

Выходы осколков при фотоделении  $U^{235}$ 

М. Я. КОНДРАТЬКО, К. А. ПЕТРЖАК

УДК 539.173.3:546.791

После опубликования работы Спенса [1] в печати не появлялось сведений о распределении продуктов фотоделения  $U^{235}$  по массам. В настоящей работе приведены значения выходов осколков при делении  $U^{235}$  под действием тормозного излучения. Результаты получены радиохимическим методом. Предварительные результаты исследования асимметрии фотоделения  $U^{235}$  и экспериментальная методика изложены в работе [2].

Облучения проводились на бетатроне с максимальной энергией электронов до 30 Мэв. В распоряжении авторов имелось сравнительно небольшое количество исследуемого изотопа, поэтому с целью увеличения интенсивности процесса мишень при всех энергиях облучалась на внутреннем пучке. Ускоренные электроны попадали на мишень, помещенную в полый цилиндр, который вводился в ускорительную камеру бетатрона; это позволяло проводить опыт без нарушения герметичности камеры. Тормозное излучение генерировалось в стенках цилиндра и непосредственно в самой мишени.

Препарат урана (90%-ное обогащение по  $U^{235}$ ) наносился на обе стороны алюминиевых подложек в виде слоев закиси-окси толщиной  $\sim 0,25$  мг/см<sup>2</sup>. Мишень представляла собой сборку, состоящую из 50 двусторонних тонкослойных препаратов урана, переложенных коллекторными слоями алюминиевой фольги толщиной 6,5 мг/см<sup>2</sup>. После облучения в течение 5—6 ч мишень разбиралась и алюминиевые коллекторы растворялись в условиях, исключающих улетучивание и другие потери исследуемых продуктов деления. Полученные растворы смешивались с известными количествами носителей, затем проводился радиохимический анализ. При разделении и очистке использовались стандартные методы. Применявшаяся методика регистрации осколков отдачи позволяла провести весь цикл исследования с одним и тем же относительно небольшим количеством делящегося вещества ( $\sim 20$  мг), устранить процедуры регенерации и очистки вещества мишени, а также исключала наличие  $\alpha$ -активного урана в исходном растворе осколков, что способствовало высокой радиохимической чистоте конечных продуктов анализа.

Конечные осадки наносились на проводящие подложки и взвешивались, затем на проточных пропорциональных счетчиках в 4л-геометрии измерялась  $\beta$ -активность осадков. Активность образцов прослеживалась в течение 5—10 периодов полураспада исследуемого изотопа. Для перехода к абсолютному счету в полученные значения активности вносились поправки на самопоглощение и поглощение в алюминиевой подложке (1,35 мг/см<sup>2</sup>), определенные экспериментально [3]. При регистрации конверсионных электронов поправки вносились расчетным путем. Измерения малых активностей проводились на 4л-счетчике с уровнем фона  $\sim 1$  имп/мин.

Кривые радиоактивного распада анализировались графическим и аналитическим способами. Активности приводились к бесконечному времени облучения. При этом динамика накопления изотопа рассчитывалась с учетом накопления и распада его предшественников по  $\beta$ -цепочке. Рассчитанный таким образом фактор накопления изотопа  $Ba^{139}$  ( $T_{1/2} = 83$  мин), предшест-

венник которого  $Cs^{139}$  ( $T_{1/2} = 9,5$  мин) имеет сравнимый период полураспада, заметно (на 14%) превышает общепринятый идеализированный фактор  $(1 - e^{-\lambda t})$ , где  $\lambda$  — постоянная распада  $Ba^{139}$ ,  $t$  — время облучения.

Выход отдельных изотопов определялся по отношению к выходу  $Ba^{140}$ , принятого за стандарт. Относительные выходы каждого изотопа получались как среднее из двух — пяти независимых опытов. Относительные выходы изотопов пересчитывались в значения полных выходов цепочек с данным массовым числом. При этом использовались схемы распада [4, 5], а также сведения по зарядовому распределению осколков фотоделения  $U^{235}$ , полученные при помощи формулы масс Леви [6]. Для большинства значений  $A$  указанная поправка пренебрежимо мала, и лишь в случаях  $Si^{92}$  и  $Zr^{97}$  кумулятивные выходы изотопов заметно меньше полных выходов соответствующих цепочек (0,88 и 0,86 от полного выхода  $A = 92$  и  $A = 97$  соответственно). Для изотопов  $Cd^{117m}$ ,  $Sn^{121}$  и  $Sn^{125}$  литературные данные по схемам распада недостаточно полные, поэтому значения выходов, приведенные ниже для указанных масс, относятся к соответствующим изомерам.

