

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д. В. СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи

Кузнецов Александр Александрович

**Распределение масс осколков деления ^{238}U
в области энергий гигантского дипольного
резонанса**

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных
частиц

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва - 2013

Работа выполнена в отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д. В. Скобельцына федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»

Научный руководитель: **Ишханов Борис Саркисович**
доктор физико-математических наук, профессор,
НИИЯФ МГУ, г. Москва,
заведующий отделом электромагнитных
процессов и взаимодействий атомных ядер

Официальные оппоненты: **Еременко Дмитрий Олегович**,
доктор физико-математических наук, профессор,
НИИЯФ МГУ, г. Москва,
и. о. заведующего отделом ядерных реакций

Блохин Анатолий Иванович,
кандидат физико-математических наук,
ФГУП ГНЦ РФ - ФЭИ, г. Обнинск,
начальник отдела теоретической физики

Ведущая организация: Институт ядерных исследований РАН,
г. Москва

Защита состоится «13» декабря 2013 г. в 15⁰⁰ на заседании диссертационного совета Д 501.001.77 на базе федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова» по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, дом 1, строение 5, НИИЯФ МГУ, «19 корпус», ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в Фундаментальной библиотеке Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова (Ломоносовский проспект 27).

Автореферат разослан « » _____ 2013 г.

Ученый секретарь совета по защите диссертаций
на соискание ученой степени доктора наук,
на соискание ученой степени кандидата наук
Д 501.001.77,
доктор физико-математических наук, профессор



Страхова С. И.

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Диссертация посвящена экспериментальному изучению характеристик продуктов фотоделения ^{238}U в области энергий гигантского дипольного резонанса. Интерес к изучению различных аспектов процесса деления атомных ядер связан как с фундаментальными вопросами ядерной физики, так и с прикладными проблемами ядерной энергетики. В последнее время широко исследуется возможность создания подкритических ядерных реакторов, в которых для производства нейтронов используется реакция скалывания под действием высокоинтенсивных источников протонов. Эта реакция сопровождается также вылетом γ -квантов, которые сами вызывают реакцию деления. Кроме этого существует серьезная проблема трансмутации и переработки ядерных отходов, которыми сопровождается реакция деления. Надежные полные данные о выходах осколков деления ядер доступны только для реакций под действием тепловых и реакторных нейтронов. Из-за недостатка ядерных данных во многих прикладных исследованиях используют результаты моделирования. Программы моделирования, например TALYS[1] и Empire[2], в основе которых лежат те же известные ядерные данные, воспроизводят лишь основные закономерности процесса деления. Для уточнения параметров различных моделей необходимы новые ядерные данные.

Для исследования спектра масс осколков фотоделения наиболее оптимальным является γ -активационный метод, т. е. метод, в котором анализируется радиоактивность осколков деления, образующихся в исследуемой мишени при облучении пучком γ -квантов от ускорителя. Этот метод позволяет в одном эксперименте получить выходы нескольких осколков деления в цепи распадов ядер–изобар, что существенно повышает точность полученных результатов. При измерении выходов осколков фотоделения ^{238}U ранее использовался метод наведенной активности [3, 4, 5, 6, 7]. Также использовалась радиохимическая методика [8, 9]. В работах, выполненных методом наведенной активности, проанализировано большее число цепочек распадов ядер – изобар, более 30 при каждой энергии. Анализ массового распределения позволяет выделить отдельные моды фотоделения, рассчитать число нейтронов, вылетевших из отдельных осколков и, следовательно, определить энергию возбуждения осколков фотоделения. Общее количество работ по измерению массового распределения осколков фотоделения в области энергий ГДР невелико, по сравнению с делением под действием нейтронов. Кроме этого, в некоторых работах массовое распределение определено неоднозначно – многие точки на порядок ниже ожидаемого массового распределения. Анализ

продуктов деления представляет чрезвычайно сложную задачу. В результате деления атомных ядер образуется свыше 300 различных радиоактивных изотопов, поэтому необходимо провести анализ всех возможных каналов образования и распада образующихся изотопов. При построении массового распределения необходимо делать поправку на зарядовое распределение осколков в цепочке распадов ядер изобар и учитывать вылет запаздывающих нейтронов при β^- -распадах осколков деления. Подавляющая часть экспериментов по определению массового распределения осколков фотоделения выполнена на тормозных пучках γ -квантов. Форма тормозного спектра сильно зависит от используемой тормозной мишени и взаимного расположения тормозной мишени и облучаемого образца. Поэтому корректное сравнение между собой данных различных экспериментов, выполненных на тормозных пучках, возможно только при использовании вместо верхней границы тормозного спектра средней энергии возбуждения ядра. Эта характеристика эксперимента была получена лишь в работах [4, 5, 6]. Поэтому необходимы новые данные о фотоделении ^{238}U в области энергий ГДР.

Целью данной работы является измерение выходов осколков фотоделения ^{238}U в области энергий гигантского дипольного резонанса и исследование характеристик массового распределения осколков фотоделения в зависимости от средней энергии возбуждения ядра ^{238}U .

Основные результаты, полученные в диссертации:

1. Впервые получены массовые распределения осколков фотоделения ^{238}U под действием тормозного излучения при четырех энергиях ускорителя электронов - 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ.
2. Впервые проведен совместный анализ и сравнение поведения симметричной и несимметричных мод деления под действием γ -квантов. Проведено сравнение полученных результатов с предсказанием мультимодальной модели деления зависимости отдельных мод деления от энергии возбуждения делящегося ядра. Показано, что вклад моды отвечающей за симметричное разделение на осколки растет при увеличении энергии возбуждения ядра ^{238}U . Показано, что вклад несимметричной моды STI падает достаточно быстро, вклад несимметричной моды STII, связанной с деформированной нейтронной оболочкой $N = 86 - 88$ практически не изменяется.
3. Впервые выполнено сравнение поведения мод деления изотопов урана под действием γ -квантов и нейтронов. Показано, что отношение несимметричного и симметричного деления для фотоделения ^{238}U и деления составного ядра ^{238}U образованного под действием нейтронов, а также

поведение отдельных мод деления совпадают, что отражает статистическую природу деления. Полученные результаты сравниваются с предсказанием мультимодальной модели зависимости отдельных мод деления от энергии возбуждения делящегося ядра.

4. Обоснован метод сравнения полученных результатов на пучках γ — квантов на основе анализа энергии возбуждения делящегося ядра.
5. Показано, что симметричная компонента массового распределения увеличивается в 3-4 раза относительно несимметричной при увеличении средней энергии возбуждения ядра ^{238}U от 12 до 16 МэВ.
6. Определено среднее число нейтронов, образующихся в результате фотоделения ^{238}U . Показано, что зависимость от энергии возбуждения ядра среднего числа нейтронов деления совпадает с результатами, полученными на пучках квазимонохроматических фотонов.
7. Получена оценка отношения $Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ выходов реакции фотоделения и фотонейтронной реакции под действием тормозных γ -квантов. Показано, что эти отношения совпадают с оцененными ядерными данными.

Научная новизна представленной работы обусловлена тем, что на основе рассчитанных массовых распределений впервые получены моды фотоделения изотопа ^{238}U в зависимости от энергии возбуждения ядра. Сравнение полученных результатов с данными о делении под действием нейтронов показывает, что в области энергий гигантского дипольного резонанса основной характеристикой, влияющей на спектр осколков деления, является энергия возбуждения делящегося ядра.

Практическая значимость данной работы в первую очередь связана с полученными новыми данными о выходах осколков фотоделения ^{238}U в области энергий гигантского дипольного резонанса. Это связано как с фундаментальными вопросами ядерной физики, так и с прикладными проблемами ядерной энергетики. В частности, полученные результаты должны быть использованы при создании энергетических установок трансмутации деления атомных ядер, разработке методов хранения и уничтожения отходов атомной энергетики. Полученные новые данные и характеристики массовых распределений могут быть использованы при уточнении параметров используемых моделей деления атомных ядер.

Апробация работы.

Материалы диссертации доложены лично автором и опубликованы в трудах следующих конференций и совещаний по ядерной физике:

- LVII International Conference on Nuclear Physics NUCLEUS–2007 "Fundamental Problems of Nuclear Physics, Atomic Power Engineering and Nuclear Technologies"., "Photofission of a natural mix of $^{235,238}\text{U}$ isotopes. S.S. Belyshev, A.N. Ermakov, A.A. Kuznetsov et al.
- VIII межвузовская школа молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине 2007. "Фоторасщепление естественной смеси изотопов $^{235,238}\text{U}$. С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, А.А. Кузнецов и др.
- 58 Международное Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро-2008". Проблемы фундаментальной ядерной физики. Разработка ядерно-физических методов для нанотехнологий, медицинской физики и ядерной энергетики. "Исследование фоторасщепления естественной смеси изотопов $^{235,238}\text{U}$ на ускорителе РТМ-70. С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, А.А. Кузнецов и др.
- LXII International Conference NUCLEUS 2012 "Fundamental Problems of Nuclear Physics, Atomic Power Engineering and Nuclear Technologies". "Mass distribution of ^{238}U photofission products. S.S. Belyshev, A.N. Ermakov, A.A. Kuznetsov et al.

