

P15-2003-192

Ю. П. Гангрский, В. И. Жеменик¹, Н. Ю. Маслова,
Г. В. Мышинский, Х. С. Норов², Ю. Э. Пенионжкевич

НЕЗАВИСИМЫЕ ВЫХОДЫ ОСКОЛКОВ Kr И Xe ПРИ ФОТОДЕЛЕНИИ ²³⁷Np

Доклад на 53-м Международном совещании
по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра.
Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»

¹Институт ядерных исследований НАНУ, Киев

²Государственный национальный университет, Душанбе

1. Введение

Деление ядер является сложным процессом, в котором происходит сильное изменение формы ядра (от сферической или слабо деформированной до гантелеобразной), коренная перестройка нуклонных конфигураций, неоднократное перераспределение энергии между различными степенями свободы. Несмотря на многолетние исследования ядерного деления, полного понимания этого явления еще не достигнуто и не создано теории, позволяющей описать его с единой точки зрения. Это особенно касается динамики деления – изменений, происходящих в ядре на пути от седловой точки к точке разрыва. Считается, что именно на этом пути происходит формирование будущих осколков деления – установление их нуклонного состава. Механизм этого формирования зависит от целого ряда факторов: рельефа потенциальной поверхности, ядерной вязкости коллективного движения, изменения форм ядра, поэтому исследование его представляет большой интерес.

Одним из направлений этих исследований является определение нуклонного состава (числа протонов и нейтронов) первичных осколков, т.е. образующихся непосредственно после разрыва ядра. Для этого обычно измеряют изобарические (распределения по Z при фиксированном A) или изотопические (распределения по N при фиксированном Z) спектры первичных осколков. Эти измерения позволяют судить об отклонениях отношений чисел нейтронов и протонов в образовавшихся осколках по сравнению с делящимся ядром, которые происходят в процессе движения ядра к точке разрыва.

В этих измерениях используется целый ряд методик: электромагнитные спектрометры высокого разрешения, быстрые электромагнитные сепараторы, γ - и рентгеновская спектрометрия в совпадениях с осколками в момент деления. Описание этих методик представлено в [1]. Однако ни одна из этих методик не является универсальной, позволяющей проводить измерения для всего диапазона масс, зарядов и кинетических энергий осколков деления. Их основными недостатками являются либо низкая эффективность, позволяющая работать лишь при высоких

интенсивностях бомбардирующих частиц, либо избирательность, ограничивающая для измерений только определенные группы осколков. Поэтому известных данных о выходах первичных осколков явно недостаточно. Они являются достаточно полными лишь в случае деления ряда ядер (^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu) тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{252}Cf [2,3].

В то же время представляет большой интерес получение новых данных о независимых выходах осколков при делении ядер в реакциях, вызываемых другими бомбардирующими частицами, например γ -квантами. Особенностью этих реакций является малый угловой момент (в основном лишь $1\hbar$), вносимый в ядро в широком диапазоне их энергий, и возбуждение дипольных колебаний ядра (гигантский дипольный резонанс). Измерения независимых выходов осколков при фотоделении ядер позволяет определить влияние этих факторов на процесс формирования осколков.

Целью данной работы является измерение независимых выходов осколков Kг и Хе при фотоделении ^{237}Np , ядра с нечетным числом протонов (все предыдущие аналогичные эксперименты были проведены с ядрами с четными Z – Th, U, Pu [4,5]).

2. Экспериментальная методика

Выбор в качестве объектов исследований инертных газов обусловлен необычностью их химических свойств, что позволяет эффективно отделять их от всех других осколков. Инертные газы Kг и Хе эффективно адсорбируются на фильтре и стенках капилляра, по которому осколки транспортируются от облучаемой мишени к детекторам радиоактивного излучения, лишь при температуре жидкого азота (-196°C), а все остальные осколки – уже при комнатной температуре. На этом принципе и была основана используемая экспериментальная установка, которая включала реакционную камеру, криостат и систему подачи буферного газа, соединенные тефлоновым капилляром (блок-схема ее представлена на рис.1, а подробное описание – в работах [5,6]).

Облучаемые мишени помещались в реакционной камере, наполненной буферным газом – химически чистым гелием или азотом – с давлением 1 или 2 атм. Симметрично по диаметру реакционной камеры друг напротив друга были расположены отверстия для ввода и вывода буферного газа. Транспортировка осколков деления вместе с буферным газом из реакционной камеры к криостату производилась при откачке их насосом по тefлоновому капилляру с внутренним диаметром 2 мм и длиной в 10 м. На входе в капилляр помещался волокнистый фильтр, в котором эффективно адсорбировались все осколки деления за исключением Kг и Хе.

