода, обусловленная реакцией на начальном стабильном изотопе			
			^{204}Pb	^{206}Pb	^{207}Pb	^{208}Pb
^{203}Pb	1	1	0.68	0.19	0.07	0.05
^{201}Pb	$(3.9 \pm 0.8) \cdot 10^{-2}$	$3.9 \cdot 10^{-2}$	0.264	0.658	0.076	0.002
^{200}Pb	$(7.9 \pm 1.6) \cdot 10^{-3}$	$9.2 \cdot 10^{-3}$	0.535	0.458	0.007	<0.001
^{202}Tl	$(1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$	$0.57 \cdot 10^{-2}$	0.279	0.623	0.094	0.004
$^{202\text{m}}\text{Pb}$	$(6.9 \pm 1.4) \cdot 10^{-3}$					
$^{204\text{m}}\text{Pb}$	$(3.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$					

В третьей главе обсуждаются результаты эксперимента. Проводится сравнение всех полученных данных друг с другом, с теоретическими расчетами и с экспериментальными данными других работ для уточнения особенностей фоторасщепления тяжелых ядер.

Экспериментальное исследование фотонуклонных реакций на изотопах ртути позволило сравнить выходы реакции (γ, n) на соседних изотопах. Согласно комбинированной модели, сечения реакций (γ, sn) и (γ, n) в области ДГР практически не отличаются на соседних изотопах Hg, поэтому рассчитанные выходы совпадают с точностью 10%. Однако измеренные выходы реакций (γ, n) на изотопах $^{196}, ^{198}, ^{204}\text{Hg}$ равняются соответственно 1, 1.36 и 1.22 для $E^{\text{max}} = 19.5$ МэВ и 1, 1.42 и 1.16 для $E^{\text{max}} = 29.1$ МэВ (см. табл. 3). Отклонение от рассчитанных на основе комбинированной модели выходов превышает величину погрешности эксперимента. Это отклонение может быть объяснено неточностью в описании сечения реакции (γ, n) в области от порога реакции до максимума ДГР в комбинированной модели. За счет того, что в тормозных пучках с максимальными энергиями $E^{\text{max}} = 19.5$ МэВ и $E^{\text{max}} = 29.1$ МэВ фотонов с энергиями ~ 10 МэВ в 2–5 раз больше, чем фотонов с энергиями ~ 15 МэВ, даже малое отклонение в определении сечения реакции в этой энергетической области может приводить к значительным ошибкам в рассчитанном выходе.

Как указывалось во введении, нередко сечения реакций $(\gamma, 2n)$ на одних и тех же ядрах, измеренные в разных экспериментах на пучках квазимонохроматических фотонов, отличаются друг от друга на 30% и более. Проведенные в настоящей работе эксперименты по измерению выходов фотонуклонных реакций различной множественности на изотопах ^{181}Ta и ^{197}Au позволяют косвенным образом оценить правильность измерения сечений этих реакций. В обоих случаях выходы, рассчитанные на основе сечений, измеренных в

лаборатории в Ливерморе, оказываются больше, чем выходы, рассчитанные на основе сечений, измеренных в лаборатории в Саклэ. Аналогичная ситуация наблюдается практически на всех ядрах, для которых такое сравнение возможно [11].

Измеренные в настоящей работе значения выходов реакций $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)$ и $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)$ лежат между значениями выходов, рассчитанными на основе данных Саклэ и Ливермора. В случае реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)$ измеренный выход равен 0.17 и практически точно подтверждает данные Ливермора (0.18). Измеренный выход реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)$ равен 0.34 и отличается от данных Ливермора (0.42) и Саклэ (0.24) приблизительно на 30%. В работе [11] проведена оценка экспериментально измеренных сечений фотонуклонных реакций на ядре ^{181}Ta . Выход, рассчитанный на основе оцененных данных, равен 0.29, что в пределах погрешности соответствует измеренному выходу. Таким образом, эксперимент по измерению остаточной активности косвенно подтверждает оценку [11].

Измеренные выходы реакций $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)$ (0.018) и $^{197}\text{Au}(\gamma, 3n)$ (0.0013) в пределах погрешности совпадают с выходами, рассчитанными на основе данных Саклэ (0.02 и 0.0012 соответственно). Сечения реакции $(\gamma, 3n)$ для исследуемых в настоящей работе ядер не были измерены в Ливерморе.