Личный вклад автора Автором были проведены эксперименты по облучению мишени пучком тормозного излучения с верхней энергией спектра 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ и измерены γ -спектры наведенной активности. Автором были обработаны полученные данные и определены выходы осколков фотоделения ^{238}U . Автором было проведено исследование характеристик массового распределения осколков фотоделения в зависимости от средней энергии возбуждения ядра. Автором были проведены расчеты на TALYS, использованные при анализе полученных массовых распределений фотоделения ^{238}U .

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 13 печатных работах, 5 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из четырех глав, заключения и приложения. Полный объем диссертации 136 страниц текста с 79 рисунками и 59 таблицами. Список литературы содержит 124 наименования.

Содержание работы

Во **введении** (глава 1) дается краткий обзор экспериментальных методов исследования фотоделения на различных пучках γ - квантов. Обосновывается актуальность исследований в этой области, связанная с необходимостью получения систематической и обширной информации о характеристиках продуктов фотоделения, как для фундаментальных исследований структуры и свойств ядер, так и для целого ряда практических задач.

Приводится краткий обзор экспериментальных работ по изучению реакции фотоделения на изотопах урана в области энергий от подпорогового возбуждения делящегося ядра до области нуклонных резонансов. Показано, что в области энергий гигантского дипольного резонанса (ГДР) и выше надежные полные данные о выходах осколков деления ядер доступны только для реакций под действием нейтронов.

Далее в работе описаны методы получения пучков γ - квантов для исследования фотоделения. Экспериментальные работы по фотоделению выполняются на пучках квазимонохроматических или тормозных γ -квантов. В основном работы по изучению массовых распределений фотоделения выполнены на пучках тормозных γ -квантов, что создает проблемы при сравнении результатов, полученных в условиях разной геометрии и для разных мишеней – конвертеров γ -квантов. Для сравнения характеристик продуктов фотоделения, полученных в разных экспериментах на тормозных пучках, в работе обосновывается метод сравнения средних энергий возбуждения ядра.

Во введении формулируются цели и научная новизна представленной работы, обосновывается ее практическая значимость, приводится список публикаций и докладов на конференциях, на которых были представлены результаты выполненных исследований.

Вторая глава посвящена описанию методики экспериментального измерения выходов реакции фотоделения, применяемой в настоящей работе. Для исследования осколков фотоделения использовался γ - активационный метод, в котором анализируются радиоактивности, наведенные в исследуемой мишени пучком γ - квантов.

Эксперимент по изучения характеристик продуктов фотоделе-ния выполнен на пучке тормозных γ -квантов разрезного микротрона *RTM – 70* НИИЯФ МГУ.

Исследуемая мишень представляет собой алюминиевый диск диамет-ром 100мм и толщиной 0.2мм с напыленным на него ураном массой 0.3г. Мишень из естественной смеси изотопов урана облучалась в пучке тормоз-ных γ -квантов, генерируемых тормозной мишенью, бомбардируемой пото-ком монохроматических электронов от ускорителя. Т. к. процентное содер-жание ^{238}U (99.27%) в естественной смеси изотопов гораздо выше, чем ^{235}U (0.72%), все приведенные в работе результаты относятся к фоторасщеплению ^{238}U . Было проведено четыре облучения при энергии электронов ускорителя: 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ. После каждого облучения в течение нескольких дней на германиевом γ -спектрометре измерялись спектры γ -квантов остаточ-ной активности облученной урановой мишени. Регистрировалась активность остановившихся в алюминиевой подложке осколков фотоделения. Измерения спектров остаточной активности образца начинались через несколько минут после окончания облучения.

Далее приведено описание коаксиального детектора из сверхчистого германия (Canberra, GC3019), использовавшегося для измерения спектров остаточной активности облученного образца. Эффективность детектора со-ставляла 30 %. Энергетическое разрешение детектора составляло для энер-гии 122 кэВ – 0.9 кэВ, для энергии 1.33 МэВ – 1.9 кэВ. Детектор установлен в специальном помещении, расположенном в непосредственной близости от ускорительного зала, что дало возможность проводить измерения спектров остаточной активности образца через несколько минут после окончания об-лучения. Спектры γ - квантов облученного образца в режиме реального вре-мени записывались в специально созданную базу данных и были доступны для обработки сразу после каждого облучения.

Третья глава посвящена описанию методики обработки данных экс-перимента и расчету выходов продуктов фотоделения. Идентификация изо-топов и определение их количественных характеристик проводилась методом гамма - спектроскопии [10]. Сформулированы критерии, на основе которых проводился анализ спектров остаточной активности облученной мишени. В общем случае анализ проводился путем измерения активности, энергии и пе-риода полураспада изотопов, образовавшихся в результате фоторасщепления. Каждый отдельный пик аппроксимировался суммой кривой Гаусса и комп-тоновской подложки. Параметры гауссианы: центр γ - пика, ширина γ - пика и площадь (интенсивность γ - пика). Комптоновская подложка под γ - пи-

ком аппроксимировалась прямой линией. В случае перекрывающихся пиков спектр аппроксимировался суммой гауссиан.

Изотопы, образующиеся в результате деления, связаны между собой цепочкой распадов. После деления изотопа за время $\approx 10^{-14}$ секунды из ядер осколков вылетают быстрые нейтроны. Количество быстрых нейтронов деления растет с увеличением энергии возбуждения ядра. Каждое радиоактивное ядро в цепочке может образоваться как непосредственно в результате деления, так и путем β^- - распадов родительских ядер, образовавшихся непосредственно в результате деления. В зависимости от способа образования ядра можно определять независимый или накопленный выход реакции.

Далее описано измерение фона детектора и естественного радиоактивного распада изотопов урана.

В разделе 3.1 описывается процедура определения накопленных и независимых выходов реакции фотоделения для различных цепочек распадов ядер – изобар, образующихся при делении. Используемая методика позволяет рассчитывать выходы изотопов с периодом полураспада больше нескольких минут. В результате получается массовое распределение осколков деления после вылета быстрых и запаздывающих нейтронов. Для большинства изотопов, можно определить только накопленный выход, включая их образование непосредственно в результате деления и распада всей цепочки родительских ядер – изобар. Накопленный выход Y_1 рассчитывался по формулам:

$$Y_1 = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})} \quad (1)$$

$$N_{10} = \frac{S}{k_1(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})},$$

- где N_{10} - количество радиоактивных ядер на момент окончания облучения, S - площадь фотопика за время измерения, t_1 - время облучения, t_2 - время начала измерения, t_3 - время окончания измерения, λ_1 - постоянная распада, k_1 - коэффициент, равный произведению эффективности детектора, коэффициента сложения и выхода γ -кванта при переходах.

Это соотношение справедливо и при расчете независимого выхода образования ядер осколков при фотоделении. Например в цепочке распадов ядер - изобар с массовым числом $A = 82$, изотоп ${}_{35}^{82}\text{Br}$ образуется только в результате фотоделения, т.к. β^- -распад изотопа ${}_{34}^{82}\text{Se}$ в ${}_{35}^{82}\text{Br}$ невозможен из-за закона сохранения энергии.

Если есть информация о выходе родительских ядер изобар, можно определить независимый выход дочернего ядра.

$$Y_2 = \frac{\lambda_2 N_{20}}{1 - e^{-\lambda_2 t_1}} - Y_1 \frac{\lambda_2(1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1(1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{(\lambda_2 - \lambda_1)(1 - e^{-\lambda_2 t_1})}, \quad (2)$$

$$N_{20} = \frac{S}{k_2(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} + \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} - \frac{N_{10}\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \frac{(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}{(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})},$$

- где λ_1, λ_2 - постоянные распада, Y_1 - накопленный выход образования изотопа 1, Y_2 - независимый выход образования изотопа 2 в результате деления, N_{10}, N_{20} - количество изотопов 1 и 2 на момент окончания облучения.

Методика γ -активационного эксперимента позволяет измерять относительные выходы реакции, поэтому выход реакции фотоделения нормировался на выход реакции $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$, которая идет при данных энергиях тормозного γ -излучения с большой вероятностью.