В качестве криостата использовалась свернутая в спираль медная трубка, помещаемая в сосуд Дьюара с жидким азотом. Такая конструкция криостата позволяла поддерживать в нем температуру, близкую к $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$, что позволяло конденсировать в нем Kг и Хе (их температуры конденсации при атмосферном давлении $-157\text{ }^{\circ}\text{C}$ и $-112\text{ }^{\circ}\text{C}$ соответственно).

Время транспортировки осколков Kг и Хе из реакционной камеры в криостат измерялось в специальных опытах и составляло 0,5 – 1,0 с (оно зависело от вида и давления газа и включало время диффузии осколков к входному отверстию и время транспортировки по капилляру) [7]. Поскольку в криостат попадали лишь те осколки Kг и Хе, которые образовывались непосредственно при разрыве ядра, то их выходы можно рассматривать как независимые. Осколки других элементов могли оказываться в криостате только после β -распада изотопов Kг и Хе, поэтому их выходы должны соответствовать независимым выходам инертных газов. Выходы этих нуклидов и определялись на опыте, т.к. они имели более длинные периоды полураспада и удобные для измерений γ -линии. Примеры цепочек β -распадов, включающих изотопы Kг и Хе, в которых выделены те нуклиды, которые использовались для определения выходов, приведены в [5]. Характеристики радиоактивного распада этих нуклидов (периоды полураспада $T_{1/2}$, энергии E_{γ} и интенсивности I_{γ} измеряемых γ -линий) взяты из работы [8].

Типичные времена облучения мишеней составляли 30 мин. После 5-минутной выдержки (за это время происходил β -распад изотопов Kг и Хе) медная спираль вынималась из сосуда с жидким азотом и переносилась в помещение, защищенное от излучения микротрона, к спектрометру γ -излучения, где измерялись спектры дочерних продуктов распада инертных газов. Выходы некоторых изотопов, например ^{137}Xe , не могли быть измерены описанной выше методикой из-за большого периода полураспада их самих или их дочерних изотопов (30,1 г. у ^{137}Cs). Для их измерения проводились on-line эксперименты по несколько измененной методике. В этих экспериментах изотопы Хе и Kг, сепарированные от других осколков деления с помощью фильтра, расположенного на входе в капилляр, транспортировались газовым потоком в измерительный центр, где вымораживались в тонкостенном криостате, размещенном непосредственно над детектором гамма-излучения. В этом случае измерялись спектры самих первичных осколков. Для этого была увеличена длина капилляра до 30 м, и, соответственно, время транспортировки выросло на 2 – 3 с. Перед входом в криостат был размещен дополнительный фильтр, задерживающий образовавшиеся за это время дочерние продукты β -распада короткоживущих изотопов исследуемых элементов, что позволило вдвое уменьшить загрузку детектора.

3. Результаты эксперимента

Эксперименты по измерению независимых выходов осколков Kг и Хе проводились на пучке тормозного излучения микротрона МТ-25 Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований. Описание этого микротрона и его основные параметры представлены в работе [9]. Энергия ускоренных электронов (и, соответственно, граничная энергия тормозного спектра) составляла 25 МэВ, а ток пучка – 15 мкА. В качестве конвертора использовался вольфрамовый диск толщиной 4 мм, охлаждаемый водой. За конвертором располагался алюминиевый

экран толщиной 20 мм, препятствующий попаданию электронов в реакционную камеру.

Из измеренных спектров γ -излучения определялись (после вычета фона) площади γ -линий принадлежащих изотопам Kг и Хе и дочерним продуктам их β -распада. В соответствии с методикой эксперимента, после выключения пучка микротрона криостат еще некоторое время $T_{\text{азот}}$ находится в жидком азоте, после чего вытягивается и в течении нескольких секунд замороженные ранее атомы инертных газов испаряются и покидают криостат. Задержку между этим моментом и началом измерения спектра обозначим $T_{\text{охл}}$, время измерения спектра – $T_{\text{изм}}$, $\lambda_{1, \dots, k}$ – время полураспада ядер 1, ..., k-го члена цепочки β -распадов исходного ядра, P_{nk} – вероятность испускания задержанного нейтрона после β -распада k-го ядра, $\varepsilon(\gamma)$ – эффективность детектора для γ -квантов данной энергии, $I_{k\gamma}$ – относительная интенсивность соответствующего перехода, $\alpha_{k\gamma}$ – полный коэффициент конверсии γ -излучения, Y_1 – количество ядер, вымораживающихся за единицу времени в криостате, первого в цепочке изотопа – криптона или ксенона. Площадь $S_{k\gamma}^{\text{эксн}}$ γ -линии k-го ядра в цепочке распадов связана с Y_1 соотношением

$$S_{k\gamma}^{\text{эксн}} = S_{k\gamma}(T_{\text{обл}}, T_{\text{азот}}, T_{\text{охл}}, T_{\text{изм}}, \lambda_1, \dots, \lambda_k, P_{n1}, \dots, P_{nk-1}, \varepsilon(\gamma), \alpha_{k\gamma} I_{k\gamma}, Y_1), \quad (1)$$

