

УДК 539.173.4

**НЕЗАВИСИМЫЕ ВЫХОДЫ ИЗОТОПОВ Xe  
ПРИ ФОТОДЕЛЕНИИ  $^{232}\text{Th}$  И  $^{238}\text{U}$** ***Ю.П.Гангрский, С.Н.Дмитриев, В.И.Жеменик, Я.Климан,  
Г.В.Мышинский, Х.С.Норов, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич,  
О.Селеш***

Измерены выходы первичных осколков — изотопов ксенона с массовыми числами 138–143 — при фотоделении ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$ . Эксперименты проведены на микротроне ЛЯР ОИЯИ при энергии ускоренных электронов 25 МэВ. Использовалась методика переноса вылетевших из мишени осколков газовым потоком по капилляру и конденсации инертных газов Кг и Хе в криостате при температуре жидкого азота. Осколки всех остальных элементов задерживались фильтром на входе капилляра. Идентификация изотопов Хе производилась по  $\gamma$ -спектрам их дочерних продуктов. Получено распределение независимых выходов изотопов Хе по их массовым числам, проведено сравнение этих выходов с аналогичными выходами при делении быстрыми и тепловыми нейтронами.

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

**Independent Yields of Xe Isotopes at Photofission of  $^{232}\text{Th}$   
and  $^{238}\text{U}$** ***Yu.P.Gangrsky et al.***

The yields of the primary fission fragments — Xe isotopes — at the photofission of  $^{232}\text{Th}$  and  $^{238}\text{U}$  were measured. The experiments were performed on the microtron of FLNR, JINR, at the accelerated electron energy of 25 MeV. The procedure methodic of fission fragments transportation by the gas flow on the capillar and condensation of the inert gases in the cryostat at the liquid nitrogen temperature was used. The fission fragments of another elements were stopped by the filter on the entrance of capillar. The identification of the Xe isotopes was performed using the  $\gamma$  spectra of their daughter products. The mass distribution of the Xe isotopes independent yields was obtained, and the comparision with yields at the prompt and thermal neutron fission was discussed.

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

**ВВЕДЕНИЕ**

В последние годы все большее значение приобретают исследования с пучками радиоактивных ядер. Во многих случаях реакции с радиоактивными ядрами позволяют

получить такую информацию о ядерной структуре, которая недоступна при изучении радиоактивного распада. Поэтому в целом ряде научных центров создаются или уже работают установки для получения пучков ускоренных 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 легкие нейтроноизбыточные ядра и осколки деления. Источником последних будет фотоделение урана под воздействием тормозного излучения микротрона. Особый интерес представляет ускорение наиболее нейтроноизбыточных осколков деления, удаленных от долины  $\beta$ -стабильности на 4–6 массовых единиц. Поэтому одной из задач проекта является выбор оптимальных условий для получения максимального выхода таких осколков. Эти условия включают облучаемую мишень, бомбардирующие частицы и энергию возбуждения делящегося ядра.

Целью данной работы является определение независимых выходов осколков (изотопов ксенона), образующихся непосредственно после деления  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  под действием  $\gamma$ -квантов. Выбор инертного газа ксенона обусловлен тем, что он является одним из наиболее удобных элементов для получения пучка ускоренных ионов на циклотроне.

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. Изотопы Хе с  $A = 136–144$  находятся вблизи максимума полного массового распределения осколков деления.

Зарядовые и изотопные распределения осколков достаточно полно изучены лишь при делении изотопов Th, U и Pu нейтронами низких энергий (они представлены в обзорах [2,3]). В случае фотоделения подобная информация значительно беднее. Можно отметить лишь результаты экспериментов, выполненных в Генте (Бельгия), в которых для ряда массовых чисел осколков определены параметры зарядового распределения при фотоделении  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  [4–5].

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

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

Источником тормозного излучения служил пучок электронов, ускоренных на микротроне МТ-25 Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ. Описание ускорителя и его основные параметры представлены в работе [6]. В качестве конвертора использовали вольфрамовый диск толщиной 4 мм. За конвертором располагался алюминиевый цилиндр длиной 2 см для поглощения электронов. Пучок электронов имел форму эллипса размером 6 мм по вертикали и 7 мм по горизонтали.