В разделе 3.2 описан учет активности от предыдущих облучений урановой мишени. Облучения урановой мишени происходили последовательно, через несколько дней после измерений. Поэтому при расчете выходов было учтено количество активированных ядер после предыдущих облучений.

В разделе 3.3 описан метод определения эффективности германиевого детектора и программа модельного расчета его эффективности. Для определения эффективности регистрации γ -квантов детектором были проведены измерения эталонных калибровочных источников ОСГИ в разной геометрии регистрирующей установки и разработана модель детектора с помощью программы GEANT4[11]. Построенная модель детектора позволила рассчитать эффективность регистрации γ -квантов детектором от облученной мишени, с учетом реального размера мишени и размера облученной части урановой мишени.

В разделе 3.4 описана методика учета каскадного сложения пиков. Эффект каскадного сложения пиков связан с суммированием каскадно испущенных γ -квантов при распаде радиоактивного элемента. γ -кванты, идущие в каскаде, излучаются за время гораздо меньшее, чем время разрешения детектора. Поэтому последовательно испущенные γ -кванты могут быть зарегистрированы как один с большей энергией. При этом в спектре появляются новые γ -пики, а площади пиков отдельно зарегистрированных γ -переходов уменьшаются. Для коррекции рассчитанных выходов на каскадное суммирование использовалась программа TrueCoinc [12]. Поправки на суммирование каскадных γ -квантов составили от нескольких до десятков процентов, в зависимости от ядра – излучателя. Для расчета поправок на сложение программа

использует файлы ядерных уровней ENSDF [13] и эффективность детектора (полную эффективность и эффективность в пике полного поглощения), рассчитанную с помощью программы GEANT4[11].

Выход изотопов с данным массовым числом A - это суммарный выход ядер - изобар, образующихся в результате фотоделения. Оценить выходы отдельных продуктов фотоделения можно с помощью зарядового распределения - зависимости выходов отдельных продуктов фотоделения от массового числа A .

В разделе 3.5 описана методика расчета зарядового распределения продуктов фотоделения. Зарядовое распределение осколков деления хорошо описывается функцией Гаусса [14]:

$$IY(A, Z) = \frac{MY(A)}{\sqrt{\pi C}} \exp[-(Z - Z_p)^2/C] dZ, \quad (3)$$

где $IY(A, Z)$ - независимый выход продукта фотоделения с данными A и Z , $MY(A)$ - полный выход изотопов с данным массовым числом A , Z_p - наиболее вероятный заряд в зарядовом распределении, C - ширина зарядового распределения.

Величина наиболее вероятного заряда Z_p для каждой цепочки ядер - изобар была рассчитана с помощью соотношения [15]:

$$Z_p = Z_{UCD} \pm \Delta Z_p, \quad Z_{UCD} = (Z_F/A_F)(A + \nu_{L,H}), \quad (4)$$

где Z_F и A_F заряд и масса делящейся системы, Z_{UCD} - наиболее вероятный заряд, определенный из предположения, что соотношение числа протонов и нейтронов в легком и тяжелом осколках деления такое же, как и в делящемся ядре [16], ΔZ_p - поляризация заряда рассчитывалась на основе систематики выходов осколков деления [17]. Систематика построена по результатам работ по делению под действием нейтронов и протонов, однако, как будет показано дальше она хорошо описывает реакцию фотоделения. Знаки $+$ и $-$ относятся соответственно к легкому и тяжелому осколку. ν_L и ν_H - числа нейтронов, испущенных легким и тяжелым осколками и оцененные согласно методу [18].

$$\nu_L = 0.531\nu + 0.062(A_L + 143 - A_F)$$

$$\nu_H = 0.531\nu + 0.062(A_H - 143) \quad (5)$$

В работах [19, 20, 21] показано, что в области энергий возбуждения до 30 МэВ ширина зарядового распределения слабо зависит от энергии возбуждения ядра. Для фотоделения ^{238}U параметр ширины $C \approx 0.8$ [20].

Образующиеся в результате деления ядра сильно перегружены нейтронами. Поэтому они нестабильны по отношению к β^- - распаду. В случае, когда энергия возбуждения делящегося ядра, образовавшегося в результате β^- - распада, выше чем энергия отделения нейтрона, происходит вылет запаздывающих нейтронов. После вылета запаздывающего нейтрона, ядро переходит на другую массовую цепочку β^- - распада с $A' = A - 1$. Из-за этого увеличивается измеренный накопленный выход в цепочке $A' = A - 1$ и уменьшается в цепочке с A . Поэтому при получении полных массовых выходов в работе были учтены вклады от запаздывающих нейтронов. Раздел 3.6 посвящен описанию учета вклада в массовое распределение вылета запаздывающих нейтронов.

В разделе 3.7 приведен расчет средней энергии возбуждения делящегося ядра. Большинство работ по исследованию фотоделения выполнено на пучках тормозных γ -квантов. Использование разных мишеней – конвертеров γ -квантов в этих экспериментах не дает возможности для сравнения и однозначной интерпретации результатов экспериментов, поставленных в различных условиях. Средняя энергия возбуждения делящегося ядра $\langle E^* \rangle$ рассчитывалась по формуле:

$$\langle E^* \rangle = \frac{\int_0^T EN(T, E)\sigma_{\gamma,F}(E)dE}{\int_0^T N(T, E)\sigma_{\gamma,F}(E)dE} \quad (6)$$

, где $N(T, E)$ - число тормозных γ -квантов с энергией E при энергии электронов ускорителя T , $\sigma_{\gamma,F}(E)$ - сечение фотоделения при энергии γ -квантов E . Сечение деления было взято из оцененных ядерных данных. Тормозной спектр был рассчитан с помощью программы GEANT4. Рассчитанные средние энергии возбуждения ядра ^{238}U $\langle E^* \rangle$ в эксперименте приведена в таблице 1.

Таблица 1: Средняя энергия возбуждения $\langle E^* \rangle$ ядра ^{238}U в зависимости от энергии ускорителя электронов T .

T , МэВ	$\langle E^* \rangle$, МэВ
19.5	11.9 ± 0.3
29.1	13.7 ± 0.3
48.3	14.4 ± 0.3
67.7	15.6 ± 0.3

В разделе 3.8 приведен расчет независимых и накопленных выходов продуктов фотоделения после вылета быстрых нейтронов для 3 массовых чисел $A = 88, 134, 135$. Выход образования каждого продукта фотоделения

рассчитывался по максимальному числу γ -переходов в спектре остаточной активности. Из-за большого количества данных, полученных при обработке спектров, расчеты выходов продуктов фотоделения для цепочек распадов с другими массовыми числами были вынесены в Приложение.

Четвертая глава посвящена описанию результатов полученных в работе.

Раздел 4.1 посвящен анализу полученных массовых распределений продуктов фотоделения. Был получен фракционный массовый выход $FMY(A)$ осколков фотоделения ^{238}U с данным массовым числом A , образующихся в результате 100 делений ^{238}U (табл. 2):

$$FMY(A) = \frac{MY(A)}{\sum MY}$$

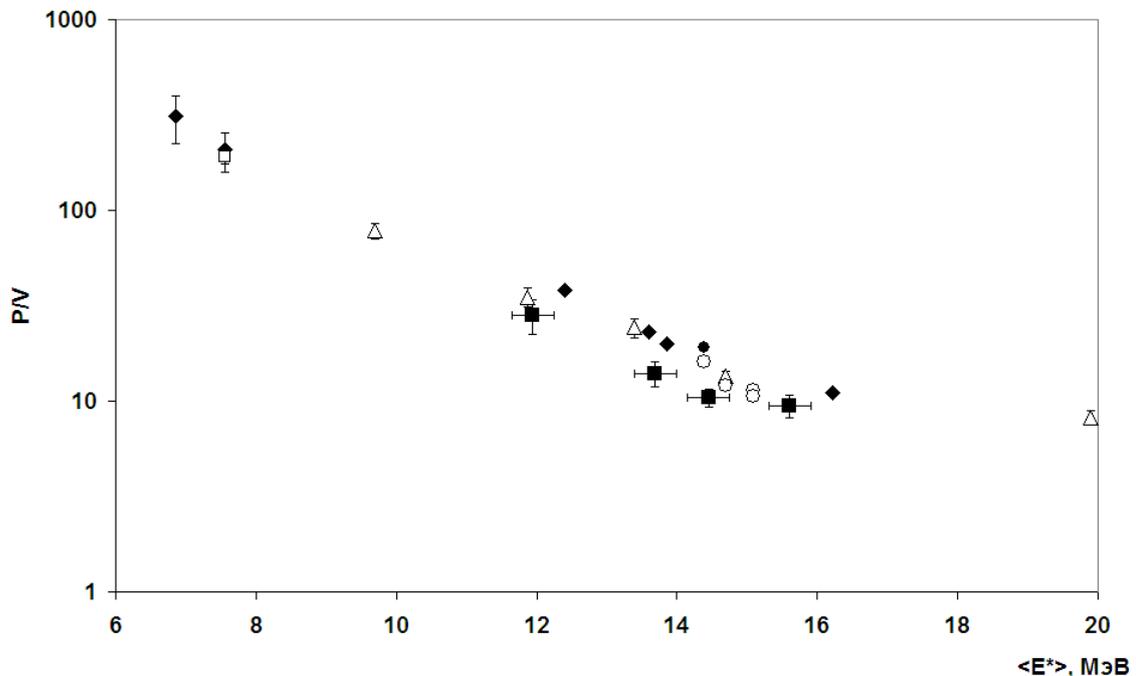


Рис. 1: Отношение несимметричного и симметричного деления p/v в зависимости от средней энергии возбуждения ядра $\langle E^* \rangle$ при фотоделении ^{238}U . ◆-[22], □ - [6], △-[23], ●-[24], ○-[25], ■-настоящая работа.