В настоящей работе наблюдалось образование одновременно основных и изомерных состояний ядер в четырех фотонуклонных реакциях: $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)$, $^{197}\text{Au}(\gamma, n)$, $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)$, $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)$. Спины и четности начальных и конечных ядер J_i^P и J_f^P , а также выходы соответствующих реакций и изомерные отношения (отношение выхода продукта реакции в изомерном состоянии к выходу его в основном состоянии) приведены в табл. 5.

Данные в табл. 5 полностью подтверждают сильную связь между спинами начального ядра и образующегося изомера и вероятностью образования этого изомера. При больших значениях разности спинов вероятность образования изомера в реакции сразу после вылета нейтронов чрезвычайно мала, так как из-за центробежного барьера нейтрон, как правило, уносит из ядра сравнительно небольшой орбитальный момент. Поэтому в таком случае изомер образуется главным образом в результате каскадов гамма-переходов из высоко лежащих возбужденных состояний ядра-продукта, образующихся сразу после фотонейтронной реакции.

Табл. 5. Выходы основных и изомерных состояний в фотонуклонных реакциях на тяжелых ядрах.

Начальное ядро	Реакция	E^{\max} , МэВ	Конечное ядро	J_i^P	J_f^P	Выход	Изомерное отношение
^{181}Ta	$(\gamma, 3n)$	67.7	$^{178\text{g.s.}}\text{Ta}$	$7/2^+$	1^+	0.018	0.28
			$^{178\text{m}}\text{Ta}$		7^-	0.005	
^{197}Au	(γ, n)	29.1	$^{196\text{g.s.}}\text{Au}$	$3/2^+$	2^-	≈ 1	0.0005
			$^{196\text{m}}\text{Au}$		12^-	0.0005	
^{198}Hg	(γ, n)	19.5	$^{197\text{g.s.}}\text{Hg}$	0^+	$1/2^-$	1.26	0.08
			$^{197\text{m}}\text{Hg}$		$13/2^+$	0.1	
^{196}Hg	(γ, n)	19.5	$^{195\text{g.s.}}\text{Hg}$	0^+	$1/2^-$	0.9	0.11
			$^{195\text{m}}\text{Hg}$		$13/2^+$	0.1	
^{198}Hg	(γ, n)	29.1	$^{197\text{g.s.}}\text{Hg}$	0^+	$1/2^-$	1.27	0.12
			$^{197\text{m}}\text{Hg}$		$13/2^+$	0.15	
^{196}Hg	(γ, n)	29.1	$^{195\text{g.s.}}\text{Hg}$	0^+	$1/2^-$	0.88	0.14
			$^{195\text{m}}\text{Hg}$		$13/2^+$	0.12	

Сравнение выходов изомеров $^{197\text{m}}\text{Hg}$ и $^{195\text{m}}\text{Hg}$ в фотонуклонных реакциях на изотопах ртути при различной максимальной энергии тормозного спектра E^{\max} , а также табл. 6 явно указывают на то, что при увеличении E^{\max} открывается все большее число каналов образования изомерных состояний в результате каскадов гамма-переходов, благодаря чему вероятность образования таких изомеров сильно возрастает.

В работе сравниваются результаты моделирования фоторасщепления тяжелых ядер при помощи программы TALYS [20] и в комбинированной модели [8]. Для этого были рассчитаны сечения реакций на изотопе свинца ^{208}Pb и на изотопах естественной смеси ртути Hg.

Обе модели хорошо воспроизводят положение максимумов сечений. Величины сечений фотонейтронных реакций, рассчитанных при помощи TALYS и в комбинированной модели, отличаются друг от друга приблизительно на 30% и в пределах погрешности согласуются с экспериментальными данными. Положения максимумов воспроизводятся с точностью 1–2 МэВ.

Расчет при помощи комбинированной модели несколько хуже воспроизводит положение максимума сечения реакции с вылетом трех нейтронов. Однако, учитывая погрешности экспериментальных данных, невозможно отдать предпочтение какой-либо модели в области энергии за максимумом ДГР ($E > 20$ МэВ).

В тяжелых ядрах протонный канал распада ДГР сильно подавлен из-за того, что протону, чтобы вылететь из ядра, необходимо преодолеть потенциальный барьер. В значительной степени возможность наблюдения фотопротонных реакций обусловлена возбуждением и распадом изоспиновой ветви ДГР $T_{>} = T_0 + 1$. $T_{>}$ -компонента практически полностью распадается с испусканием протонов, так как нейтронный канал распада для нее закрыт из-за закона сохранения изоспина в сильном взаимодействии.

