

МУЛЬТИМОДАЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ ФОТОДЕЛЕНИЯ ^{238}U В ОБЛАСТИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

© 2008 г. Н. А. Демехина*, Г. С. Карапетян¹⁾

Ереванский физический институт, Армения

Поступила в редакцию 08.11.2006 г.; после доработки 01.03.2007 г.

Измерены выходы продуктов фотоделения ^{238}U при максимальных энергиях тормозного излучения 50 и 3500 МэВ. Получены зарядовые и массовые распределения осколков деления. На основе модели мультимодального деления выделены симметричные и асимметричные каналы в процессе фотоделения ^{238}U . Проведенное разложение позволило получить оценки вкладов различных компонент деления и рассчитать делимости ^{238}U в исследуемых областях фотонных энергий.

PACS: 25.85.Jg

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в физике ядерного деления большое внимание уделяется интерпретации массово-энергетических распределений осколков в рамках представления о мультимодальном характере распада ядра. Указание на возможность такого представления процесса было получено в ранних работах [1–3], касающихся измерений симметричных и асимметричных компонент в массовом распределении осколков. Предсказания теоретических моделей [4, 5], полученные с учетом особенностей поверхности потенциальной энергии и деформации делящейся ядерной системы, а также динамики развития процесса и структуры участвующих ядер, были подтверждены экспериментальными исследованиями зарядовых, массовых и энергетических распределений осколков деления ядер от Po до Fm в реакциях, инициированных частицами разного сорта [6–9]. Результаты проведенных расчетов, представляющие выходы деления как суперпозицию симметричных и асимметричных компонент, позволили объяснить основные закономерности массовых и энергетических распределений осколков. Несмотря на то что связь наиболее вероятного канала деления с основными конфигурациями ядра в точке разрыва давно признана, до сих пор все еще нет единой теории для расчета главных характеристик деформированных ядерных систем, что значительно упростило бы понимание самого процесса деления. Поскольку определяющим в соотношении различных компонент деления являются энергетические и ядерные характеристики делящейся системы, модельные предсказания

могут быть применимы к идентичным системам образованным с различными падающими частицами. В настоящей работе предсказания модели мультимодального деления были впервые использованы для проведения анализа образования масс в процессе фотоделения. Соотношения между различными компонентами деления позволили исследовать механизм процесса при взаимодействии фотонами низких и промежуточных энергий.

Феномен ядерного деления исследовался разными методами [10–12]. Одним из способов изучения зарядовых и массовых распределений осколков деления с учетом их ядерных характеристик является метод наведенной активности. В настоящей работе приводятся результаты измерений выходов фрагментов деления с использованием метода регистрации и идентификации осколков по характеристикам их радиоактивных распадов.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

На фотонном пучке Ереванского электронного синхротрона проводилось измерение выходов осколков деления при энергии ускоренных электронов 50 и 3500 МэВ. Электронный пучок трансформировался в фотоны тормозного излучения на конвертере из вольфрама; облученные урановые мишени толщиной 75 мкм имели натуральный изотопический состав. Интенсивность фотонного пучка определялась квантометром Вильсона и составляла 10^{11} экв. кв. с^{-1} для энергии электронов 50 МэВ и 10^9 экв. кв. с^{-1} для 3500 МэВ.

Выходы радиоактивных осколков деления измерялись в режиме off-line на полупроводниковом HpGe-детекторе. Разрешение и эффективность спектрометра определялись с использованием калибровочных источников $^{57,60}\text{Co}$, ^{137}Cs

¹⁾Ереванский государственный университет, Армения.