Из совместного анализа наших результатов и результатов работ [4, 5, 6] можно сделать вывод, что при низких энергиях возбуждения составного ядра (сравнимых с высотой барьера деления) массовое распределение в районе максимумов имеет определенную структуру. Эта структура при увеличении энергии возбуждения ядра ^{238}U начинает уменьшаться, и при энергии возбуждения ≈ 15 МэВ структура исчезает. Исчезновение структуры в районе массового числа $A = 134$ связано с поведением несимметричной моды деления STI при увеличении энергии возбуждения ядра. Наблюдаемая структура

также может быть связана с четно – нечетным эффектом, который снижается при увеличении энергии возбуждения ядра.

Таблица 2: Массовое распределение фотоделения ^{238}U . Нормировка на 100 делений.

	19,5 МэВ	29,1 МэВ	48,3 МэВ	67,7 МэВ
A	$Y(A) \pm dY(A)$	$Y(A) \pm dY(A)$	$Y(A) \pm dY(A)$	$Y(A) \pm dY(A)$
84	0.62 ± 0.15	0.79 ± 0.19	0.44 ± 0.13	1.14 ± 0.32
85	1.21 ± 0.08	1.13 ± 0.07	1.01 ± 0.03	1.33 ± 0.06
87	1.70 ± 0.10	1.58 ± 0.10	1.31 ± 0.09	1.66 ± 0.13
88	1.99 ± 0.21	2.07 ± 0.14	1.94 ± 0.21	2.08 ± 0.19
89	3.54 ± 0.49	2.49 ± 0.27	2.49 ± 0.34	3.25 ± 0.49
91	4.69 ± 0.52	4.36 ± 0.22	4.49 ± 0.08	3.98 ± 0.29
92	5.17 ± 0.34	5.14 ± 0.28	4.68 ± 0.17	4.86 ± 0.20
93	5.15 ± 0.22	5.27 ± 0.39	5.08 ± 0.29	5.31 ± 0.46
94	5.36 ± 0.51	5.45 ± 0.46		5.71 ± 0.69
97	5.64 ± 0.13	5.68 ± 0.16	5.88 ± 0.55	5.73 ± 0.12
99	5.83 ± 0.05	6.01 ± 0.08	5.89 ± 0.03	5.54 ± 0.06
101	5.82 ± 0.69	5.93 ± 0.46	5.90 ± 0.40	5.59 ± 0.52
104	3.38 ± 0.26	3.57 ± 0.21	3.12 ± 0.22	3.62 ± 0.33
105	2.88 ± 0.18	2.90 ± 0.43	2.59 ± 0.14	3.09 ± 0.13
107	1.08 ± 0.14	1.01 ± 0.12	1.06 ± 0.14	1.62 ± 0.30
112	0.21 ± 0.04	0.40 ± 0.07	0.64 ± 0.14	0.64 ± 0.08
113	0.21 ± 0.08	0.43 ± 0.17	0.52 ± 0.12	0.57 ± 0.22
115	0.22 ± 0.09	0.46 ± 0.07	0.57 ± 0.09	0.58 ± 0.06
117	0.33 ± 0.06	0.48 ± 0.09	0.61 ± 0.08	0.70 ± 0.08
123	0.32 ± 0.04	0.48 ± 0.05	0.43 ± 0.05	0.77 ± 0.08
127	0.65 ± 0.09	1.06 ± 0.28	1.07 ± 0.09	0.92 ± 0.10
128	0.90 ± 0.12	1.16 ± 0.10	1.10 ± 0.12	1.05 ± 0.12
129	1.34 ± 0.17	1.52 ± 0.20	1.42 ± 0.17	1.45 ± 0.24
130		2.19 ± 0.37		
131	3.83 ± 0.48	3.18 ± 0.57	3.82 ± 0.34	3.72 ± 0.28
132	5.04 ± 0.05	4.56 ± 0.06	5.08 ± 0.04	4.87 ± 0.06
133	6.61 ± 0.15	6.29 ± 0.15	6.30 ± 0.17	5.82 ± 0.25
134	6.85 ± 0.28	6.64 ± 0.26	6.51 ± 0.12	6.30 ± 0.47
135	6.33 ± 0.60	6.33 ± 0.57	5.82 ± 0.23	6.07 ± 0.41
138	5.77 ± 0.46	5.97 ± 0.32	5.82 ± 0.44	
139	5.99 ± 0.14	5.94 ± 0.13	5.38 ± 0.22	5.69 ± 0.18
140	5.71 ± 0.41	5.26 ± 0.55	5.43 ± 0.22	5.29 ± 0.57
141	4.89 ± 0.68	5.22 ± 0.73		5.24 ± 0.38
142	4.87 ± 0.41	4.87 ± 0.32	4.35 ± 0.14	4.49 ± 0.55
143	4.51 ± 0.08	4.21 ± 0.09	3.34 ± 0.06	4.18 ± 0.11
146	3.27 ± 0.37	2.97 ± 0.23	2.49 ± 0.24	3.28 ± 0.36
149	1.24 ± 0.11	1.41 ± 0.20	1.09 ± 0.14	1.24 ± 0.23
151	0.73 ± 0.12	0.56 ± 0.10	0.59 ± 0.11	0.46 ± 0.10

Результаты различных экспериментов для отношения симметричной и несимметричной мод деления в зависимости от средней энергии возбуждения ядра на тормозных пучках γ -квантов показаны на рис. 1. Видно, что

результаты, полученные в нашей работе согласуются с общей тенденцией роста симметричной части массового распределения при увеличении энергии возбуждения ^{238}U . Это согласуется с представлением о том, что при увеличении энергии возбуждения ядра роль оболочечных эффектов уменьшается. По результатам работы можно заключить, что симметричная компонента массового распределения при фотоделении ядра ^{238}U увеличивается в 3 – 4 раза относительно несимметричной при увеличении средней энергии возбуждения ядра от 12 до 16 МэВ.

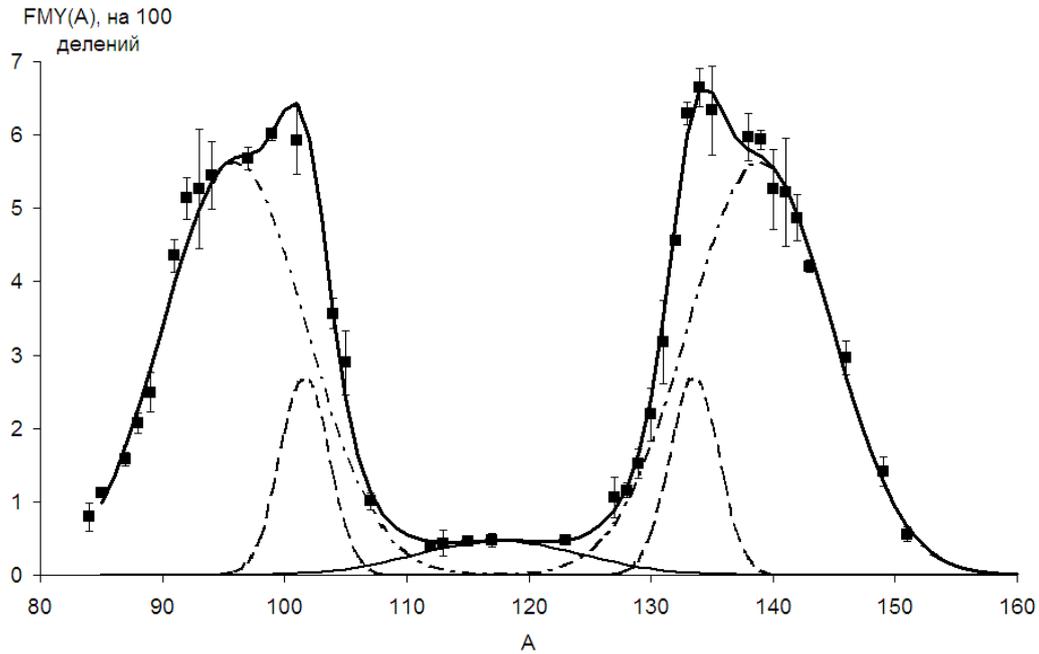


Рис. 2: Аппроксимация массового распределения 5-ю гауссовыми кривыми при фотоделении ^{238}U тормозными γ -квантами с верхней границей спектра 29.1МэВ. Точками показаны экспериментальные данные. Компоненты массового распределения - STI(штриховая линия), STII(штрих-пунктирная линия), SL(линия). Полные массовые выходы $FMY(A)$, нормированные на 100 делений, показаны жирной линией.