Из-за того, что изоспиновое расщепление не учитывается в программе, TALYS не может адекватно воспроизвести фотопротонный канал распада ДГР в тяжелых ядрах – величина рассчитанного сечения оказывается на два-три порядка меньше экспериментально измеренной. Комбинированная модель воспроизводит величину сечения с точностью 50% и практически точно указывает положение максимума сечения.

При помощи программы TALYS было исследовано образование продуктов фотонуклонных реакций в изомерных состояниях в реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195\text{m}}\text{Hg}$. В результате реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)$ изотоп ^{195}Hg образуется как в основном состоянии $^{195\text{g.s.}}\text{Hg}$, так и в изомерном состоянии $^{195\text{m}}\text{Hg}$ ($E^* = 176.07$ кэВ, $J^P = 13/2^+$). Изомерное состояние $E^* = 176.07$ кэВ является одночастичным и описывается как переход нейтрона в ядре ^{195}Hg , находящегося в основном состоянии ядра на подболочке $3p_{1/2}$, на подболочку $1i_{13/2}$. Схематически механизм образования изомера $E^* = 176.07$ кэВ в реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)$ показан на рис. 8. В ядре ^{196}Hg ($J^P = 0^+$) при поглощении гамма-квантов возбуждается ДГР ($J^P = 1^-$), который распадается с испусканием одного нейтрона с образованием ядра ^{195}Hg . Нейтрон имеет спин $1/2$ и орбитальный момент l , в зависимости от величины которого, а также от энергии нейтрона E_n , ядро ^{195}Hg может образоваться в основном или одном из возбужденных состояний.

Образование изомера $E^* = 176.07$ кэВ возможно как в результате каскада гамма-переходов, так и непосредственно после вылета нейтрона, уносящего большой орбитальный момент. Вылет из ядра нейтронов с большим орбитальным моментом подавлен центробежным барьером. Однако при увеличении энергии нейтрона (уменьшении его длины волны λ) вероятность испускания нейтронов с большими орбитальными моментами растет.

Рассчитанные при помощи программы TALYS вероятности образования нескольких низколежащих состояний изотопа ^{195}Hg без учета каскадных переходов и с их учетом в зависимости от энергии возбуждения ядра ^{196}Hg приведены в табл. 6.

При энергиях возбуждения ниже 9 МэВ изотоп ^{195}Hg преимущественно образуется в основном и первом возбужденном состояниях. Однако с увеличением энергии возбуждения вероятность образования ядра ^{195}Hg в основном состоянии сразу после вылета нейтрона резко убывает, так как открывается большое количество конкурирующих друг с другом распадов на состояния с малым спином в широком диапазоне энергий. В результате каскадов гамма-переходов большинство этих состояний затем переходит в основное состояние ядра ^{195}Hg .

