

УДК 539.173.4

ВЫХОДЫ ОСКОЛКОВ ПРИ СПОНТАННОМ И ФОТОДЕЛЕНИИ ^{248}Cm

Ю. П. Гангрский^а, В. И. Жеменик^б, Н. Ю. Маслова^а,
Г. В. Мышинский^а, Ю. Э. Пенионжкевич^а

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Институт ядерных исследований, НАНУ, Киев

Измерены независимые выходы изотопов Kr и Xe и кумулятивные выходы осколков в диапазоне массовых чисел 91–144 при спонтанном и фотоделении ^{248}Cm . Использовалась методика переноса вылетевших из мишени осколков газовым потоком по капилляру к детекторам радиоактивного излучения. Идентификация осколков проводилась по спектрам их γ -излучения и периодам полураспада. Обсуждается различие полученных распределений выходов для обоих случаев деления.

The independent yields of Kr and Xe isotopes and the cumulative yield of fragments in the range of mass number 91–144 in the spontaneous and photofission of ^{248}Cm were measured. The method of transportation of fission fragments by the gas flow through a capillar to the γ -radiation detectors was used. The identification of fission fragments was performed using their γ -spectra and half-lives. The difference of the yield distributions for the both cases of fission is discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Распределения осколков по их массовым числам A и атомным номерам Z являются одними из основных характеристик ядерного деления. Они позволяют судить о том, как изменяется нуклонный состав осколков при движении ядра от седловой точки к точке разрыва. Это движение является сложным и еще недостаточно изученным процессом, который определяется целым рядом факторов — рельефом потенциальной поверхности, формой ядра при разрыве, ядерной вязкостью коллективного движения и т. д. Поэтому измерения изотопных (зависимость от A при постоянном Z) и изобарных (зависимость от Z при постоянном A) распределений осколков служат важным источником информации о динамике процесса деления. Особый интерес представляет сравнение этих распределений для делящихся ядер с различными характеристиками (нуклонный состав, энергия возбуждения, угловой момент), что позволяет судить об их влиянии на формирование осколков.

Целью данной работы является измерение выходов осколков, как независимых (образующихся после разрыва ядра и эмиссии нейтронов, но до их β -распада), так и кумулятивных (включающих сумму всех нуклидов при заданном A) при спонтанном и фотоделении тяжелого четно-четного ядра ^{248}Cm . В первом случае ядро делится из основного состояния, т. е. при нулевой энергии возбуждения, а спин и четность его $J^\pi = 0^+$, а во втором — при энергии возбуждения, соответствующей гигантскому дипольному резонансу ($\sim 12,5$ МэВ) и с $J^\pi = 1^-$. Сравнение выходов осколков для обоих случаев деления

позволит судить о влиянии на формирование осколков энергии возбуждения и дипольных колебаний электрического заряда делящегося ядра. В отличие от деления ядер нейтронами информация о выходах осколков при фотоделении сравнительно бедная. Особенно это касается независимых выходов осколков, где можно отметить лишь работы [1–4].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Используемый в экспериментах образец ^{248}Cm представляет собой слой из окиси CmO_2 диаметром 15 мм и толщиной $0,6 \text{ мг/см}^2$, нанесенный на подложку из Tl толщиной 1,5 мкм. Количество ядер ^{248}Cm определялось по интенсивности осколков спонтанного деления (10^4 1/с) и составляло $2 \cdot 10^{18}$. Образец помещался в середину цилиндрической Al камеры с внутренним диаметром 56 мм и высотой 56 мм с отверстиями на боковых стенках для подачи и откачки инертного газа. При исследовании фотоделения ^{248}Cm эта камера располагалась непосредственно за поглотителем низкоэнергетических электронов тормозной мишени микротрона. Описание микротрона, его параметры и процедура облучения представлены в работе [5]. В рассматриваемых экспериментах энергия ускоренных электронов составляла 25 МэВ, интенсивность — 15 мкА. Это соответствовало средней энергии возбуждения ^{248}Cm 12,5 МэВ (она определялась из известной зависимости сечения фотоделения ^{238}U от энергии γ -квантов [6] и формы тормозного спектра [7]).

