

P15-2002-188

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

**НЕЗАВИСИМЫЕ ВЫХОДЫ ИЗОТОПОВ КРИПТОНА
ПРИ ФОТОДЕЛЕНИИ ^{232}Th И ^{238}U**

Доклад на 51-м Совещании по ядерной спектроскопии и структуре
атомного ядра, 18–22 июня 2002 г., Москва

¹НЦ «Институт ядерных исследований» НАН Украины, Киев

²Таджикский государственный университет, Душанбе

В последние годы все большее значение приобретают исследования с радиоактивными пучками. В целом ряде научных центров осуществляются проекты по ускорению и исследованию радиоактивных ядер. Подобная установка создается и в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова Объединенного института ядерных исследований (проект DRIBs [1]). Согласно этому проекту предполагается ускорять и исследовать легкие нейтроноизбыточные ядра и осколки деления. Источником последних будет фотоделение урана под воздействием тормозного излучения микротрона. Такой способ получения осколков деления имеет определенные преимущества – высокая интенсивность тормозного излучения на простых и дешевых ускорителях электронов, возможность использования толстых (до десятков грамм) мишеней и их слабый нагрев пучком γ -излучения. Осколки деления тяжелых ядер (тяжелее Th) – это нейтроноизбыточные изотопы элементов от Zn ($Z = 30$) до Nd ($Z = 60$) с числом нейтронов от 50 до 95. Большой избыток нейтронов в осколках деления (в ряде случаев на 10–15 больше, чем у ядер в долине β -стабильности) может привести к существенному изменению их структуры и характеристик радиоактивного распада. В таких ядрах с аномальным соотношением протонов и нейтронов может измениться характер межнуклонных взаимодействий, что приведет к другому порядку заполнения оболочек. Это будет выражаться в появлении новых магических чисел протонов и нейтронов, новых областей деформации и островов изомерии. Примером могут служить нейтроноизбыточные изотопы ^{31}Na и ^{32}Mg с магическим числом нейтронов $N = 20$, которые вопреки общепринятым представлениям являются сильно деформированными [2,3]. Подобная ситуация может

иметь место и в сильно нейтроноизбыточных изотопах Cu и Zn вблизи $N = 50$ и в изотопах Ag и Cd вблизи $N = 82$.

Большая энергия β -распада осколков может приводить к новым, значительно более редким способам радиоактивного распада. К ним относится эмиссия двух нейтронов ($\beta 2n$) или α -частицы ($\beta\alpha$) после β -распада. Эти способы распада осколков также являются важным источником новых сведений об их структуре.

Таким образом, спектроскопические свойства осколков деления характеризуются большим разнообразием. Они еще сравнительно мало изучены, и исследование их (измерения ядерных моментов, спектров уровней, схем распада и т.д.) позволяет получить богатую информацию о том, как меняется ядерная структура с ростом нейтронного избытка в ядре. Особый интерес представляет ускорение и исследование реакций, вызываемых нейтроноизбыточными осколками деления, наиболее удаленными от долины β -стабильности. Поэтому одной из задач проектов получения ускоренных радиоактивных пучков является выбор оптимальных условий для достижения максимального выхода таких осколков. Эти условия включают облучаемую мишень, бомбардирующие частицы и энергию возбуждения делящегося ядра.

Целью работы является определение независимых выходов осколков инертных газов (изотопов криптона и ксенона), образующихся непосредственно после деления ^{232}Th и ^{238}U под действием γ -квантов и испарения из осколков нейтронов. Выбор инертных газов криптона и ксенона обусловлен тем, что они могут быть легко отделены от других элементов с помощью методики газовой струи [4]. Используемая методика обладает высокой эффективностью и селективностью для выделения инертных газов Kr и Xe из всего набора осколков с очень

сложным спектром γ -излучения. Результаты измерений независимых выходов изотопов Хе представлены в нашей предыдущей работе [4]. В данной работе приводятся аналогичные результаты для изотопов Кг.