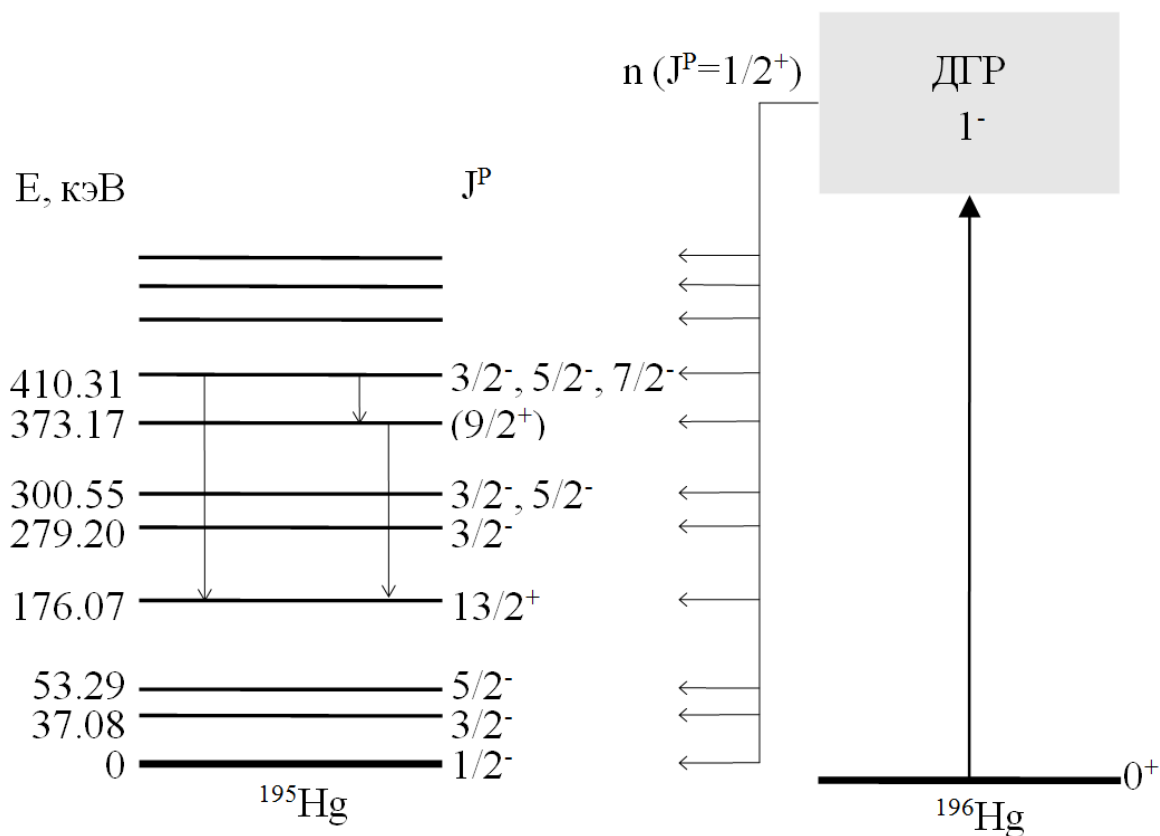


Рис. 8. Образование изомерного состояния ^{195m}Hg ($E^* = 176.07$ кэВ, $J^P = 13/2^+$) в реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)$. Изображены лишь низлежащие состояния в ядре ^{195}Hg . Указаны некоторые гамма-переходы в ядре ^{195}Hg , приводящие к образованию изомерного состояния ^{195m}Hg .

Порог образования изомера ^{195m}Hg составляет 9.074 МэВ. При энергии возбуждения ниже 15 МэВ изомер ^{195m}Hg практически полностью образуется из более высоко лежащих состояний с меньшим спином за счет каскадов переходов, в ходе которых спин увеличивается, так как канал прямого распада ДГР в ядре ^{196}Hg на изомерное состояние ^{195m}Hg подавлен центробежным барьером. В области энергии возбуждения 15–30 МэВ открывается канал прямого распада ДГР в ядре ^{196}Hg на состояние ^{195m}Hg . При энергии возбуждения выше 30 МэВ вероятность образования изомера ^{195m}Hg непосредственно после вылета нейтрона составляет около 20% и слабо зависит от энергии. Однако полная вероятность образования изомера растет и достигает 50% при энергии 40 МэВ, благодаря открытию каналов распада на высоко лежащие состояния и на состояния с большим спином в ядре ^{195}Hg .

В настоящей работе были измерены выходы изомерного состояния $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195m}\text{Hg}$ и полный выход реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195}\text{Hg}$ под действием тормозных пучков гамма-квантов с максимальными энергиями 19.5 МэВ и 29.1 МэВ. В результате свертки рассчитанных в GEANT4 [2] тормозных спектров $W(E, E^{\max})$ с различными максимальными энергиями E^{\max} и рассчитанных в TALYS сечений $\sigma_{g.s.}(\gamma, n)$ и $\sigma_m(\gamma, n)$

были получены выходы реакций $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195\text{g.s.}}\text{Hg}$ и $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195\text{m}}\text{Hg}$: $Y_{\text{g.s.}}$ и Y_{m} . Рассчитанное изомерное отношение $Y_{\text{m}}/(Y_{\text{m}} + Y_{\text{g.s.}})$ сравнивается с измеренным на рис. 9. Измеренные изомерные отношения приблизительно на 30% меньше, чем рассчитанные при тех же энергиях.

Табл. 6. Вероятности образования первых девяти низколежащих состояний изотопа ^{195}Hg без учета каскадных переходов в зависимости от энергии возбуждения ядра ^{196}Hg . Указаны вероятности образования основного состояния и изомера $E^* = 176.07$ кэВ с учетом каскадных переходов из более высоко лежащих состояний.