При измерении кумулятивных выходов вылетевшие из образца осколки деления собирались на фольгу из Al толщиной 20 мкм, находящуюся в 0,5 мм от слоя Cm . Время экспозиции составляло 200 ч для спонтанного деления и 6 ч для фотоделения (в этом случае выход осколков деления был значительно выше — $3 \cdot 10^5 \text{ 1/с}$). После недельной выдержки сборник с осколками переносился к HPGe -детектору объемом 150 см^3 и с разрешением 2,1 кэВ для γ -линии 1133 кэВ ^{60}Co для измерения их γ -спектров. Эти измерения проводились на протяжении нескольких месяцев для того, чтобы можно было судить о периоде полураспада наблюдаемых в спектрах γ -линий. Такая процедура измерений позволила идентифицировать и определить кумулятивные выходы осколков в обоих случаях деления для 12 массовых чисел, не прибегая к методике их химического разделения. Для идентификации изотопов использовались известные γ -линии в спектрах осколков деления [8].

Для определения независимых выходов применялась другая методика, позволяющая выделять в цепочке изобаров выбранные элементы, основываясь на их химических свойствах. В данной работе такими элементами были инертные газы Kt и Xe . Методика их выделения, описанная в работах [9], была основана на торможении вылетевших из образца осколков в газе (гелий) и переносе их по капилляру в криостат, где Kt и Xe конденсировались при температуре жидкого азота. Осколки всех остальных элементов задерживались фильтром на входе в капилляр, через который проходили только инертные газы. Идентификация изотопов Kt и Xe и определение их выходов производились из измерений их γ -спектров. В случае короткоживущих изотопов ($T_{1/2} < 1 \text{ мин}$) их выходы определялись из γ -спектров дочерних продуктов (изотопов Sr , Y , Ba и La). Эти продукты, если они находились в криостате, могли образовываться только после β -распада Kt и Xe (образующиеся непосредственно при делении ^{248}Cm задерживались фильтром), поэтому их выходы соответствовали независимым выходам Kt и Xe . Для измерений γ -спектров применялся тот же детектор, что и в случае кумулятивных выходов. В случае

^{135}Xe наблюдалось только ядро в изомерном состоянии. Для определения полного выхода этого осколка использовалось изомерное отношение, известное из деления тяжелых ядер тепловыми нейтронами [10].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Анализ измеренных спектров γ -излучения позволил определить площади γ -линий, принадлежащих идентифицированным нуклидам. Эти площади (S) связаны с выходами осколков, отнесенными к полному числу актов деления (N_f):

$$Y(A, Z) = \frac{S(1 + \alpha)f(t)}{\varepsilon\eta N_f}, \quad (1)$$

Таблица 1. **Отношение кумулятивных выходов осколков при вынужденном и спонтанном делении ^{248}Cm**

Осколок	$Y(\gamma, f)/Y(\text{s. f.})$
^{91}Sr	1,45(28)
^{95}Zr	1,30(26)
^{99}Mo	1,72(34)
^{103}Ru	0,82(16)
^{106}Rh	1,06(21)
^{111}Ag	2,02(40)
^{131}I	1,20(24)
^{137}Cs	1,13(22)
^{140}Ba	1,00(20)
^{141}Ce	1,04(20)
^{143}Ce	1,45(29)
^{144}Ce	0,81(18)

где $f(t)$ — временной фактор, учитывающий накопление и распад осколков; ε — эффективность регистрации γ -излучения; η — относительная интенсивность γ -линии при распаде; α — коэффициент конверсии.

Полученные таким способом кумулятивные выходы осколков спонтанного и фотоделения приведены в табл. 1. В случае спонтанного деления они хорошо согласуются с известными данными [11]. Распределение этих выходов по массовым числам осколков (использовались данные [10, 11]), а также измеренных нами выходов осколков фотоделения представлено на рис. 1. Сравнение их позволяет судить о различии массовых распределений осколков для спонтанного и фотоделения ^{248}Cm . Видно, что в максимумах легких и тяжелых осколков выходы для обоих видов деления близки по величине. В то же время для нескольких массовых чисел наблюдается

заметное превышение выходов в случае фотоделения. Такое различие соответствует известной закономерности — уширению распределений с ростом энергии возбуждения.