В разделе 4.2 проводится анализ массового распределения осколков фотоделения ^{238}U на основе модели мультимодального деления [26, 27]. В мультимодальной модели деления результирующее массовое распределение осколков деления рассматривается как результат конкуренции коллективных мод, приводящих к несимметричному и симметричному разделению на осколки.

Суммарный выход осколков с данным массовым числом A определяется соотношением:

$$\begin{aligned}
 Y(A) = Y_{SL}(A) + Y_{STI}(A) + Y_{STII}(A) = & K_{SL} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{SL})^2}{2\sigma_{SL}^2} \right] + \\
 + K_{STI} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{SL} - D_{STI})^2}{2\sigma_{STI}^2} \right] + & K_{STI} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{SL} + D_{STI})^2}{2\sigma_{STI}^2} \right] + \\
 + K_{STII} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{SL} - D_{STII})^2}{2\sigma_{STII}^2} \right] + & K_{STII} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{SL} + D_{STII})^2}{2\sigma_{STII}^2} \right], \quad (7)
 \end{aligned}$$

где параметры гауссиан $K_{SL}, K_{STI}, K_{STII}, \sigma_{SL}, \sigma_{STI}, \sigma_{STII}$ - амплитуды и ширины симметричной (SL) и несимметричных мод (STI, STII) деления, \bar{A}_{SL} - наиболее вероятное значение массы для симметричной моды деления, $\bar{A}_{SL} - D_{STI}, \bar{A}_{SL} + D_{STI}$ - наиболее вероятные значения масс для легкого и тяжелого осколков несимметричной моды деления STI, $\bar{A}_{SL} - D_{STII}, \bar{A}_{SL} + D_{STII}$ - наиболее вероятные значения масс для легкого и тяжелого осколков несимметричной моды деления STII.

Форма массового распределения хорошо воспроизводится при аппроксимации 5-ю гауссовыми кривыми (3 моды деления). Для анализа мод деления использовались данные полученные в настоящей работе и в работе [8], в которых получено массовое распределение после вылета мгновенных нейтронов с достаточным количеством точек. Во всех измеренных массовых распределениях были обнаружены 3 моды деления. Анализ 3-х мод фотоделения в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра ^{238}U был проведен впервые. На рис. 2 показана аппроксимация массового распределения 5-ю гауссовыми кривыми при фотоделении ^{238}U тормозными γ -квантами с верхней границей тормозного спектра 29.1 МэВ.

На рис. 3 показаны вклады от различных мод делений (площади под соответствующими кривыми Гаусса) в зависимости от энергии возбуждения ядра $^{238}_{92}\text{U}$. Совместный анализ полученных данных показывает, что вклад моды отвечающей за симметричное разделение на осколки достаточно быстро растет при увеличении энергии возбуждения ядра $^{238}_{92}\text{U}$. Вклад несимметричной моды STI падает достаточно быстро. Вклад несимметричной моды STII, связанной с деформированной нейтронной оболочкой $N = 86 - 88$ практически не изменяется. Полученные результаты подтверждают поведение барьеров деления для различных мод деления при различных температурах составного ядра (энергии возбуждения ядра) [27].

В разделе 4.3 приводится расчет среднего числа мгновенных нейтронов, вылетевших из осколков деления. Среднее число мгновенных нейтронов при фотоделении $\langle \nu_T \rangle$ определяются как разность между массовым числом

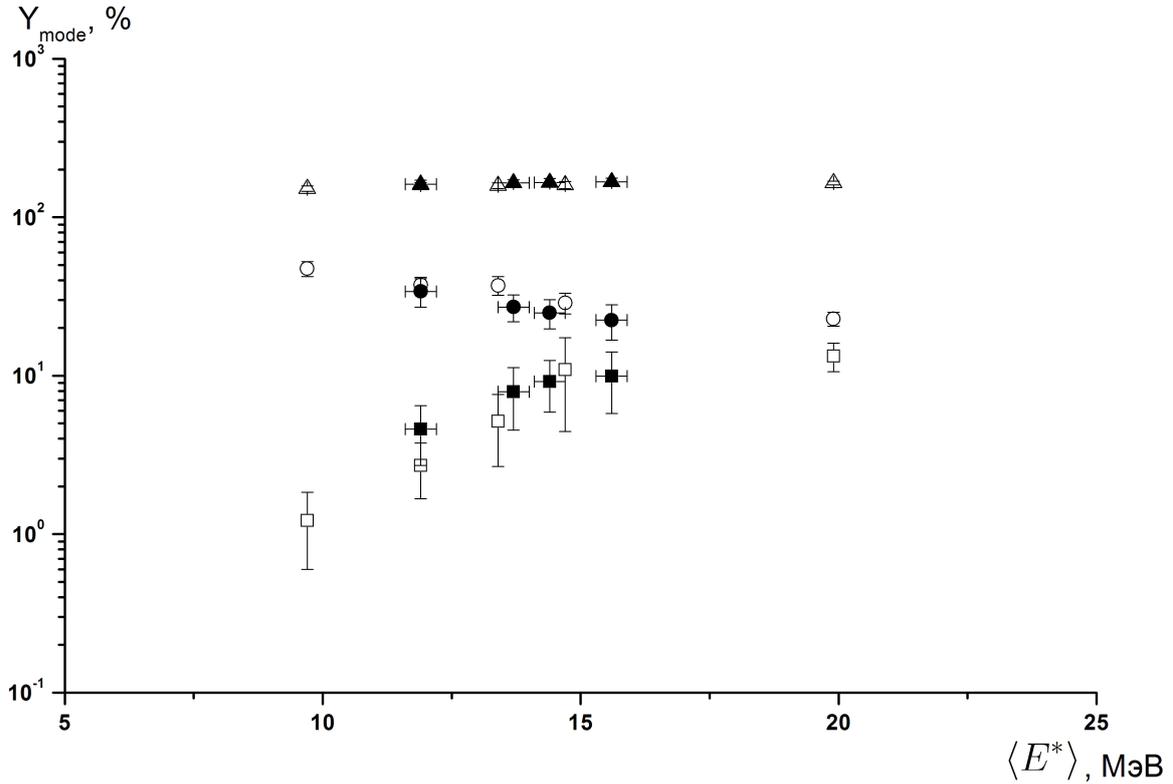


Рис. 3: Вклады различных мод деления Y_{mode} в массовое распределение фотоделения $^{238}_{92}\text{U}$ в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра $\langle E^* \rangle$. Δ , \circ , \square - Вклады мод фотоделения STII, STI, SL, рассчитанные на основе массового распределения из работы [8] в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра. \blacktriangle , \bullet , \blacksquare - вклады мод фотоделения Y_{mode} рассчитанные на основе массового распределения из настоящей работы. Выходы различных мод нормированы на 100 делений: $Y_{SL} + Y_{STI} + Y_{STII} = 200\%$.

составного делящегося ядра A_F и средних масс легкого $\langle M_L \rangle$ и тяжелого $\langle M_H \rangle$ продуктов деления:

$$\langle \nu_T \rangle = A_F - \langle M_H \rangle - \langle M_L \rangle \quad (8)$$

Средняя масса продуктов деления определяется как:

$$\langle M_{H,L} \rangle = \frac{\sum M_{H,L} \cdot Y(M_{H,L})}{\sum Y(M_{H,L})} \quad (9)$$

, где M и $Y(M)$ массовое число и соответствующий полный выход с данным массовым числом для тяжелой и легкой группы осколков деления.