Состояние ядра ^{195}Hg			Вероятность образования ядра ^{195}Hg в указанном состоянии, %					
Энергия состояния, кэВ	Спин-четность J^P		Энергия возбуждения, МэВ					
			10	15	20	25	30	35
0	1/2 ⁻	Без учета каскадных переходов	12.43	6.72	3.03	1.63	0.82	0.58
		С учетом каскадных переходов	98.38	84.17	79.59	73.68	61.34	52.44
37.083	3/2 ⁻		15.29	9.25	5.37	3.32	1.76	1.26
53.289	5/2 ⁻		7.91	7.92	7.51	5.97	3.66	2.72
176.07	13/2 ⁺ (изомер)	Без учета каскадных переходов	0.00	0.07	2.58	6.50	12.34	13.97
		С учетом каскадных переходов	1.62	15.83	20.41	26.32	38.66	47.56
279.203	3/2 ⁻		13.03	7.17	4.22	2.61	1.38	0.99
300.55	3/2 ⁻ , 5/2 ⁻		6.02	6.10	5.87	4.67	2.86	2.12
373.17	(9/2 ⁺)		0.23	1.57	5.46	7.06	6.93	5.96
410.31	3/2 ⁻ , 5/2 ⁻ , 7/2 ⁻		11.63	6.24	3.69	2.28	1.21	0.87
422.51	От 1/2 ⁻ до 7/2 ⁻		1.84	3.85	6.55	7.04	5.50	4.37
547.06	17/2 ⁺		0.00	0.00	0.23	1.28	5.15	8.58

Сравнительный анализ результатов расчета фоторасщепления тяжелых ядер Hg и Pb при помощи программы TALYS и в комбинированной модели показывает, что комбинированная модель лучше оптимизирована для моделирования фотоядерных реакций в области ДГР. В ней учитывается изоспиновое расщепление и деформация ядер.

Главным достоинством TALYS при моделировании фоторасщепления атомных ядер является возможность рассчитывать сечения реакций с образованием конкретных возбужденных состояний конечного ядра. К другим положительным моментам использования программы TALYS можно отнести значительно более широкий спектр возможных применений, удобство работы и учет квадрупольной $E2$ компоненты при фотопоглощении.

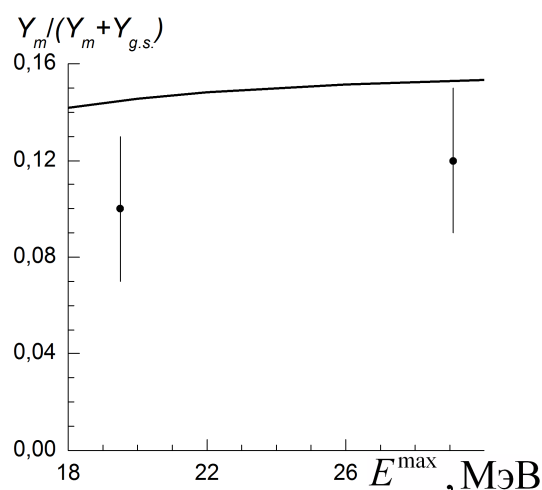


Рис. 9. Зависимость отношения выхода реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195\text{m}}\text{Hg}$ Y_m к полному выходу реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195}\text{Hg}$ $Y_m + Y_{g.s.}$ от максимальной энергии тормозного спектра E^{\max} .
Кривая – расчет TALYS. Точки – экспериментальные данные (наст. раб.).

В заключении приведены основные результаты, полученные в диссертации.

Литература

- 1 Shvedunov V. I., Ermakov A. N., Gribov I. V. // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Research A **550**, P. 39 (2005).
- 2 Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nuclear Instruments and Methods A **506**. P. 250 (2003).
- 3 LUNDS homepage <http://ie.lbl.gov/toi/>
- 4 Nuclear wallet cards. National Nuclear Data Center (<http://www.nndc.bnl.gov/>)
- 5 Кузнецов А. А., Курилик А. С.. Калибровка эффективности HPGe детектора по экспериментальным измерениям и моделированию GEANT4. 59 международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «ЯДРО 2009», Чебоксары, тезисы докладов, С. 314.
- 6 Бельшев С. С., Кузнецов А. А., Курилик А. С., Стопани К. А. Автоматизация обработки данных гамма-активационных экспериментов. 58 международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «ЯДРО 2008», С. 282.
- 7 PeakFit <http://www.sigmaplot.com/products/peakfit/peakfit.php>
- 8 Ишханов Б. С., Орлин В. Н. // ЯФ **74**. С. 21 (2011).
- 9 Bramblett R. L., Caldwell J. T., Auchampaugh G. F., Fultz S. C. // Phys. Rev. **129**, P. 2723 (1963).
- 10 Bergere R., Beil H., Veyssiere A. // Nucl. Phys. A**121**, P. 463 (1968).