*E-mail: demekhina@lnr.jinr.ru

мониторных реакций: $\text{Al}(\gamma, 2pn)^{24}\text{Na}$, $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$, $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$. Разрешение детектора составило 0.2% при энергии 1000 кэВ. Измерения γ -спектров были начаты через 10 мин после окончания облучения и продолжались в течение года. Значения энергий и соотношения интенсивностей γ -переходов, а также периоды полураспада использовались для выделения продуктов реакций и определения их выходов. Выход продуктов определялся в следующей форме:

$$\sigma = \frac{\Delta N \lambda}{N_\gamma N_n k \epsilon \eta (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_3})}, \quad (1)$$

где σ — выход исследуемого изотопа, отнесенный к эквивалентному кванту; ΔN — площадь под фотопиком; N_γ — интенсивность фотонного пучка (экв. кв. с^{-1}); N_n — число ядер мишени ($1/\text{см}^2$); t_1 — время облучения; t_2 — временной интервал между концом облучения и началом измерения; t_3 — время измерения; λ — постоянная распада (с^{-1}); η — относительная интенсивность γ -переходов; k — суммарный коэффициент поглощения γ -квантов в материале мишени и детектора; ϵ — эффективность регистрации γ -квантов.

Образование изотопа непосредственно в процессе исследуемой реакции обычно рассматривается как независимый выход (I) и определяется по формуле (1). При наличии вклада в выход данного изотопа от β^- - или β^+ -распада соседних нестабильных изобар расчет усложняется [13, 14]. Если вероятность образования родительского изотопа известна по экспериментальным данным или может быть оценена из других источников, то независимые выходы дочерних ядер рассчитываются из соотношения

$$\sigma_B = \frac{\lambda_B}{(1 - e^{-\lambda_B t_1}) e^{-\lambda_B t_2} (1 - e^{-\lambda_B t_3})} \times \left[\frac{\Delta N}{N_\gamma N_n k \epsilon \eta} - \sigma_A f_{AB} \frac{\lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \times \left(\frac{(1 - e^{-\lambda_A t_1}) e^{-\lambda_A t_2} (1 - e^{-\lambda_A t_3})}{\lambda_A^2} - \frac{(1 - e^{-\lambda_B t_1}) e^{-\lambda_B t_2} (1 - e^{-\lambda_B t_3})}{\lambda_B^2} \right) \right], \quad (2)$$

где индексы A и B определяют переменные, относящиеся к родительскому и дочернему изотопам; коэффициент f_{AB} определяет долю A -ядер, распадающихся в B -ядро; ΔN есть полная площадь под фотопиком, образованная при распаде дочернего и родительского изотопов. В некоторых предельных случаях при очень больших периодах полураспада родителя или малой доли его вклада можно пренебречь влиянием предшественника.

При отсутствии данных о вкладе радиоактивного предшественника отделение дочернего изотопа невозможно, и рассчитанные выходы классифицируются как кумулятивные (С). Экспериментальные данные, относящиеся к выходам осколков деления урана при максимальных энергиях тормозного спектра 50 и 3500 МэВ, приведены в табл. 1 и на рис. 1 и 2. Указанные ошибки в определении выходов складывались из статистической обеспеченности экспериментальных результатов ($\leq 2-3\%$), погрешности измерения толщины мишени ($\leq 3\%$) и точности определения эффективности детектора ($\leq 10\%$).

С учетом непрерывного характера спектра фотонов тормозного излучения экспериментально полученные выходы относятся ко всему фотонному спектру и представляют суммарный эффект. Поэтому результаты измерения при $E_{\gamma \text{ max}} = 3500$ МэВ включают выходы и в низкоэнергетичной области. Из сравнения данных, приведенных на рис. 1 и 2, ясно виден вклад высоких энергий, в частности, в области выходов симметричных масс осколков деления. Указанная зависимость приводит к росту отношения асимметричного и симметричного деления, известного в литературе как отношение “пик/плато” [8, 15, 16].