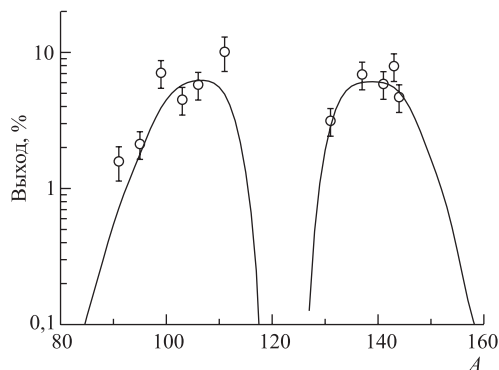


Рис. 1. Распределение кумулятивных выходов осколков деления ^{248}Cm по их массовым числам: сплошная кривая — спонтанное деление; точки — фотоделение

Таблица 2. Независимые выходы осколков Кг и Хе при спонтанном и фотоделении ^{248}Cm

Осколок	^{248}Cm , s. f.		$^{248}\text{Cm}(\gamma, f)$	
	$Y_{\text{отн}}$, %	$Y_{\text{нез}}$, $10^{-2}/f$	$Y_{\text{отн}}$, %	$Y_{\text{нез}}$, $10^{-2}/f$
^{135}Xe	34(5)	1,48(29)	55(2)	2,39(47)
^{137}Xe	76(5)	3,50(60)	99(2)	4,30(86)
^{138}Xe	100	4,35(86)	100	4,35(87)
^{139}Xe	79(5)	3,43(68)	52(2)	2,26(44)
^{140}Xe	66(9)	2,87(56)	36(2)	1,56(31)
^{141}Xe	17(4)	0,74(15)	7,4(8)	0,32(7)
^{142}Xe	11(3)	0,48(10)	6,4(8)	0,28(6)
^{89}Kr			59(6)	0,24(5)
^{90}Kr			100	0,44(8)
^{91}Kr			96(9)	0,42(8)
^{92}Kr			73(8)	0,30(6)
^{93}Kr			22(6)	0,09(2)

Значения независимых выходов осколков Кг и Хе для обоих видов деления, как относительных (по отношению к осколкам ^{90}Kr и ^{138}Xe соответственно), так и абсолютных (по отношению к числу актов деления), представлены в табл. 2. Для определения абсолютных выходов использовались приведенные выше кумулятивные выходы для массовых чисел 90 и 138, а доли Кг и Хе в них принимались известными из систематики — 0,70(15) [11, 12]. Зависимость этих выходов от массового числа осколка представлена на рис. 2. Эту зависимость обычно описывают распределением Гаусса:

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

где \bar{A} — среднее массовое число; σ — дисперсия распределения; K — нормирующий множитель. Указанные параметры этого распределения для осколков Кг и Хе представлены в табл. 3. Для сравнения в табл. 3 также приведены те же параметры распределения независимых выходов осколков при фотоделении ^{238}U , ^{237}Np и ^{244}Pu [4, 14] и делении ^{235}U тепловыми нейтронами [12].

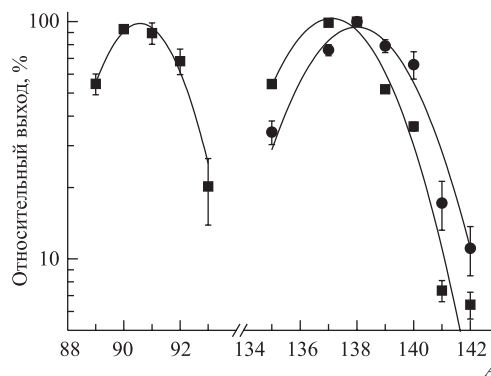


Рис. 2. Зависимость независимых выходов осколков Кг и Хе от их массового числа: ● — спонтанное деление; ■ — фотоделение

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из табл. 3 можно видеть, что параметры изотопного распределения независимых выходов осколков Кг и Хе при спонтанном и фотоделении ^{248}Cm укладываются в известную

Таблица 3. Параметры изотопного распределения осколков Кг и Хе

Реакция	N/Z	Кг		Хе	
		\bar{A}	σ	\bar{A}	σ
$^{248}\text{Cm} (s, f)$	1,583			137,99(19)	1,94(19)*
$^{248}\text{Cm}(\gamma, f)$	1,583	90,60(16)	1,48(18)	137,11(14)	1,84(14)*
$^{244}\text{Pu}(\gamma, f)$	1,595			139,25(9)	2,12(11) [4]
$^{237}\text{Np}(\gamma, f)$	1,548	90,30(20)	1,27(12)	136,70(20)	1,27(12) [14]
$^{238}\text{U}(\gamma, f)$	1,587	90,92(13)	1,29(11)	139,23(5)	1,60(5) [4]
$^{235}\text{U}(n, f)$	1,565	90,01(10)	1,51(8)	138,42(5)	1,58(5) [12]

*Данная работа.