Реакционная камера представляла собой цилиндр с внутренним диаметром 40 мм и глубиной 30 мм, с входным окном диаметром 25 мм и выходным окном диаметром 40 мм. Симметрично по диаметру реакционной камеры друг напротив друга были расположены отверстия для ввода и вывода буферного газа. В качестве буферного газа использовался

чистый аргон при давлении в одну атмосферу. В этих условиях обеспечивалась полная остановка всех осколков деления тория и урана в газовой среде. В качестве производящих мишеней использовались фольга из металлического тория толщиной 20 мкм и слой окиси урана ( $U_3O_8$ ), толщиной 3 мг/см<sup>2</sup>, нанесенный на алюминиевую подложку толщиной 20 мкм. Мишени располагались с обоих торцов реакционной камеры и отделялись от внешней атмосферы алюминиевыми окнами толщиной 100 мкм.

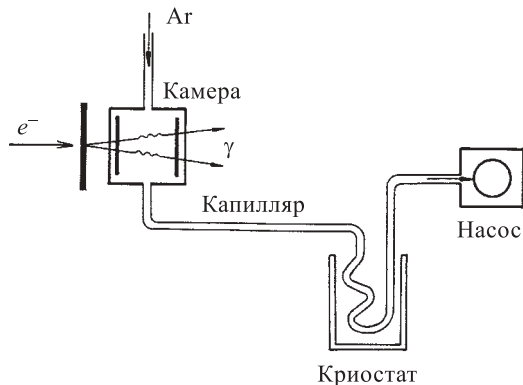


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Для отвода газа и транспортировки осколков деления ксенона к криостату использовался тефлоновый капилляр внутренним диаметром 2 мм, длиной от одного до десяти метров. На входе в капилляр располагался волоконный фильтр. В качестве криостата использовалась медная трубка, свернутая в спираль. Общая длина трубки составляла 3 метра, внутренний диаметр — 3 мм с толщиной стенки 0,5 мм. Свернутая медная трубка охлаждалась до температуры жидкого азота.

Остановившиеся в газе осколки транспортировались газовым потоком по капилляру в криостат. Его достигали практически без потерь лишь инертные газы Кг и Хе. Остальные элементы, образующиеся как первичные осколки или после  $\beta$ -распада, адсорбировались на фильтре и на стенках капилляра. Время транспортировки осколков Хе в криостат определялось скоростью потока аргона, которая зависела от длины капилляра и объема камеры. Эта скорость, измеряемая в специальных опытах, обеспечивала время транспорта от 0,05 до 0,7 с при длинах капилляра от 1 до 10 м. Попавшие в криостат атомы Кг и Хе конденсировались и накапливались в нем. Там же находились и продукты  $\beta$ -распада Кг и Хе. По интенсивности их излучения определялось число ядер этих продуктов распада, а следовательно, и их предшественников, т.е. независимые выходы Кг и Хе.

На рис. 2 представлены цепочки  $\beta$ -распадов осколков деления с  $A = 138 - 143$ , включающие изотопы Хе. В этих цепочках при  $A = 141-143$  Хе является первичным осколком, а при  $A = 138-140$  частично образуется после  $\beta$ -распада изотопов I. Однако во всех случаях периоды полураспада этих изотопов больше времени диффу-

A =	138	139	140	141	142	143
	J 6,4 с	J 2,3 с	J 0,86 с			
	↓	↓	↓			
	Xe 14 м	Xe 40 с	Xe 14 с	Xe 1,7 с	Xe 1,2 с	Xe 0,3 с
	↓	↓	↓	↓	↓	↓
	<u>Cs 32 м</u>	Cs 9,3 м	Cs 64 с	Cs 25 с	Cs 1,8 с	Cs 1,8 с
	↓	↓	↓	↓	↓	↓
	Ba 14 ст	<u>Ba 85 м</u>	<u>Ba 13 д</u>	<u>Ba 18 м</u>	<u>Ba 11 м</u>	Ba 14 с
		↓	↓	↓	↓	↓
		La ст	<u>La 40 ч</u>	<u>La 3,9 ч</u>	<u>La 92 м</u>	<u>La 14 м</u>
			↓	↓	↓	↓
			Ce ст	Ce 32 д	Ce ст	<u>Ce 33 ч</u>
				↓	↓	↓
				Pr ст		Pr 14 д
						↓
						Nd ст

Рис. 2. Цепочки  $\beta$ -распадов осколков деления с  $A = 138-143$ . Подчеркнуты изотопы, у которых измерялись  $\gamma$ -спектры

зии до стенок камеры остановившихся осколков, поэтому изотопы I адсорбируются на стенках и не вносят вклада в измеряемый выход Хе, уносимого потоком газа в капилляр.