Измерения независимых выходов осколков интересны также для исследования механизма деления. Измерения изотопных и изобарных распределений осколков деления связаны с динамикой этого процесса, в особенности с его последней стадией, предшествующей разделению ядра на осколки.

Как уже говорилось выше, осколки деления в проекте DRIBs предполагается получать в результате фотоделения урана под воздействием тормозного излучения микротрона. Его описание и основные параметры представлены в работе [6]. При энергии ускоренных электронов 25 МэВ основной вклад в выход осколков фотоделения вносит область тормозного спектра 10-16 МэВ (гигантский дипольный резонанс) и соответствующая энергия возбуждения делящихся ядер.

Для измерения независимых выходов изотопов Кг, образующихся в реакции деления ^{232}Th и ^{238}U под действием тормозного излучения, использовалась методика переноса осколков газовой струей с последующим вымораживанием инертных газов в криостате при температуре жидкого азота [4]. Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Реакционная камера представляла собой цилиндр, по диаметру которого друг напротив друга были расположены отверстия для ввода и вывода буферного газа. В качестве буферного газа использовался чистый гелий при давлении 1 атм. Это позволило получить более высокую скорость транспортировки осколков деления до криостата по сравнению с аргоном, используемым в прежних экспериментах [4], и избавиться при

измерениях на Ge(Li)-детекторах от γ -фона ^{39}Cl , образующегося из ^{40}Ar в реакции (γ, p) . Расчетное время транспортировки осколков в криостат составляло 0,7-0,8 с. В качестве производящих мишеней использовалась фольга из металлического тория толщиной 20 мкм и слой окиси урана (U_3O_8) толщиной 3 мг/см², нанесенный на алюминиевую подложку толщиной 20 мкм. Мишени располагались с обоих торцов реакционной камеры и отделялись от внешней атмосферы алюминиевыми окнами толщиной 100 мкм.

Для отвода газа и транспортировки осколков деления криптона к криостату использовался тефлоновый капилляр с внутренним диаметром 2 мм и длиной 10 м. На входе в капилляр располагался волокнистый фильтр. В качестве криостата использовалась свернутая в спираль медная трубка длиной 1,5 м, которая охлаждалась до температуры жидкого азота. Для предотвращения активации нейтронами и гамма-квантами меди криостат располагался в другом помещении, за бетонной стеной толщиной 2 м и на расстоянии 10 м от реакционной камеры.

Остановившиеся в газе осколки транспортировались газовым потоком по капилляру в криостат. Его достигали практически без потерь лишь инертные газы Kr и Xe. Остальные элементы, образующиеся как первичные осколки или после β -распада, адсорбировались на фильтре и на стенках капилляра.

Попавшие в криостат атомы Kr и Xe конденсировались и накапливались в нем. Там же собирались и продукты β -распада Kr и Xe. По интенсивности излучения последних определялось число ядер этих продуктов распада, а следовательно, и их предшественников, т.е. Kr и Xe. Таким образом и определялись их независимые выходы.

На рис. 2 представлены цепочки β -распадов осколков деления с $A = 89 - 93$, включающие изотопы Kг. В каждой из цепочек в качестве продуктов β -распада изотопов Kг образуются изотопы Rb, Sr и Y с удобными для измерений характеристиками радиоактивных распадов. Они использовались для определения выходов изотопов Kг. Время облучения мишеней на микротроне составляло около 30 мин. Ток электронов при этих облучениях составлял ~ 15 мкА, энергия электронов 25 МэВ. После 5-минутной выдержки криостат отделялся от реакционной камеры и переносился к Ge(Li)-детектору объемом 30 см³, на котором измерялись спектры γ -излучения продуктов распада изотопов Kг с периодами полураспада от 10 минут до десятков часов. После обработки спектров способом, описанным в работе [4], определялись независимые выходы изотопов Kг. Эти выходы, отнесенные к независимому выходу ⁹¹Kг, а также к числу актов деления, представлены в табл. 1. Эти зависимости обычно описываются распределением Гаусса

$$Y(A) = K \exp\left[-\frac{(A - A_{CP})^2}{2\sigma^2}\right],$$

где A_{CP} - среднее массовое число, σ - дисперсия распределения, K - нормирующий множитель.