На рис. 4 показано среднее число мгновенных нейтронов деления в зависимости от средней энергии возбуждения ядра, полученное в настоящей работе, а также в работах [23, 5] на пучке тормозных γ -квантов и на пучке квазимонохроматических фотонов [28]. На рисунке приведена аппроксимация среднего числа нейтронов линейной функцией, полученная в работе [28]

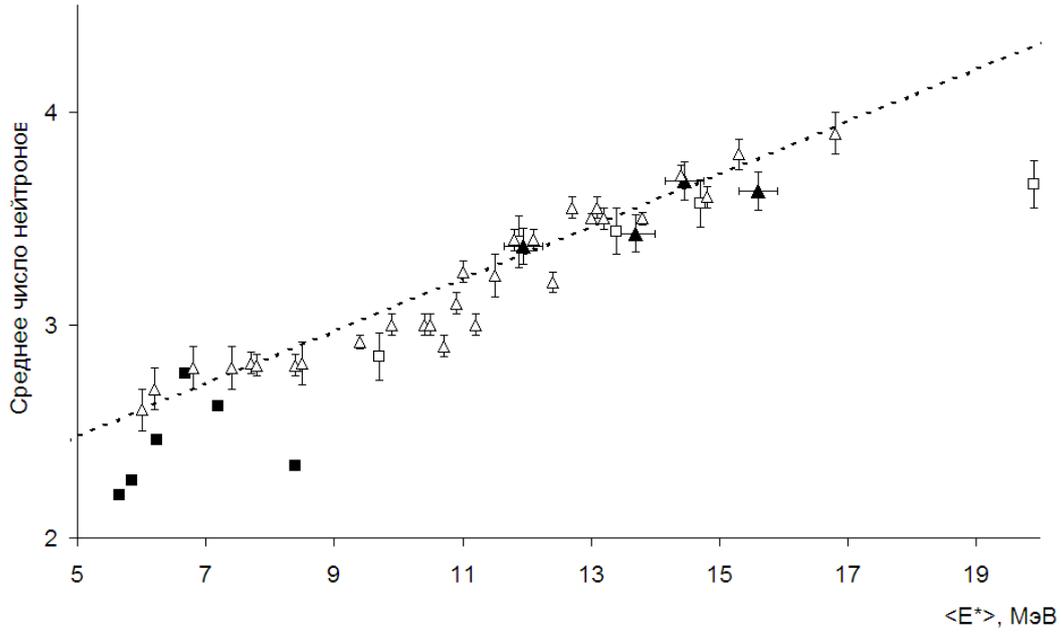


Рис. 4: Среднее число мгновенных нейтронов деления при фотоделении $^{238}_{92}\text{U}$ в зависимости от средней энергии возбуждения делящегося ядра, полученное в настоящей работе (▲), в работах на пучке тормозных γ -квантов [23, 5] (□, ■) и на пучке квазимонохроматических фотонов [28] (△). Пунктирной линией показана аппроксимация линейной функцией среднего числа нейтронов, полученная в работе [28]

на пучке квазимонохроматических фотонов. Результаты указывают на общую тенденцию увеличения среднего числа мгновенных нейтронов деления при увеличении энергии возбуждения делящегося ядра. Результаты настоящей работы и работ [23, 5] хорошо согласуются с линейной аппроксимацией среднего числа мгновенных нейтронов.

В разделе 4.4 приводятся результаты расчета отношения интегральных выходов фотоделения к выходу реакции с вылетом одного нейтрона. В табл. 3 приведены средние энергии возбуждения ядра $\langle E^* \rangle$, отношения интегральных выходов фотоделения $^{238}_{92}\text{U}$ и реакции с вылетом одного нейтрона из оцененных данных $Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ [29] и полученные в данной работе $Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ (наст. работа) в зависимости от верхней границы тормозного спектра T . Отношение полного выхода реакции $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, F)$ к выходу реакции $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n)^{237}_{92}\text{U}$ для оцененных данных рассчитывалось путем свертки оцененных сечений с тормозным спектром.

Из табл. 3 видно, что отношение интегральных выходов, полученные в настоящей работе хорошо согласуется с оцененными данными [29].

В разделе 4.5 приводится сравнение характеристик продуктов деления под действием γ -квантов и нейтронов. Сравнивая вид массового распределе-

Таблица 3: Средние энергии возбуждения ядра $\langle E^* \rangle$, отношения интегральных выходов фотоделения ${}^{238}\text{U}$ и реакции с вылетом одного нейтрона из оцененных данных $Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ [29] и полученные в данной работе $Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ (наст. работа) в зависимости от верхней границы тормозного спектра T

T , МэВ	$\langle E^* \rangle$, МэВ	$Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ [29]	$Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ (наст. работа)
19.5	11.9 ± 0.3	0.583	0.547 ± 0.034
29.1	13.7 ± 0.3	0.743	0.748 ± 0.046
48.3	14.4 ± 0.3	0.789	0.724 ± 0.046
67.7	15.6 ± 0.3	0.836	0.838 ± 0.047

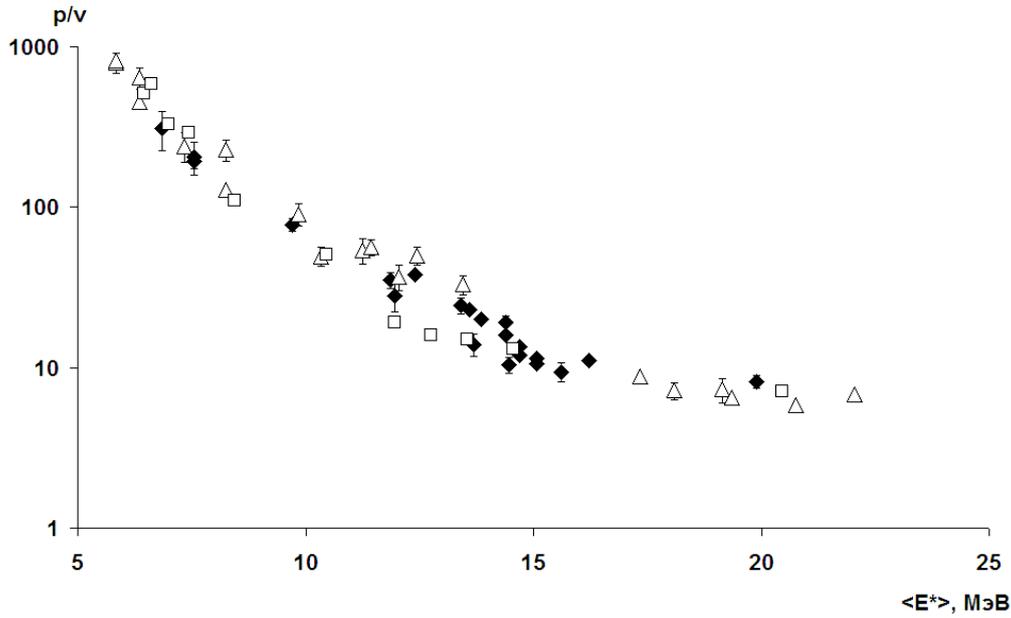


Рис. 5: Отношение несимметричного и симметричного делений p/v фотоделения ${}^{238}\text{U}$ (\blacklozenge) и деления ядер ${}^{235}\text{U}$ (\square) [30, 31] и ${}^{238}\text{U}$ (\triangle) [32, 33, 34, 35, 36, 37] под действием моноэнергетических нейтронов в зависимости от средней энергии возбуждения ядра $\langle E^* \rangle$.

ния фотоделения ${}^{238}\text{U}$ с делением ядер ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{238}\text{U}$ под действием моноэнергетических нейтронов можно заключить, что во всех случаях при увеличении энергии возбуждения составного ядра возрастает роль симметричного деления. На рис. 5 показано отношение несимметричного и симметричного делений p/v фотоделения ${}^{238}\text{U}$ и деления ядер ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{238}\text{U}$ под действием моноэнергетических нейтронов в зависимости от средней энергии возбуждения ядра. Отношение p/v несимметричного и симметричного делений изотопов урана ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{238}\text{U}$ сильно спадает при низких энергиях, при энергии возбуждения в районе 17 МэВ это отношение уменьшается слабо или почти не изменяется. Из-за конкуренции между делением первого и второго шанса отношение несимметричного и симметричного делений начинает спадать гораздо медленнее. Поведение зависимостей для фотоделения ${}^{238}\text{U}$ и деления

ядер ^{235}U и ^{238}U под действием моноэнергетических нейтронов практически повторяют друг друга. Отношение несимметричного и симметричного делений отличается для деления ядра ^{235}U под действием нейтронов в области энергий 12-15 МэВ. При низких и высоких энергиях зависимости одинаковы в пределах ошибок измерений. Различие в области энергий возбуждения ядра 12-15 МэВ, по-видимому, связано с разной энергией отделения нейтрона от составного ядра и с различной делимостью составных ядер ^{236}U и ^{239}U .