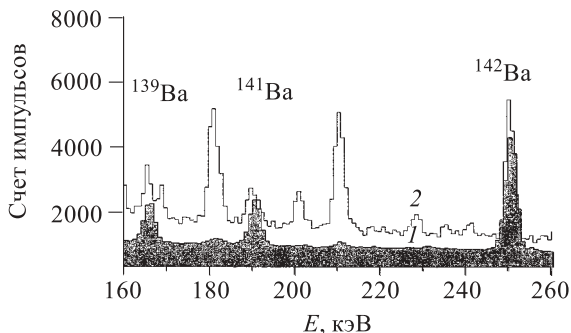


Рис. 3. Спектры  $\gamma$ -излучения: сверху из фильтра, внизу — из криостата

30 см<sup>3</sup>, на котором измерялись спектры  $\gamma$ -излучения и определялись выходы продуктов распада изотопов Хе с периодами полураспада от 10 минут до десятков часов. Данная методика обладала высокой эффективностью и селективностью для выделения из всего набора осколков с очень сложным спектром  $\gamma$ -излучения инертных газов Кг и Хе (рис. 3, где сравниваются  $\gamma$ -спектры из фильтра и криостата).

В каждой из цепочек как продукты  $\beta$ -распада изотопов Хе образуются изотопы Cs, Ва, La и Се с удобными для измерений радиоактивными характеристиками распада. Они и использовались для определения выходов изотопов Хе.

Облучение мишеней на микротроне проходило около 30 минут. Ток электронов при этих облучениях составлял  $\sim 15$  мкА, энергия электронов —  $E_e = 25$  МэВ. После 5-минутной выдержки криостат отделялся от реакционной камеры и переносился к Ge-детектору объемом

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Из спектров  $\gamma$ -излучения продуктов распада Хе были определены площади  $\gamma$ -линий, принадлежащих изотопам  $^{138}\text{Cs}$ ,  $^{139}\text{Ba}$ ,  $^{140}\text{La}$ ,  $^{141}\text{La}$ ,  $^{142}\text{La}$ ,  $^{143}\text{Ce}$ . Эти площади связаны с выходами соответствующих изотопов соотношением

$$Y(A) = \frac{S(1 + \alpha)f(t)N}{tI\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3\eta}; \quad (1)$$

где  $S$  — площадь  $\gamma$ -линии в спектре после вычета фона;  $t$  — время измерения;  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$  — соответственно эффективности транспортировки ядер Хе по капилляру, адсорбции их в криостате и регистрации  $\gamma$ -излучения;  $\eta$  — относительная интенсивность  $\gamma$ -линии при распаде;  $\alpha$  — полный коэффициент конверсии  $\gamma$ -излучения (использовались данные о схемах распада из таблицы изотопов [7]);  $f(t)$  — временной фактор, учитывающий распад ядер Хе за время их движения по капилляру, накопление и распад измеряемых ядер;  $N$  — число ядер  $^{232}\text{Th}$  или  $^{238}\text{U}$  в слое, из которого вылетают осколки,  $I$  — интенсивность  $\gamma$ -квантов в тормозном спектре, вызывающих деление ядер. Полученные таким способом выходы этих изотопов соответствуют, очевидно, независимым выходам изотопов Хе с теми же массовыми числами  $A = 138-143$ .

Поскольку измеряемые изотопы Cs, Ва, La и Се получены в одном облучении, а площади их  $\gamma$ -линий определены в одном измерении, то эти площади с учетом указанных выше факторов  $\alpha, \eta, \varepsilon_3$  и  $f(t)$  позволяют получить относительные выходы этих изотопов. Для получения абсолютных выходов они нормировались на выход изотопа  $^{139}\text{Xe}$ , который

принимался равным 6 % от числа актов деления. Осколки с  $A = 139$  находятся в максимуме массового распределения широкого круга делящихся ядер, а относительный вклад Хе при этом значении  $A$  для ядер Th–Pu составляет не менее 90 % [2–4].