Параметры этих распределений, описывающих зависимость выходов осколков Kг и Хе от их массового числа при делении изотопов ²³²Th и ²³⁸U гамма-квантами, полученные в нашей работе, представлены в табл. 2. Для сравнения даны аналогичные параметры, полученные при делении нейтронами других изотопов Th [6].

При делении Th осколки Kг и Хе являются сопряженными, т.е. образующимися в одном акте деления. Сравнивая сумму их средних массовых чисел с массовым числом делящегося ядра, можно определить

число испущенных из этих осколков нейтронов. Эти значения ν представлены в табл. 2. Используя известное соотношение между числом нейтронов, испущенных из легкого и тяжелого осколка (оно составляет 1,3 для осколков с массовыми числами 85-95 и 135-145 соответственно при делении изотопов Th и U при низких энергиях возбуждения [7,8]), можно определить число испущенных нейтронов из осколков Kr и Xe. Это число ν_i для выбранных осколков обычно сравнивают с отклонением среднего массового числа осколка, измеренным на опыте A_{cp} и полученным из неискаженного зарядового (или нейтронного) распределения A_i , которое определяется выражением

$$A_i = Z_i * A_0 / Z_0,$$

где Z_0 , A_0 – заряд и массовое число делящегося ядра, а Z_i , A_i – заряд и массовое число осколка. Разница этих чисел $\Delta N = (A_i - A_{cp}) - \nu_i$ при делении изотопов Th γ -квантами и нейтронами представлена в табл. 2. Она обусловлена эмиссией нейтронов (предделительные нейтроны) и перераспределением нуклонов в ядре при его движении от седловой точки к точке разрыва (диффузией нейтронов из легкого осколка в тяжелый). Из сравнения значений ΔN для осколков Kr и Xe [9] видно, что при делении актинидов как нейтронами, так и γ -квантами потери нейтронов в легком осколке не могут быть объяснены только их испарением до или после достижения ядром точки разрыва. При формировании осколков нейтроны переходят из легкого в тяжелый осколок, причем этот процесс усиливается при смещении делящегося ядра в область нейтронного дефицита. Соответственно, тяжелый осколок в результате может после испарения нейтронов иметь отношение A/Z большее, чем начальное ядро.

Поскольку изотопные распределения криптона для тория и урана мало отличаются друг от друга, то можно предположить, что изотопное распределение бария, как сопряженного осколка в случае деления урана, будет также сдвинуто в область нейтронного избытка.

Проведенные измерения независимых выходов K_r и Xe показали, что изотопное распределение осколков фотоделения такое же, как и при делении ядер нейтронами. Таким образом, особенности взаимодействия γ -излучения с ядрами практически не проявляются при формировании осколков. Поэтому для оценки выходов исследуемых осколков фотоделения можно использовать широкий набор данных по выходам осколков деления ядер нейтронами.

В заключение авторы выражают благодарность М.Г.Иткису, Ю.Ц.Оганесяну и С.Н.Дмитриеву за постоянный интерес и поддержку работы, Я.Климану и В.В.Пашкевичу за обсуждение результатов, Г.В.Букланову за изготовление мишеней и А.Г.Белову за облучение на микротроне.