где $T_{\text{обл}}$ – время облучения. Для получения аналитической зависимости $S_{k\gamma}$ от указанных параметров последовательно (итеративно) искались решения системы уравнений

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_1(t)}{dt} = Y_1 - \lambda_1 N_1(t) \\ \dots \\ \frac{dN_k(t)}{dt} = -\lambda_k N_k(t) + \lambda_{k-1} (1 - P_{nk-1}) N_{k-1}(t) \end{array} \right. \quad (2)$$

(где $N_{1,\dots,k}(t)$ – количество ядер 1, ..., k-го члена цепочки β -распада в момент времени t), со следующими начальными условиями:

$N_{1,\dots,k}(0) = 0$ при описании накопления активности во время облучения;

$N_{1,\dots,k}(0) = N_{1,\dots,k}(T_{\text{обл}})$, $Y_1 = 0$ при описании распада активности после выключения микрофона и до извлечения криостата из азота;

$N''_1(0) = 0$, $N''_{2,\dots,k}(0) = N'_{2,\dots,k}(T_{\text{азот}})$, $Y_1 = 0$ при описании распада активности после извлечения криостата из азота.

Вычисления производились с помощью математического пакета Maple 7. Этот же пакет впоследствии использовался и для поиска решений уравнения (1).

Площадь после вычета фона $S_{k\gamma}$ γ -линии, принадлежащей k-му изотопу, выражается через решения системы уравнений (2) $N''_k(t)$ как

$$S_{k\gamma} = \int_{T_{\text{охл}}}^{T_{\text{охл}}+T_{\text{изм}}} \frac{\lambda_k N''_k(t) \varepsilon(\gamma) I_{k\gamma}}{1 + \alpha_{k\gamma}} dt . \quad (3)$$

Для получения независимого выхода за единицу времени Y вычисленное таким образом значение Y_1 должно быть скорректировано с учетом вероятности выхода осколка из мишени ε_m и его остановки в буферном газе ε_g , распада ядер за время транспортировки из реакционной камеры к криостату $T_{\text{трансп}}$, поглощения гамма-излучения $\varepsilon_{\text{Cu}}(\gamma)$ в стенках криостата, сделанного из медной трубки с толщиной стенок 0,5 мм и с учетом просчетов, связанных с мертвым временем детектора T_{dead} :

$$Y = \frac{Y_1 T_{\text{изм}}}{(T_{\text{изм}} - T_{\text{dead}}) \varepsilon_m \varepsilon_g \varepsilon_{\text{Cu}}(\gamma) e^{-\lambda_1 T_{\text{трансп}}}} . \quad (4)$$

Полученные таким образом зависимости выхода изотопов Хе и Кг от их массового числа представлены на рис. 2 и рис. 3 соответственно. Для сравнения на рис. 2 и 3 приведены

аналогичные распределения, полученные нами ранее для фотоделения ^{232}Th , ^{238}U и ^{244}Pu .

4. Обсуждение результатов

Из рис. 2 следует, что изотопное распределение Хе смещается в сторону нейтронного избытка при переходе от Nr к Th, U и Pu. Для Nr его центр тяжести соответствует сферической нейтронной оболочке $N=82$, являющейся центром SI моды деления, а влияние деформированной оболочки $N=88$ проявляется в повышенном выходе изотопа ^{142}Xe . При увеличении избытка нейтронов у делящегося ядра, из-за влияния оболочки $N=88$, эти нейтроны не распределяются равномерно между двумя осколками, а предпочтительнее остаются на тяжелом ядре. При этом с приближением центра тяжести распределения к $A=140$, т. е. с переходом к SII моде деления, аномалия в выходе ^{142}Xe постепенно исчезает.