Кроме определения относительных выходов была выполнена серия измерений абсолютного выхода  $Ba^{140}$  при восьми значениях максимальной энергии тормозного спектра в пределах 10—25 Мэв. Число образованных ядер  $Ba^{140}$  определялось по абсолютной  $\beta$ -активности радиохимических препаратов. Для измерения полного числа актов деления в мишени использовались слюдяные детекторы. При определении абсолютных выходов в сборную мишень кроме обычных или «радиохимических» слоев урана и алюминиевых коллекторов вводились контрольные урановые слои, приложенные к пластинам природной слюды. Контрольный и радиохимические слои имели одинаковые размеры и форму, относительное содержание урана в них было тщательно измерено. По высоте сборки размещалось четыре-пять контрольных слоев, что позволяло учитывать неоднородность пучка в мишени. Следы осколков деления в слюде «проявлялись» травлением в HF и визуально подсчитывались под микроскопом. Эффективность слюдяных детекторов в условиях плотного соприкосновения плоского источника с детектором, т. е. в 2л-геометрии, определялась путем сравнения числа делений, зарегистрированных в идентичных условиях поверхности слюды и импульсной ионизационной камерой. Было получено значение эффективности, близкое к 100% [7].

На основании значений абсолютных выходов  $Ba^{140}$  и выходов прочих изотопов, определенных относительно  $Ba^{140}$ , получены величины абсолютных выходов для 18 значений массового числа (результаты расчета приведены в табл. 1 и на рис. 1 и 2). Погрешность непосредственных определений абсолютных выходов составляет  $\sim 5\%$ ; в остальных случаях ошибка больше, что обусловлено погрешностями относительных выходов. Систематическая ошибка за счет наличия в мишени изотопов  $U^{238}$  (8,6%) и  $U^{234}$  (1,4%) для большинства приведенных значений выходов пренебрежимо мала. Эта ошибка максимальна для правого и левого склонов пика легких осколков и не превышает 5—10%. Систе-

Выходы осколков при фотоделении  $U^{235}$  (%)

Таблица 1

Изотоп	Максимальная энергия тормозного излучения $E_0$ , Мэв							
	10	12	14	16	18	20	22	25,2
Br <sup>83</sup>	—	—	1,29±0,12	—	—	—	—	—
Sr <sup>91</sup>	—	—	5,68±0,70	—	—	—	—	—
Sr <sup>92</sup>	—	—	6,91±0,60	—	—	—	—	—
Zr <sup>97</sup>	—	—	6,90±0,70	—	—	—	—	—
Mo <sup>99</sup>	—	—	6,29±0,40	—	—	—	—	—
Ag <sup>111</sup>	—	—	0,167±0,020	0,276±0,030	0,314±0,030	0,306±0,030	0,408±0,030	0,561±0,40
Ag <sup>113</sup>	0,044±0,008	0,139±0,020	0,168±0,020	0,251±0,030	0,300±0,040	0,305±0,040	0,378±0,040	0,454±0,050
Cd <sup>115</sup>	0,056±0,007	0,148±0,020	0,217±0,020	0,292±0,020	0,357±0,030	0,400±0,030	0,463±0,030	0,528±0,040
Cd <sup>117 m</sup>	0,047±0,008	0,129±0,015	0,174±0,015	0,228±0,020	0,324±0,020	0,316±0,020	0,371±0,030	0,424±0,030
Sn <sup>121</sup>	—	—	0,172±0,025	—	—	—	—	—
Sn <sup>125</sup>	—	—	0,200±0,030	—	—	—	—	—
Sb <sup>127</sup>	—	—	0,86±0,09	—	—	—	—	—
Sb <sup>129</sup>	—	—	1,60±0,15	—	—	—	—	—
Te <sup>132</sup>	—	—	5,26±0,50	—	—	—	—	—
J <sup>133</sup>	—	—	6,53±0,50	—	—	—	—	—
Ba <sup>139</sup>	7,1±1,0	6,50±0,80	6,11±0,30	5,80±0,50	—	5,50±0,40	6,10±0,60	5,90±0,70
Ba <sup>140</sup>	6,75±0,40	6,35±0,30	5,83±0,30	5,50±0,30	5,78±0,30	5,45±0,30	5,46±0,30	5,39±0,30
Ce <sup>143</sup>	—	—	5,28±0,40	—	—	—	—	—

матическая ошибка за счет различного поглощения легких и тяжелых осколков в слое делящегося вещества не превышает 1%. В табл. 1 приведены значения без соответствующих поправок.