-
- 11 Варламов В. В., Песков Н. Н., Руденко Д. С., Степанов М. Е. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. № 1-2. С. 48 (2003).
- 12 Veysiere A., Veil H., Bergere R., et al. // Nucl. Phys. **A159**, С. 561 (1970).
- 13 Варламов В. В., Ишханов Б.С., Орлин В. Н., Трошиев С. Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. **74**, С. 874 (2010).
- 14 Fultz S. C., Bramblett R. L., Caldwell T. J., et al. // Phys. Rev. **127**, С. 1273 (1962).
- 15 Сорокин Ю. И., Пономарев В. Н., в сб.: Тезисы докладов XXVI совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Наука, Москва, 1976), С. 449.
- 16 Сорокин Ю. И., Пономарев В. Н., в сб.: Тезисы докладов XXVIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Наука, Москва, 1978), С. 258.
- 17 Гангрский Ю. П. и др. // ЯФ **67**, С. 1 (2004).
- 18 Джилаван Л. З. и др. // ЯФ **33**, С. 519 (1981).
- 19 Чжо Чжо Тун, Автореферат дисс. канд. физ.-мат. наук (КДУ, Москва, 2007).
- 20 Koning A. J., Hilaire S., Duijvestijn M. C. in "Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, April 22-27, 2007", EDP Sciences, Nice, France, 2008, ed. By O.Bersillon, F.Gunsing, E.Bauge et al., P. 211.

Основные материалы, изложенные в диссертации, опубликованы в следующих работах:

1. "Тормозная мишень для исследования фотоядерных реакций в области энергий гигантского дипольного резонанса" Ишханов Б. С., Трощев С. Ю. // Вестник МГУ, Серия 3, №1, С. 39-42 (2010).
2. "НОВЫЕ ДАННЫЕ ПО СЕЧЕНИЯМ РЕАКЦИЙ $^{197}\text{Au}(g,nX)$ и $^{197}\text{Au}(g,2nX)$ " Варламов В. В., Ишханов Б. С., Орлин В. Н., Трощев С. Ю. // Известия РАН, серия физическая, 74(6), С. 884-891 (2010).
3. "Фоторасщепление изотопов Hg" Ишханов Б. С., Орлин В. Н., Трощев С. Ю. // Вестник МГУ, Серия 3, №6, С. 42 (2010).
4. "ВЫХОДЫ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{197}AU В ОБЛАСТИ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА" Бельшев С. С., Ермаков А. Н., Ишханов Б. С., Кузнецов А. А., Курилик А. С., Стопани К. А., Трощев С. Ю. // ЯФ 74(11) (2011).
"ВЫХОДЫ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{197}AU НА ТОРМОЗНОМ ПУЧКЕ ФОТОНОВ С МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 29,1 МЭВ" С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов, А.С. Курилик, К.А. Стопани, С.Ю. Трощев, препринт НИИЯФ МГУ 2010-2/859.
5. "Выходы фотоядерных реакций на изотопах Hg под действием тормозного пучка с максимальной энергией 29,1 МэВ" Б.С. Ишханов, С.Ю. Трощев // Известия РАН, серия физическая, 45(4), С. 603-605 (2011).
6. "Фоторасщепление изотопов Sn" Ишханов Б. С., Трощев С. Ю., Четверткова В. А. // Известия РАН, серия физическая, 75(4), С. 590-592 (2011).
7. "ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПАХ Hg В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ДИПОЛЬНОГО ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА" Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, С.Ю. Трощев // ЯФ, 74(5), С. 733-739 (2011).
8. "Фоторасщепление изотопов Pb" Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, С.Ю. Трощев // Вестник МГУ, Серия 3, №2, С. 31-36 (2011).
9. "Моделирование фоторасщепления тяжелых ядер" Б.С. Ишханов, С.Ю. Трощев // Вестник МГУ, Серия 3, №3, С. 14-19 (2011).
10. "Дипольный гигантский резонанс в тяжелых деформированных ядрах" Б.С. Ишханов, С.Ю. Трощев // Вестник МГУ, Серия 3, №4, С. 3-16 (2011).