Для сравнения модальной структуры деления, полученной для фотоделения, с делением под действием нейтронов, для больших энергий используется систематика выходов продуктов деления под действием нейтронов и протонов [17].

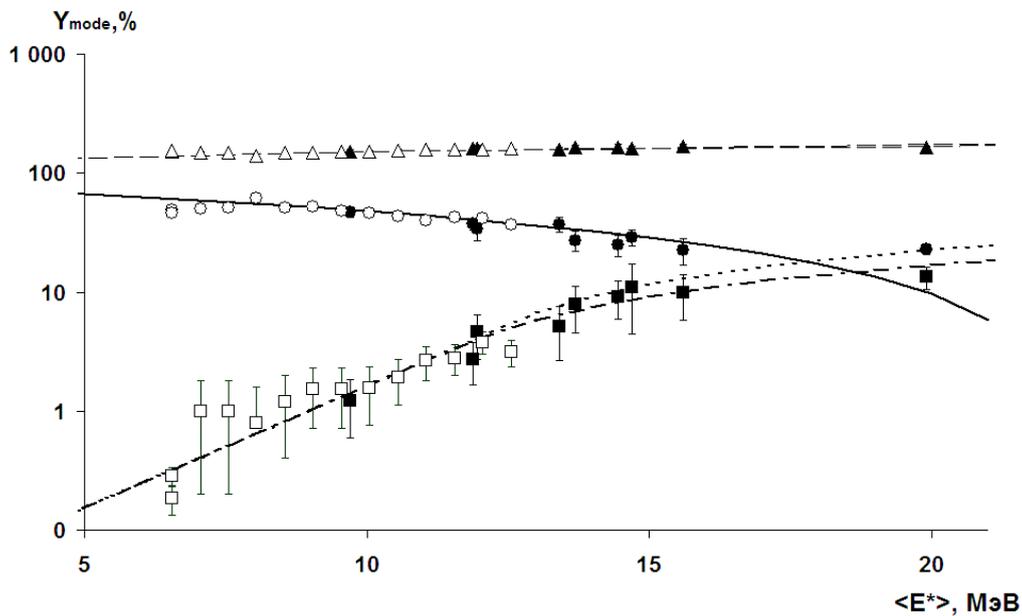


Рис. 6: Вклады различных мод фотоделения ^{238}U и деления ^{235}U под действием нейтронов [38] в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра $\langle E^* \rangle$. \blacktriangle , \bullet , \blacksquare - вклады мод STII, STI, SL фотоделения ^{238}U рассчитанные на основе массового распределения из настоящей работы и работы [8]. \triangle , \circ , \square - вклады мод STII, STI, SL деления ^{235}U под действием нейтронов [38]. Различными линиями показаны результаты расчетов деления составного ядра с $A = 236$ и $A = 238$ выполненные по систематике [17]: вклады мод STII (штриховая линия) и STI (непрерывная линия) для составных систем с $A = 236$ и $A = 238$ практически совпадают, вклад моды SL для составных систем с $A = 236$ и $A = 238$ обозначены пунктирной и штрих-пунктирной линией соответственно. Выходы мод нормированы на 100 делений: $Y_{SL} + Y_{STI} + Y_{STII} = 200\%$.

На рис. 6 показаны вклады различных мод деления при фотоделении ^{238}U и делении ^{235}U под действием нейтронов [38]. Различными линиями показаны результаты расчетов деления составных ядер с $A = 236$ и $A = 238$

выполненные по систематике [17]. Вклад мод STII (штриховая линия) и STI (непрерывная линия) для составных систем с $A = 236$ и $A = 238$ практически совпадают. Систематика очень хорошо описывает поведение мод STII и STI и для фотоделения ^{238}U . Поведение моды STI, связанной с оболочкой $N = 82$ и структурой массового распределения в районе $A = 134$, совпадает с экспериментальными данными вплоть до энергии возбуждения ядра 15 МэВ. Поведение моды SL симметричного деления для составной системы с $A = 238$, рассчитанное по систематике [17] деления под действием нейтронов и протонов (штрих-пунктирная линия на рис. 6), совпадает с экспериментальными данными фотоделения ^{238}U .

Сравнительный анализ экспериментально полученных мод фотоделения с расчетами, выполненными по систематике деления под действием протонов и нейтронов выполнен впервые. Показано, что экспериментальные данные по фотоделению хорошо согласуются с данными систематики [17].

В разделе 4.6 полученные экспериментальные данные характеристик продуктов фотоделения сравниваются с расчетами с помощью программы TALYS [1]. Сравнение с результатами, полученными при моделировании фотоделения с помощью статистической модели деления в программе TALYS, показывает в целом качественное согласие. Существует различие в ширине массового распределения, отношений несимметричного и симметричного деления ядра и положении максимумом в массовом распределении. Причина различия отношений несимметричного и симметричного деления ядра может заключаться в том, что в статистической модели распада составного ядра учитывается вылет нейтронов только из составного ядра сразу после возбуждения, а не в процессе деформации. Количественные характеристики сечения фотоделения также сильно различаются с сечениями полученными в эксперименте, что указывает на необходимость дальнейшего уточнения параметров модели, используемой в программе TALYS.

В **заключении** подведены итоги проделанной работы.

Материалы диссертации опубликованы в работах:

1. Ишханов Б. С., Кузнецов А. А. Фоторасщепление ^{238}U в области энергий гигантского дипольного резонанса // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. - 2013. - N 1. - С. 27–32.
2. Ишханов Б. С., Кузнецов А. А. Массовое распределение осколков фотоделения ^{238}U // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. - 2013. - N 4. - С. 15–22.
3. Ускоритель РТМ-70 как импульсный источник нейтронов и фотонов / А.А. Кузнецов, С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков и др. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия.- 2007.- N 6.- С. 25–28.
4. Выходы фотонейтронных реакций на ядре ^{197}Au в области гигантского дипольного резонанса / С.С. Бельшев, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов и др. // Ядерная физика.- 2011.- Т. 74, N 11.- С. 1576–1580.
5. Определение выходов ядерных реакций на основе анализа цепочек распадов / С.С. Бельшев, К.А. Стопани, А.А. Кузнецов и др. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия.- 2011.- N 4.- С. 42–47.
6. Photofission of a natural mix of $^{235,238}\text{U}$ isotopes / S.S. Belyshev, A.N. Ermakov, A.A. Kuznetsov et al. // LVII International Conference on Nuclear Physics NUCLEUS–2007 "Fundamental Problems of Nuclear Physics, Atomic Power Engineering and Nuclear Technologies June 25 - 29, 2007, Voronezh. - Saint-Petersburg, 2007. - P. 46.
7. Фоторасщепление естественной смеси изотопов $^{235,238}\text{U}$ / С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, А.А. Кузнецов и др. // Труды VIII межвузовской школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине 19-20 ноября, 2007 г. - Издательство МГУ Москва, 2007. - р. 1.
8. Исследование фоторасщепления естественной смеси изотопов $^{235,238}\text{U}$ на ускорителе РТМ-70 / С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, А.А. Кузнецов и др. // 58 Международное Собрание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро-2008". Проблемы фундаментальной ядерной физики. Разработка ядерно-физических методов для нанотехнологий, медицинской физики и ядерной энергетики. Тезисы докладов.- Санкт-Петербург, 2008.- С. 149.

9. Mass distribution of ^{238}U photofission products / S.S. Belyshev, A.N. Ermakov, A.A. Kuznetsov et al. // LXII International Conference NUCLEUS 2012 "Fundamental Problems of Nuclear Physics, Atomic Power Engineering and Nuclear Technologies June 25 – 30, 2012, Voronezh, Russia. Book of Abstracts. - Saint-Petersburg, 2012. - P. 95.
10. Автоматизация обработки данных гамма-активационных экспериментов / С.С. Бельшев, А.А. Кузнецов, А.С. Курилик, К.А. Стопани // 58 Международное Собрание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро-2008". Проблемы фундаментальной ядерной физики. Разработка ядерно-физических методов для нанотехнологий, медицинской физики и ядерной энергетики. Тезисы докладов.- Санкт-Петербург, 2008.- С. 282.
11. Определение выходов осколков при фотоделении естественной смеси изотопов $^{235,238}\text{U}$ тормозными гамма-квантами / С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, А.А. Кузнецов и др. // 59 Международное собрание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро 2009". Тезисы докладов. 15 - 19 июня 2009 г. Чебоксары.- СПбГУ Санкт-Петербург, 2009.- С. 156.
12. Кузнецов А., Курилик А. Калибровка эффективности HPGe детектора по экспериментальным измерениям и моделированию GEANT4 // 59 Международное собрание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро 2009". Тезисы докладов. 15 - 19 июня 2009 г. Чебоксары.- СПбГУ Санкт-Петербург, 2009.- С. 314.
13. Фоторасщепление естественной смеси изотопов $^{235,238}\text{U}$ / С.С. Бельшев, А.А. Кузнецов, А.С. Курилик, К.А. Стопани // 61 Международная конференция по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро 2011". Тезисы докладов. 10 - 14 октября 2011 г. , Саров.- РФЯЦ-ВНИИЭФ Саров, 2011.- С. 72.