На рис. 1 представлено распределение масс при делении  $U^{235}$  тормозным излучением с максимальной энергией 14 Мэв. «Отраженные» точки не приведены, хотя при построении кривой учитывались требования

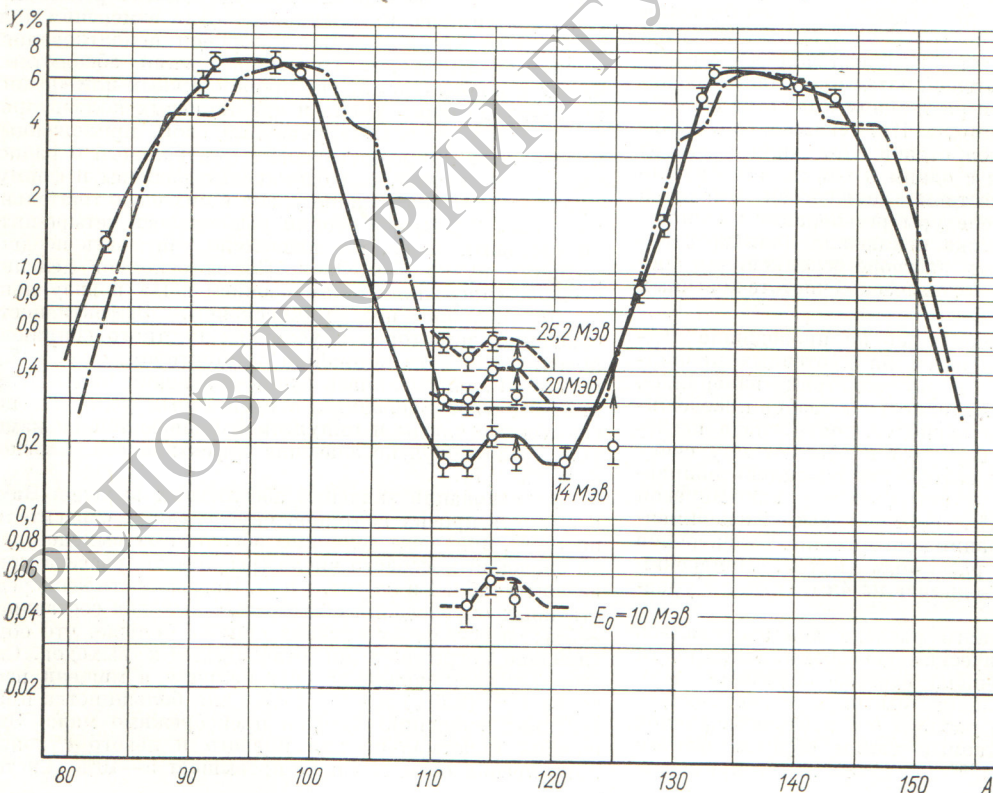
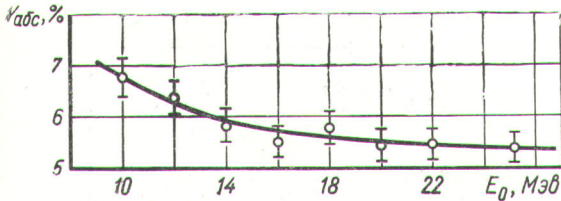
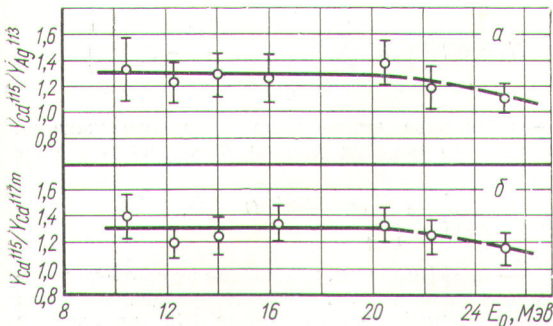


Рис. 1. Кривые распределения выходов осколков фотоделения:

—, — — — — данные настоящей работы для  $U^{235}$ ; — — — — данные работы [8] для  $U^{238}$ .



Р и с. 2. Зависимость абсолютных выходов  $Ba^{140}$  от максимальной энергии тормозного спектра.



Р и с. 3. Отношения выходов осколков в области симметричного деления в зависимости от максимальной энергии тормозного излучения.

симметрии. При нормировке к 200% было получено значение выхода  $Ba^{140}$  при  $E_0 = 14$  Мэв, равное 5,6%. Сравнение кривой выхода масс с аналогичной кривой для фотоделения  $U^{238}$  при той же энергии [8] показывает обычно наблюдаемый сдвиг в области легких осколков при совпадении пиков тяжелых осколков.