Противоположная картина наблюдается на рис. 3: центр изотопного распределения Kr при фотоделении Th, U и Nr меняется мало. В этой области известна только одна сферическая подоболочка $N=56$ [10], которая могла бы его стабилизировать. Таким образом, наличие нескольких нейтронных оболочек в области тяжелого осколка ($N=82, 88$) и только одной подоболочки в области легкого приводит к тому, что для достаточно широкой области ядер первый оттягивает на себя максимально возможное количество нейтронов, и в результате положение центра его изотопного распределения зависит от делящегося ядра. В то же время количество нейтронов, остающееся у легкого осколка, меняется значительно меньше.

Численные значения параметров (среднего массового числа и полуширины) изотопного распределения были получены путем аппроксимации экспериментальных точек распределением Гаусса. Они представлены в таблице. Видно, что ширина распределения увеличивается с ростом массы и заряда делящегося ядра, как для Kr, так и для Хе. Это приводит к увеличению относительного выхода изотопов, находящихся на краях распределения.

Таким образом, замена мишени на более нейтроноизбыточную дает возможность получать тяжелые осколки, более удаленные от долины β -стабильности. В то же время относительные выходы легких осколков слабо зависят от A и Z делящегося ядра (для доступных в качестве мишеней изотопов). Поэтому для получения радиоактивных пучков легких осколков, не сильно удаленных от долины β -стабильности, целесообразно использовать мишени из сравнительно дешевых и менее радиационно-опасных материалов. Выходы нейтроноизбыточных осколков, как легких, так и тяжелых, сильно зависят от используемой мишени, и в этом случае может оказаться оправданным использование даже таких экзотических материалов, как ^{244}Pu .

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Ц. Оганесяну, М.Г. Иткису и С.Н. Дмитриеву за поддержку работы, Я. Климану и В.В. Пашкевичу за полезные обсуждения, А.Г. Белову и Г.В. Букланову за помощь при проведении экспериментов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 01-02-97038 и № 01-02-16455) и ИНТАС (грант № 2000 – 00463).

Центр тяжести и ширина на половине высоты изотопного распределения Kr и Xe

		^{232}Th	^{237}Np	^{238}U	^{244}Pu
Kr	A	91.3 ± 0.2	90.3 ± 0.2	91.0 ± 0.1	
	FWHM	2.5 ± 0.2	3.0 ± 0.3	2.9 ± 0.2	
Xe	A	139.0 ± 0.2	136.7 ± 0.2	139.4 ± 0.2	139.6 ± 0.3
	FWHM	3.0 ± 0.2	3.0 ± 0.3	3.6 ± 0.3	4.4 ± 0.4