Таблица 1. Независимые выходы изотопов Хе при фотоделении ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$

Изотопы ксенона	Измеряемые изотопы	Выход изотопов Хе, %	
		$^{232}\text{Th}(\gamma, f)$	$^{238}\text{U}(\gamma, f)$
$^{138}\text{Xe}$	$^{138}\text{Cs}$	3,9 (4)	3,9 (4)
$^{139}\text{Xe}$	$^{139}\text{Ba}$	6,0 (6)	6,0 (6)
$^{140}\text{Xe}$	$^{140}\text{Ba}, ^{140}\text{La}$	3,5 (4)	5,5 (5)
$^{141}\text{Xe}$	$^{141}\text{Ba}, ^{141}\text{La}$	1,0 (1)	3,0 (4)
$^{142}\text{Xe}$	$^{142}\text{Ba}, ^{142}\text{La}$	0,4 (1)	1,1 (2)
$^{143}\text{Xe}$	$^{143}\text{La}, ^{143}\text{Ce}$		0,44 (8)

Полученные описанным способом независимые выходы изотопов Хе при фотоделении  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  (отнесенные к числу актов деления), а также дочерние изотопы, которые использовались для определения этих выходов, представлены в табл. 1. На рис. 4 и 5 представлены зависимости этих выходов от массового числа осколков. Для сравнения приведены аналогичные распределения в реакции  $^{232}\text{Th}(n, f)$  с быстрыми нейтронами (14,7 МэВ) — рис. 4, а также в реакциях  $^{238}\text{U}(n, f)$  с быстрыми нейтронами и  $^{235}\text{U}(n, f)$  с тепловыми нейтронами — рис. 5.

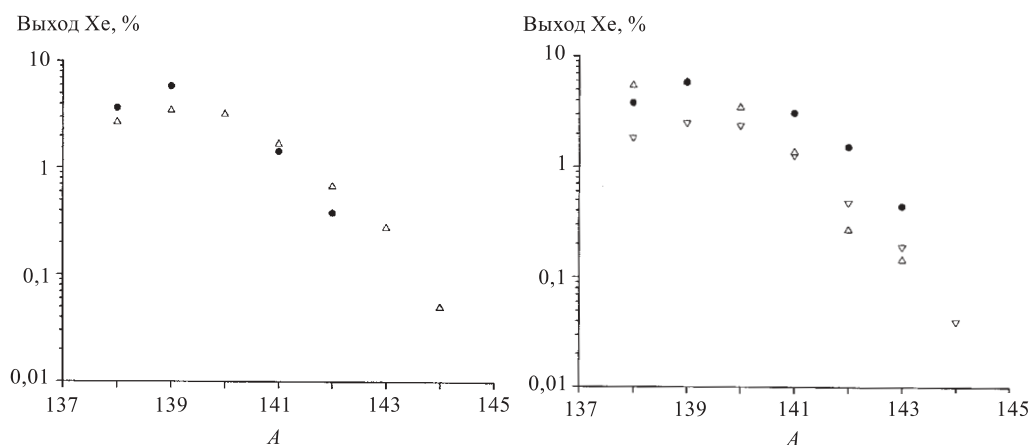


Рис. 4. Зависимость выхода изотопов Хе от массового числа  $A$  при делении  $^{232}\text{Th}$  в реакциях: ● —  $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$ ,  $\Delta$  —  $^{232}\text{Th}(n, f)$ ,  $E_n = 14,7$  МэВ

Рис. 5. Зависимость выхода изотопов Хе от массового числа  $A$  при делении изотопов урана в реакциях: ● —  $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ ,  $\nabla$  —  $^{238}\text{U}(n, f)$ ,  $E_n = 14,7$  МэВ и  $\Delta$  —  $^{235}\text{U}(n, f)$ , тепловые нейтроны

Из-за непрерывного спектра тормозного излучения эти выходы относятся к определенному диапазону энергий возбуждения. Этот диапазон можно получить из измеренной

на опыте функции возбуждения реакции  $^{238}\text{U}(\gamma, f)$  [8] и рассчитанного для данных условий спектра тормозного излучения [9]. Средняя энергия возбуждения оказывается равной 12,5 МэВ, а полуширина распределения — 6 МэВ.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представленные на рис. 4 и 5 изотопные распределения осколков Хе в реакциях с  $\gamma$ -квантами и нейтронами на  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  очень близки по своей форме. Это указывает на единый механизм установления зарядового равновесия в обеих реакциях. Согласно существующим моделям основным механизмом формирования является коллективизированное движение нуклонов, проявляющееся через дипольные изовекторные колебания [10]. Период колебаний зарядовой моды  $\sim 10^{-21}$  с, а время от седловой точки до разрыва не менее  $5 \cdot 10^{-21}$  с, поэтому процесс установления зарядового равновесия в осколках является адиабатическим.