Отношения выходов осколков Таблица 2 фотоделения  $U^{235}$  в симметричной области

$E_0, \text{Мэв}$	$Y_{Cd115}/Y_{Ag113}$	$Y_{Cd115}/Y_{Cd117m}$
10,45	$1,33 \pm 0,24$	$1,40 \pm 0,17$
12,30	$1,23 \pm 0,16$	$1,20 \pm 0,12$
14,00	$1,29 \pm 0,17$	$1,25 \pm 0,14$
16,35	$1,26 \pm 0,19$	$1,34 \pm 0,14$
20,50	$0,39 \pm 0,17$	$1,33 \pm 0,13$
22,30	$1,19 \pm 0,16$	$1,25 \pm 0,13$
25,20	$1,12 \pm 0,11$	$1,16 \pm 0,12$

## Образование $Pu^{238}$ при облучении $U^{235}$ и $Np^{237}$ нейтронами

М. А. БАК, А. С. КРИВОХАТСКИЙ, Ю. Ф. РОМАНОВ

Известно шесть долгоживущих изотопов плутония:  $Pu^{238-242, 244}$ . При облучении природного урана в реакторе образуется в основном изотоп  $Pu^{239}$ , тогда как более тяжелые изотопы накапливаются в относительно малых количествах. При этом наиболее легкий из

Среди особенностей полученного распределения масс можно отметить некоторое превышение выхода при  $A = 115$  по сравнению с соседними массами в области симметричного деления. В табл. 2 и на рис. 3, а приведены отношения выходов  $Cd^{115}$  и  $Ag^{113}$ , полученные в одной из серий опытов при различных энергиях возбуждения. Несмотря на значительную ошибку, указанное отношение превышает единицу во всем диапазоне энергии. Поведение изотопов с массой 117, «зеркальной» по отношению к  $A = 115$ , остается непонятным, так как выход определялся для изомера  $Cd^{117m}$ . В схеме данной  $\beta$ -цепочки неизвестно соотношение ветвей распада  $Ag^{117}$ , так что выход  $Cd^{117m}$  может быть лишь нижним пределом полного выхода массы 117. В табл. 2 и на рис. 3, б показаны отношения выходов  $Cd^{115}$  и  $Cd^{117m}$  при различных энергиях. Если принять полный выход массы 117 равным выходу  $A = 115$ , можно оценить долю распада  $Ag^{117}$  ( $4,1$  мин)  $\rightarrow$   $Cd^{117m}$  (3 ч) величиной порядка 82%. Выход изомера  $Sn^{125}$  лежит значительно ниже кривой выхода масс, что согласуется с результатами работы [9].

В работе принимали участие сотрудники кафедры ядерной физики ЛТИ им. Ленсовета Ю. А. Соловьев, Г. А. Тутин и С. П. Шамонов, которым авторы выражают искреннюю благодарность.

Поступило в Редакцию 29/V 1967 г.

## ЛИТЕРАТУРА

- R. Duffield et al. Proc. of the Second Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, UN, 1958, vol. 15, paper 678.
- М. Я. Кондратько, К. А. Петржак. «Атомная энергия», 20, 514 (1966).
- М. Я. Кондратько, О. П. Никотин, К. А. Петржак. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 47 (1964).
- Б. С. Дзелепов, Л. К. Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1958.
- Б. С. Дзелепов, Л. К. Пекер, В. О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер.  $A \geq 100$ . М., Изд-во АН СССР, 1963.
- S. Kato et al. Nucleonics, 18, No. 11, 201 (1960).
- H. Levy. Phys. Rev., 106, 1265 (1957).
- М. Я. Кондратько, О. П. Никотин, К. А. Петржак. Тезисы докладов Научно-технической конференции ЛТИ им. Ленсовета (секция радиохимии и сорбционной техники). Л., Госхимиздат, 1967, стр. 30.
- К. А. Петржак, Р. В. Седлецкий. «Атомная энергия», 15, 308 (1963).
- Н. И. Борисова, Б. В. Курчатов и др. В сб.: «Физика деления атомных ядер». М., Госатомиздат, 1962, стр. 48.

УДК 539.172.4

перечисленных изотопов —  $Pu^{238}$  — практически не образуется, так как он может возникнуть только в результате реакции  $(n, 2n)$  на  $Pu^{239}$  под действием быстрых нейтронов. Получение  $Pu^{238}$  в больших количествах представляет определенный научный и практический