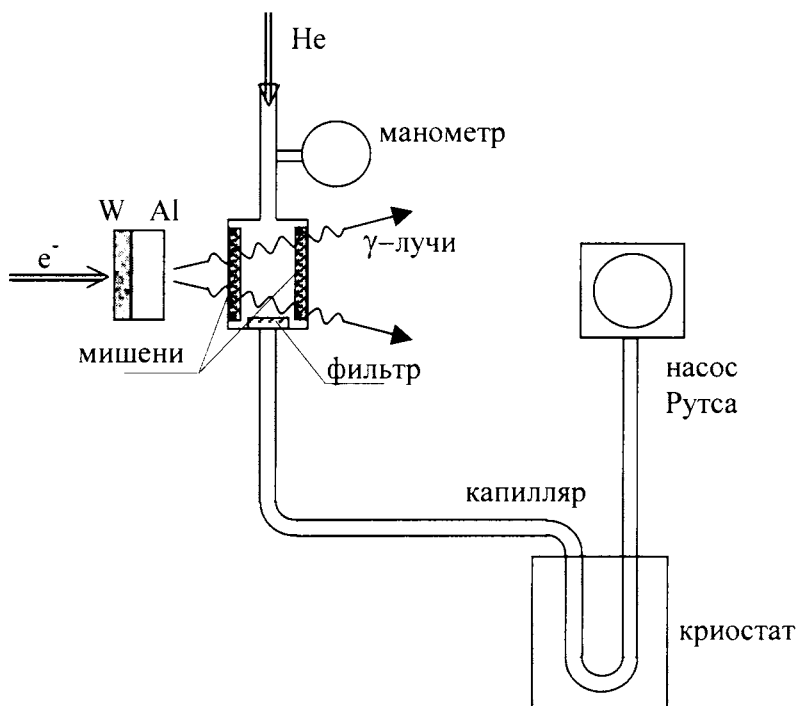


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки

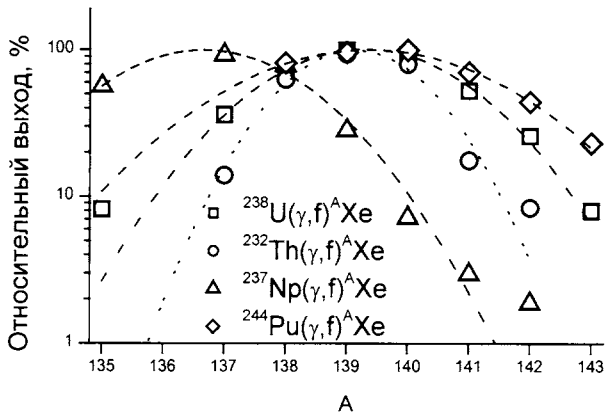


Рис.2. Изотопное распределение Xe при фотоделении легких актинидов

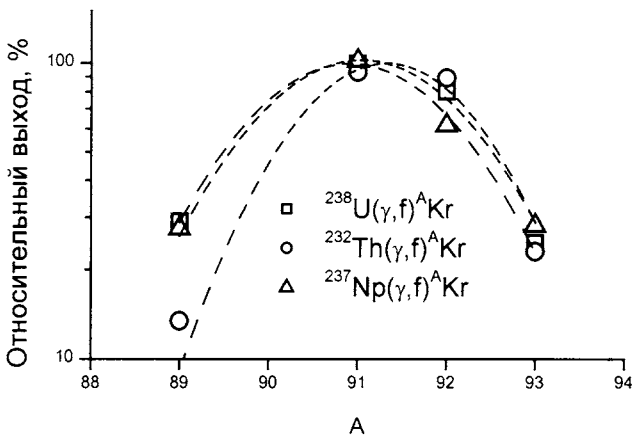


Рис.3. Изотопное распределение Kr при фотоделении легких актинидов

Литература

1. Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, В.П. Перельгин. // Регистрация и спектроскопия осколков деления, Энергоатомиздат, М., 1992.
2. A.C. Wahl, ADNDT, 1988, v.39, p.1.
3. T.V. England, B.E. Rides. // Preprint LA-UR-94-3106, Los-Alamos Nat. Lab., 1994.
4. Ю.П. Гангрский, С.Н. Дмитриев, В.И. Жеменик и др. // Письма в ЭЧАЯ, 2000, т.6, с.5.
5. Ю.П. Гангрский, В.И. Жеменик, Н.Ю. Маслова и др. // ЯФ, 2003, т.66, с.1251.
6. Ю.П. Гангрский, В.П. Доманов, В.И. Жеменик и др. // ПТЭ, 2002, № 3 с.67.
7. Ю.П. Гангрский, В.П. Доманов, В.И. Жеменик и др. // Известия РАН, сер. физ., в печати.
8. E. Broune, R.V. Firestone. // Table of Radioactive Isotopes, J. Wiley and Sons, N.Y., 1986.
9. А.Г. Белов // ОИЯИ, Д15-93-80, Дубна, 1993.
10. U.C. Bergmann, C.Aa. Diget, K. Riisager et al. // Nuclear Physics A 2003, v.714, p.21.

Получено 13 октября 2003 г.

Гангрский Ю. П. и др.
Независимые выходы осколков Kr и Xe
при фотоделении ^{237}Np

P15-2003-192

Измерены независимые выходы осколков — ядер инертных газов Kr и Xe — при фотоделении ^{237}Np . Эксперименты проведены на пучке тормозного излучения микротрона с граничной энергией 25 МэВ. Использовалась методика переноса вылетевших из мишени осколков газовым потоком и конденсации инертных газов в криостате при температуре жидкого азота. Осколки всех остальных элементов задерживались фильтром на входе в капилляр. Идентификация изотопов Kr и Xe проводилась по γ -спектрам их дочерних продуктов. Полученное распределение выходов осколков Xe сдвинуто в сторону меньших массовых чисел по сравнению с измеренными ранее распределениями при делении Th, U и Pu.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2003

Перевод авторов

Gangrsky Yu. P. et al.
Independent Yields of Kr and Xe Fragments
for the Photoemission of ^{237}Np

P15-2003-192

The independent yields of noble gases Kr and Xe fragments in the photoemission of ^{237}Np were measured. The experiments were performed on the bremsstrahlung of microtron with a boundary energy of 25 MeV. A technique of the gas transportation of fission fragments that escaped from the target and its condensation into cryostat at the liquid nitrogen temperature was used. The fragments of all other elements were retained with the filter at the entrance of capillary. Kr and Xe isotopes were identified by the γ -spectra of their daughter products. The obtained distribution of Xe yields is shifted to the lower mass number compared to the earlier measurements for the photofission of Th, U and Pu.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2003

Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 31.10.2003.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,69. Уч.-изд. л. 0,83. Тираж 275 экз. Заказ № 54159.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/