Отношения выходов продуктов деления для $E_{\gamma \text{ max}} = 3500$ и 50 МэВ представлены на рис. 3. Из рисунка видно, что в массовой области 80–100 а.е.м., соответствующей легкому асимметричному пику, отношения выходов в среднем растут в 1.83 ± 0.27 раза; для симметричного деления (100–130 а.е.м.) наблюдается рост в пределах 2.42 ± 0.3 ; выходы в области тяжелого асимметричного пика (130–150 а.е.м.) увеличиваются в 1.51 ± 0.23 раза. Некоторое превышение в росте выходов для области 80–100 а.е.м., возможно, объясняется сдвигом легкого асимметричного и симметричного пиков в сторону меньших масс с ростом энергии, в области симметричных фрагментов деления выходы растут больше. Необходимо отметить, что перекрытие массовых областей, относящихся к разным модам деления, может привести к “размыванию” полученных отношений.

3. АНАЛИЗ

Оценки выходов изобар, не измеряемых при использовании активационной методики в режиме off-line, были получены с помощью функции Гаусса, обычно используемой для аппроксимации зарядового распределения [17]:

$$\sigma(A, Z) = \frac{\sigma(A)}{(C\pi)^{1/2}} \exp \left[-\frac{(Z - Z_p)^2}{C} \right], \quad (3)$$