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

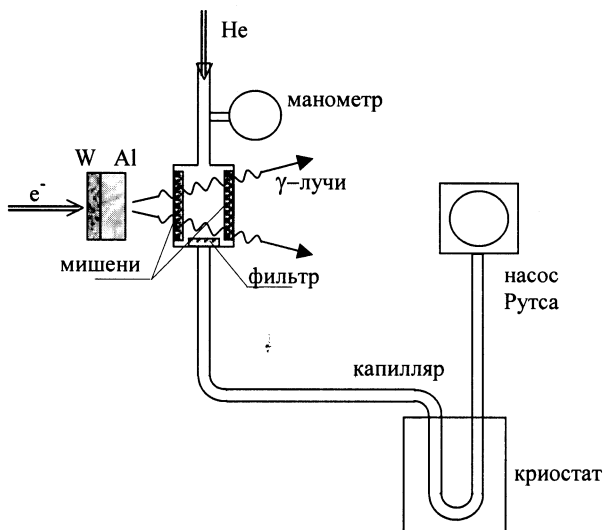


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

A=	89	90	91	92	93
	Br 4,5 с	Br 1,6 с	Br 0,64 с	Br 0,25 с	
	↓	↓	↓	↓	
	Kr 3,2 мин	Kr 32 с	Kr 9 с	Kr 2 с	Kr 1 с
	↓	↓	↓	↓	↓
	Rb 15 мин	Rb 3 мин	Rb 58 с	Rb 4,5 с	Rb 6 с
	↓	↓	↓	↓	↓
	Sr 50 дн.	Sr 28 лет	Sr 9,5 ч	Sr 2,7 ч	Sr 8 мин
	↓	↓	↓	↓	↓
	Y ст	Y ст	Y 58 дн.	Y 3,6 ч	Y 10,1 ч
			↓	↓	↓
			Zr ст	Zr ст	Zr 10 ⁶ лет
					↓
					Nb ст

Рис. 2. Цепочки β -распадов осколков деления, включающие изотопы Kr. Выделены изотопы, у которых измерялись γ -спектры

Таблица 1. Независимые относительные выходы изотопов Kr при фотоделении ядер ^{232}Th и ^{238}U

Осколок	$^{232}\text{Th}(\gamma, f)$		$^{238}\text{U}(\gamma, f)$	
	$Y_{\text{отн}}$	$Y(A), 1/f$	$Y_{\text{отн}}$	$Y(A), 1/f$
^{89}Kr	0,15(2)	0,009	0,29(1)	0,012
^{91}Kr	1,00	0,060	1,00	0,040
^{92}Kr	0,95(1)	0,057	0,80(2)	0,032
^{93}Kr	0,25(1)	0,016	0,25(2)	0,010

Таблица 2. Параметры изотопного распределения Kr

Реакция	$A_{\text{ср}}$	σ	ν	A_i	ΔN
$^{232}\text{Th}(\gamma, f)$	91,3(2)	1,16(8)	1,8(2)	92,8	0,5(3)
$^{238}\text{U}(\gamma, f)$	91,0(2)	1,23(8)	-	93,1	-
$^{232}\text{Th}(n_{\text{делит}}, f)$	90,8(2)	1,46(8)	2,2(2)	93,2	1,2(3)
$^{229}\text{Th}(n_{\text{тепл}}, f)$	89,2(2)	1,47(8)	2,5(2)	92,0	1,4(3)
$^{227}\text{Th}(n_{\text{тепл}}, f)$	88,9(2)	1,56(8)	1,3(2)	91,2	1,6(3)