систематику [4]: рост среднего массового числа \bar{A} (для Хе) и дисперсии распределения σ с увеличением нейтронного избытка делящегося ядра. Из сравнения изотопных распределений независимых выходов этих осколков при спонтанном и фотоделении ^{248}Cm , а также приведенных в табл.3 параметров этих распределений можно сделать ряд заключений.

1. Среднее массовое число и дисперсия следуют отмеченной ранее [4] закономерности: \bar{A} растет с ростом нейтронного избытка делящегося ядра, а σ падает с уменьшением его Z и A .

2. При фотоделении изотопное распределение сдвинуто в сторону меньших массовых чисел по отношению к спонтанному делению. Разница средних массовых чисел обоих распределений для осколков Хе составляет $\Delta\bar{A} = 0,88(20)$, что меньше роста среднего числа испущенных нейтронов при увеличении энергии возбуждения от 0 (спонтанное деление) до 12,5 МэВ (фотоделение) — 1,40(8). Очевидно, разность этих чисел — 0,52(28) — обусловлена эмиссией нейтронов из соответствующего легкого осколка (изотопа Мо).

3. Наблюдаются отклонения от гауссового распределения на его краях: пониженный выход осколков с нечетным числом нейтронов и повышенный с четным.

4. Сдвиг заряда относительно неискаженного зарядового распределения для изотопов Хе при спонтанном и фотоделении ^{248}Cm составляет $\Delta Z = 0,2(1)$, что близко к аналогичным значениям при фотоделении более легких ядер Th, U, Pu [4].

Полученные результаты позволяют более детально оценить влияние энергии возбуждения и нуклонного состава делящегося ядра на формирование осколков.

Благодарности. Авторы выражают благодарность М. Г. Иткису, Ю. Ц. Оганесяну и С. Н. Дмитриеву за постоянный интерес и поддержку работы, Г. В. Букланову за изготовление мишени и А. Г. Белову за проведение облучений на микротроне. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 01-02-97038) и ИНТАС (грант № 2000-00463).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Frenne De D. et al. // Phys. Rev. C. 1982. V. 26, No. 4. P. 1356.
2. Frenne De D. et al. // Phys. Rev. C. 1984. V. 29, No. 5. P. 1908.

3. Гангрский Ю. П. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2000. № 6[103]. С. 5.
4. Гангрский Ю. П. и др. // ЯФ. 2003. Т. 66, № 7. С. 1251.
5. Белов А. Г. // Рабоч. совещ. по использованию микротронов в ядерной физике, Пловдив, 1992. Дубна, 1993. С. 2.
6. Cadwell J. T. et al. // Phys. Rev. C. 1981. V. 21. P. 1215.
7. Kondev Ph. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 1992. V. 71. P. 126.
8. Гангрский Ю. П., Далхсурен Б., Марков Б. Н. Осколки деления ядер. М.: Энергоиздат, 1986.
9. Гангрский Ю. П. и др. // ПТЭ. 2002. № 3. С. 67.
10. Ford G. P., Wolfsberg K., Erdel B. R. // Phys. Rev. C. 1984. V. 30, No. 1. P. 195–213.
11. Flynn K. F., Gindler J. E., Glendenin L. E. // J. Inogr. Nucl. Chem. 1977. V. 39. P. 759.
12. Wahl A. C. // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 39, No. 1. P. 1.
13. England T. P., Rides B. E. Preprint La-Ur-94-3106. Los Alamos: LANL, 1994.
14. Гангрский Ю. П. и др. Препринт ОИЯИ Р15-2003-192. Дубна, 2003. 11 с.

Получено 20 февраля 2004 г.