Независимые выходы осколков одного элемента можно описать распределением Гаусса:

$$Y(A) = K \exp \left[ -\frac{(A - A_0)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (2)$$

где  $A_0$  — наиболее вероятное массовое число,  $\sigma$  — дисперсия распределения,  $K$  — нормирующий множитель. Параметры этого распределения, а также полные выходы всех изотопов Хе для обеих реакций фотоделения представлены в табл. 2. Для сравнения приведены значения этих параметров для указанных выше реакций деления  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  нейтронами тепловыми и с энергией 14,7 МэВ. Из таблицы видны близкие значения наиболее вероятного массового числа  $A_0$  при делении  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  нейтронами и  $\gamma$ -квантами, рост дисперсии распределения и уменьшение суммарного выхода изотопов Хе с увеличением энергии возбуждения.

**Таблица 2. Параметры изотопного распределения Хе**

Реакция	$A_0$	$\sigma$	$\Sigma Y(\text{Xe}), \%$
$^{232}\text{Th}(\gamma, f)$	138,7(3)	1,48(8)	19,5(1,2)
$^{238}\text{U}(\gamma, f)$	139,2(3)	1,64(6)	19,9(9)
$^{232}\text{Th}(n, f), 14,7 \text{ МэВ}$	139,2(2)	1,63(3)	17,2
$^{238}\text{U}(n, f), 14,7 \text{ МэВ}$	139,5(2)	1,68(3)	12,3
$^{235}\text{U}(n, f), \text{тепл.}$	138,4(2)	1,50(3)	22,3

Хотя параметры изотопного распределения Хе во всех реакциях близки по величине, экспоненциальная зависимость выходов приводит к заметному различию для наиболее нейтроноизбыточных изотопов. Из сравнения зависимостей на рис. 4 и 5 можно видеть, что наибольшие выходы самых нейтроноизбыточных изотопов Хе ( $^{142}\text{Xe}$ ,  $^{143}\text{Xe}$ ) наблюдаются при делении  $^{238}\text{U}$   $\gamma$ -квантами или быстрыми нейтронами. В способе, используемом в проекте DRIBs (облучение мишени из  $^{238}\text{U}$  весом в 10 г потоком тормозного излучения при энергии электронов 25 МэВ и интенсивности пучка электронов 20 мкА),

можно достигнуть выхода осколков изотопов Хе:  $^{142}\text{Xe} - 1,5 \cdot 10^9$ ,  $^{143}\text{Xe} - 4 \cdot 10^8$  1/с. Из экстраполяции полученных зависимостей можно ожидать, что с выходами более  $10^7$  1/с могут быть получены изотопы вплоть до  $^{145}\text{Xe}$ .

Полученные результаты свидетельствуют, что реакция фотоделения урана может быть успешно использована для получения интенсивных пучков нейтроноизбыточных изотопов в области средних масс ядер.

В заключение авторы выражают благодарность проф. М.Г.Иткису за постоянный интерес и поддержку работы, Г.В.Букланову за изготовление мишеней и А.Г.Белову за облучение на микротроне.

### Литература

1. Oganessian Yu. — Dubna Radioactive Ion Beams, project. Internal Report. FLNR, JINR, 1998.
2. Wahl A.C. — ADNDT, 1988, v.39, p.1.
3. Ehglend T.R., Rider B.F. — ENDF-349, Preprint LA-UR-94-3106, Los Alamos Nat. Lab., 1994.
4. Frenne D.De, Thierens H., Proot B. et al. — Phys. Rev., 1984, v.C29, p.1908.
5. Frenne D.De, Thierens H., Proot B. et al. — Phys. Rev., 1982, v.C26, p.1356.
6. Белов А.Г. — В сб.: Рабочее совещание по использованию микротронов в ядерной физике (Пловдив, 1992). ОИЯИ, Д15-93-80, Дубна, 1993, с.12.
7. Browne E., Firestone R.B. — Table of Radioactive Isotopes. Ed. V.Shirley, N.Y., J.Wiley and Sons, 1986.
8. Cadvell J.T. et al. — Phys. Rev., 1980, v.C21, p.1215.
9. Kondev Ph., Tonchev A., Khristov Kh., Zhuchko V. — NIM, 1992, v.B71, p.126.
10. Адеев Г.Д. — ЭЧАЯ, 1992, 23, p.1572.

Рукопись поступила 8 ноября 2000 года.