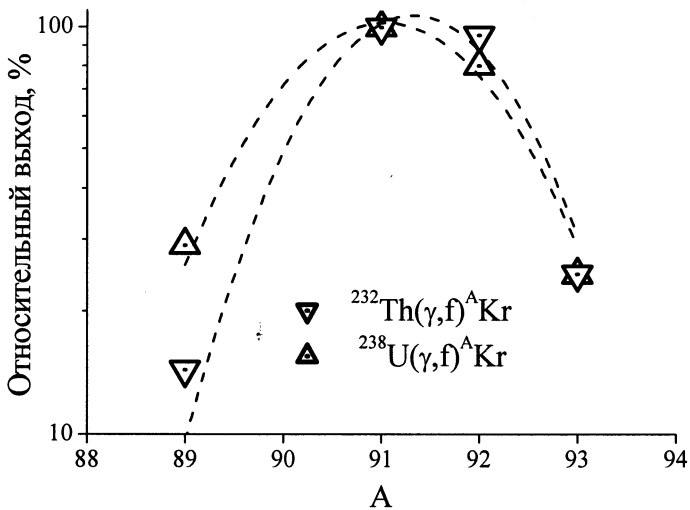


Рис.3. Распределения по массовым числам независимых выходов осколков Kr при фотоделении ядер ^{232}Th и ^{238}U . Точки – экспериментальные данные, пунктир – аппроксимация их гауссовыми кривыми

Литература

1. Yu.Oganessian, Dubna Radioactive Ion Beams, project, Internal Report, FLNR JINR (1998).
2. G.Huber, F.Touchard, S.Büttgenbach et al., Phys. Rev., C18 (1978) 2342.
3. D.Gillemaud-Müeller, C.Detraz, M.Langevin et al., Nucl. Phys., A426 (1984) 37.
4. Ю.П.Гангрский, С.П.Дмитриев, В.И.Жеменик и др., Письма в ЭЧАЯ, №6[103], 2000, с.5 – 11.
5. А.Г.Белов, Рабочее совещание по использованию микротронов в ядерной физике, Пловдив, 1992, ОИЯИ, Д15-93-80.
6. T.R.England, B.F.Rider, ENDF-349, preprint LA-UR-94-3106, LANL, 1994.
7. J.Terrell, Phys. Rev. 127 (1962) 880.
8. Ю.П.Гангрский, Б.Далхсурен, Б.Н.Марков, Осколки деления ядер, М.: Энергоиздат, 1986.
9. Yu.P.Gangrsky et al., JINR, E5-2002-147, Дубна, 2002.

Получено 30 июля 2002 г.

Гангрский Ю. П. и др.
Независимые выходы изотопов криптона
при фотоделении ^{232}Th и ^{238}U

P15-2002-188

Измерены выходы первичных осколков — изотопов криптона с массовыми числами 89–93 при фотоделении ядер ^{232}Th и ^{238}U . Эксперименты проведены на микротроне ЛЯР ОИЯИ при энергии ускоренных электронов 25 МэВ. Использовалась методика переноса вылетевших из мишени осколков газовым потоком по капилляру и конденсация инертных газов Kr и Xe в криостате при температуре жидкого азота. Осколки всех остальных элементов задерживались фильтром на входе капилляра. Идентификация изотопов Kr производилась по γ -спектрам их дочерних продуктов. Получено распределение независимых выходов изотопов Kr по их массовым числам, проведено сравнение этих выходов с аналогичными значениями, полученными при делении быстрыми и тепловыми нейтронами других изотопов Th.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Gangrsky Yu. P. et al.
Independent Yields of Kr Isotopes
at Photofission of ^{232}Th and ^{238}U

P15-2002-188

The yields of the primary fission fragments — Kr isotopes — at the photofission of ^{232}Th and ^{238}U were measured. The experiments were performed at the microtron of FLNR, JINR, with the energy of the accelerated electrons 25 MeV. The methodic of fission fragments transportation by the gas flow through the capillary and condensation of the inert gases in the cryostat at the liquid nitrogen temperature was used. The fission fragments of other elements were stopped by the filter on the entrance of the capillary. The identification of the Kr isotopes was performed using the γ -spectra of their daughter products. The mass distribution of the Kr isotopes independent yields was obtained and the comparison with yields at the prompt and thermal neutron fission was discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

Редактор *А. Н. Шабашова*
Макет *Е. В. Сабеевой*

ЛР № 020579 от 23.06.97.

Подписано в печать 02.09.2002.

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

Усл. печ. л. 0,81. Уч.-изд. л. 0,61. Тираж 295 экз. Заказ № 53502.

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