Список цитированной литературы

- [1] Koning A., Hilaire S., Duijvestijn M. Talys - 1.0 // Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology - ND2007 / Ed. by O.Bersillon, F.Gunsing, E.Bauge et al. — EDP Sciences, 2008. — P. 211–214.
- [2] Empire: Nuclear reaction model code system for data evaluation / M. Herman, R. Capote, B.V. Carlson et al. // Nuclear Data Sheets. — 2007. — Vol. 108, no. 12. — P. 2655 – 2715.
- [3] Fragment mass and kinetic energy distribution for the photofission of ^{235}U and ^{238}U with 25-mev end-point bremsstrahlung / A. De Clercq, E. Jacobs, D. De Frenne et al. // Phys. Rev. C. — 1976. — Vol. 13. — P. 1536–1543.
- [4] Isotopic distributions and elemental yields for the photofission of $^{235,238}\text{U}$ with 12-30- MeV bremsstrahlung / D. De Frenne, H. Thierens, B. Proot et al. // Phys. Rev. C. — 1984. — Vol. 29. — P. 1908–1911.
- [5] Fragment characteristics for the photofission of ^{238}U with 6.1–13.1 MeV bremsstrahlung / S. Pomme, E. Jacobs, M. Piessens et al. // Nucl. Phys. A. — 1994. — Vol. 572. — P. 237–266.
- [6] Mass distribution in the bremsstrahlung-induced fission of ^{232}Th , ^{238}U and ^{240}Pu / H. Naik, V.T. Nimje, D. Raj et al. // Nuclear Physics A. — 2011. — Vol. 853, no. 1. — P. 1 – 25.
- [7] Демехина Н., Карапетян Г. Мультимодальное приближение для фотоделения ^{238}U в области промежуточных энергий // Ядерная физика. — 2008. — Т. 71, № 1. — С. 28–36.
- [8] Fragment mass and kinetic energy distributions for the photofission of ^{238}U with 12-, 15-, 20-, 30-, and 70-MeV bremsstrahlung / E. Jacobs, A. De Clercq, H. Thierens et al. // Phys. Rev. C. — 1979. — Vol. 20. — P. 2249–2256.
- [9] Symmetric and asymmetric yields in the photofission of ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U and ^{240}Pu / W. Gunther, K. Huber, U. Kneissl et al. // Zeitschrift fur Physik A Atoms and Nuclei. — 1980. — Vol. 295, no. 4. — P. 333–340.
- [10] Gilmore G. R. Practical Gamma-ray Spectroscopy. — Wiley, 2008. — 387 p.
- [11] Geant4 — a simulation toolkit / S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 506, no. 3. — P. 250 – 303.

- [12] IAEA-TECDOC-1275. Specialised Software Utilities for Gamma Ray Spectrometry. Final report of a co-ordinated research project 1996–2000. / Ed. by International Atomic Energy Agency. — IAEA, VIENNA, 2002.
- [13] Evaluated nuclear structure data file (ensdf). — URL: <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [14] Nuclear-charge distribution in low-energy fission / A. C. Wahl, R. L. Ferguson, D. R. Nethaway et al. // Phys. Rev. — 1962. — Vol. 126. — P. 1112–1127.
- [15] Wahl A. // Atomic Data Nucl. Data Tables. — 1988. — Vol. 39.
- [16] Sugarman N., Turkevich A. // Radiochemical Studies: The Fission Product. — 1951. — P. 1396.
- [17] Systematics of Fission–Product Yields / Ed. by Arthur C. Wahl. — Los Alamos National Laboratory., 2002.
- [18] Erten H., Aras N. // J. Inorg. Nucl. Chem. — 1979. — Vol. 41. — P. 149.
- [19] Charge distribution for the photofission of ^{238}U with 20-MeV bremsstrahlung / D. De Frenne, H. Thierens, E. Jacobs et al. // Phys. Rev. C. — 1980. — Vol. 21. — P. 629–636.
- [20] Charge distributions for the photofission of ^{235}U and ^{238}U with 12–30 MeV bremsstrahlung / D. De Frenne, H. Thierens, B. Proot et al. // Phys. Rev. C. — 1982. — Vol. 26. — P. 1356–1368.
- [21] Excitation energy dependence of charge odd-even effects in the fission of ^{238}U close to the fission barrier / K. Persyn, E. Jacobs, S. Pomme et al. // Nucl. Phys. A. — 1993. — Vol. 560. — P. 689–714.
- [22] Schmitt R. A., Sugarman N. Uranium photofission yields // Phys. Rev. — 1954. — Vol. 95. — P. 1260–1267.
- [23] Product yields for the photofission of ^{238}U with 12-, 15-, 20-, 30-, and 70-MeV bremsstrahlung / E. Jacobs, H. Thierens, D. De Frenne et al. // Phys. Rev. C. — 1979. — Vol. 19. — P. 422–432.
- [24] Product yields for the photofission of ^{235}U and ^{238}U with 25-MeV bremsstrahlung / H. Thierens, D. De Frenne, E. Jacobs et al. // Phys. Rev. C. — 1976. — Vol. 14. — P. 1058–1067.
- [25] Chattopadhyay A., Dost K., Krajbich I. // Inorg. Nucl. Chem. — 1973. — Vol. 35. — P. 2621.

- [26] Brosa U., Grossmann S., Moller A. Nuclear scission // *Physics Reports*. — 1990. — Vol. 197, no. 4. — P. 167 – 262.
- [27] Duijvestijn M. C., Koning A. J., Hamsch F.-J. Mass distributions in nucleon-induced fission at intermediate energies // *Phys. Rev. C*. — 2001. — Vol. 64. — P. 014607.
- [28] Giant resonance for the actinide nuclei: Photoneutron and photofission cross sections for ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , and ^{232}Th / J. T. Caldwell, E. J. Dowdy, B. L. Berman et al. // *Phys. Rev. C*. — 1980. — Vol. 21. — P. 1215–1231.
- [29] Варламов В. В., Ишханов Б. С. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. — Университетская книга, 2010. — 300 с.
- [30] Evaluation and compilation of fission yields, endf-349 : Rep. / LA-UR-94-3106 ; Executor: TR England, BF Rider : 1993.
- [31] Mass distributions for monoenergetic-neutron-induced fission of ^{235}U / L. E. Glendenin, J. E. Gindler, D. J. Henderson, J. W. Meadows // *Phys. Rev. C*. — 1981. — Vol. 24. — P. 2600–2605.
- [32] Mass distributions in monoenergetic-neutron-induced fission of ^{238}U / S. Nagy, K. F. Flynn, J. E. Gindler et al. // *Phys. Rev. C*. — 1978. — Vol. 17. — P. 163–171.
- [33] N.L. Borisova, S.M. Dubrovina, V.I. Novgorodtseva et al. // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1978. — Vol. 6. — P. 331.
- [34] Distribution of fission yields in the 14.8 mev neutron-induced fission of ^{238}U / D.E. Adams, W.D. James, J.N. Beck, P.K. Kuroda // *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*. — 1975. — Vol. 37, no. 2. — P. 419 – 424.
- [35] Mass yields in the 14 mev neutron-induced fission of ^{238}U / M. Rajagopalan, H.S. Pruyss, A. Grujtter et al. // *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*. — 1976. — Vol. 38, no. 2. — P. 351 – 352.
- [36] Fission product yeilds from 6-9 MeV neutron-induced fission of ^{235}U and ^{238}U / T. C. Chapman, G. A. Anzelon, G. C. Spitale, D. R. Nethaway // *Phys. Rev. C*. — 1978. — Vol. 17. — P. 1089–1097.
- [37] Distribution of fission yields in the 3 MeV neutron-induced fission of ^{238}U / J.T. Harvey, D.E. Adams, W.D. James et al. // *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*. — 1975. — Vol. 37, no. 11. — P. 2243 – 2246.
- [38] Systematics of fission-channel probabilities / U. Brosa, H.-H. Knitter, Tieshuan Fan et al. // *Phys. Rev. C*. — 1999. — Vol. 59. — P. 767–775.