Таблица 1. Выходы осколков деления

Элемент	Тип реакции	σ , мбн/экв. кв.		Элемент	Тип реакции	σ , мбн/экв. кв.	
		50 МэВ	3500 МэВ			50 МэВ	3500 МэВ
$^{77(m+g)}\text{Ge}$	C	0.45 ± 0.45	1.481 ± 0.15	^{99g}Rh	C	0.082 ± 0.008	0.13 ± 0.013
^{80}Sr	C	0.08 ± 0.012	0.15 ± 0.015	^{99m}Rh	C	0.23 ± 0.034	0.43 ± 0.04
$^{82(m+g)}\text{Br}$	I	0.35 ± 0.049	0.53 ± 0.053	^{101}Tc	C	1.12 ± 0.17	1.73 ± 0.26
$^{82(m+g)}\text{Sr}$	C	0.08 ± 0.016	0.014 ± 0.028	^{101m}Rh	I	0.37 ± 0.037	0.69 ± 0.069
^{85m}Kr	C	2.03 ± 0.203	2.25 ± 0.225	^{101}Pd	C	0.72 ± 0.11	1.71 ± 0.25
^{85g}Sr	I	≤ 0.06	0.12 ± 0.0144	^{102m}Rh	I	0.23 ± 0.023	0.5 ± 0.075
^{85m}Sr	I	0.1 ± 0.01	0.19 ± 0.019	^{103}Ru	C	6.73 ± 0.67	11.82 ± 1.18
^{85g}Y	C	≤ 0.009	0.01 ± 0.002	$^{103(m+g)}\text{Ag}$	C	0.24 ± 0.024	0.61 ± 0.061
^{85m}Y	C	≤ 0.055	0.08 ± 0.016	^{104g}Ag	I	0.28 ± 0.042	0.31 ± 0.037
^{86}Zr	C	0.067 ± 0.01	0.17 ± 0.017	^{104m}Ag	C	≤ 0.22	0.33 ± 0.049
^{87}Kr	C	1.95 ± 0.195	3.11 ± 0.311	^{104}Cd	C	0.042 ± 0.004	0.15 ± 0.015
^{87m}Sr	I	0.076 ± 0.0076	0.16 ± 0.024	^{105}Ru	C	2.83 ± 0.28	9.63 ± 0.96
^{87g}Y	I	0.02 ± 0.0024	0.052 ± 0.0078	$^{105(m+g)}\text{Rh}$	I	0.65 ± 0.065	1.50 ± 0.15
^{87m}Y	C	0.038 ± 0.0057	0.104 ± 0.0156	$^{105(m+g)}\text{Ag}$	I	0.24 ± 0.024	0.43 ± 0.043
^{88}Kr	C	1.51 ± 0.151	2.40 ± 0.24	^{106m}Rh	C	0.37 ± 0.037	0.65 ± 0.065
$^{89(m+g)}\text{Nb}$	C	0.12 ± 0.018	0.26 ± 0.039	^{106m}Ag	I	0.014 ± 0.002	0.03 ± 0.006
$^{90(m+g)}\text{Nb}$	I	≤ 0.02	0.04 ± 0.006	$^{109(m+g)}\text{In}$	C	≤ 0.08	0.20 ± 0.03
^{91}Sr	C	5.42 ± 0.542	10.40 ± 1.04	^{109}Sn	C	≤ 0.012	≤ 0.04
^{91g}Y	I	1.29 ± 0.19	2.16 ± 0.22	^{110m}Ag	I	0.29 ± 0.035	0.90 ± 0.09
^{91m}Y	I	0.89 ± 0.13	1.56 ± 0.16	^{110g}In	I	≤ 0.04	≤ 0.07
^{92}Sr	C	5.25 ± 0.53	9.46 ± 0.95	^{111g}Pd	C	1.68 ± 0.17	2.42 ± 0.36
^{92}Y	I	2.12 ± 0.25	2.83 ± 0.34	^{111m}Pd	I	0.91 ± 0.09	1.33 ± 0.13
^{93}Y	C	7.40 ± 0.74	10.54 ± 1.05	$^{111(m+g)}\text{Ag}$	C	0.27 ± 0.04	0.63 ± 0.09
^{93m}Mo	C	0.40 ± 0.04	0.45 ± 0.045	^{112}Pd	C	1.79 ± 0.18	6.50 ± 0.65
^{93g}Tc	C	≤ 0.10	0.155 ± 0.019	^{112}Ag	I	0.65 ± 0.13	2.70 ± 0.27
^{93m}Tc	C	≤ 0.23	0.25 ± 0.03	$^{113(m+g)}\text{Ag}$	C	2.20 ± 0.33	6.32 ± 0.63
^{95}Zr	C	9.21 ± 0.92	12.50 ± 1.25	^{113m}In	C	0.078 ± 0.01	0.20 ± 0.02
^{95g}Nb	I	0.65 ± 0.065	1.18 ± 0.12	$^{115(m+g)}\text{Ag}$	C	1.66 ± 0.33	4.50 ± 0.45
^{95m}Nb	I	1.22 ± 0.18	2.41 ± 0.24	^{115g}Cd	I	0.53 ± 0.11	1.47 ± 0.22
^{95g}Tc	I	≤ 0.14	≤ 0.34	^{115}Sb	C	0.09 ± 0.01	0.17 ± 0.01
^{95m}Tc	I	0.18 ± 0.03	0.42 ± 0.08	^{117g}Cd	C	0.30 ± 0.03	1.12 ± 0.11
^{95}Ru	C	0.04 ± 0.006	0.09 ± 0.009	^{117m}Cd	C	0.52 ± 0.10	2.27 ± 0.23
^{96}Nb	I	0.74 ± 0.07	1.48 ± 0.15	^{117g}In	C	0.40 ± 0.08	1.12 ± 0.08
^{96g}Tc	I	0.04 ± 0.008	0.12 ± 0.02	^{117m}In	I	≤ 0.30	0.55 ± 0.06
^{96m}Tc	I	0.11 ± 0.02	0.29 ± 0.06	^{117m}Sn	C	≤ 0.023	0.054 ± 0.006
^{97}Zr	C	8.20 ± 0.82	10.76 ± 1.10	$^{118(m+g)}\text{Sb}$	I	≤ 0.006	≤ 0.019
^{97}Nb	I	0.71 ± 0.14	1.43 ± 0.14	^{119g}Te	C	≤ 0.058	≤ 0.27
^{99}Mo	C	6.50 ± 0.65	8.23 ± 0.82	^{119m}Te	I	≤ 0.053	≤ 0.25
^{99m}Tc	I	1.21 ± 0.12	1.92 ± 0.19	^{120g}I	I	0.046 ± 0.007	0.06 ± 0.008

Таблица 1. Окончание

Элемент	Тип реакции	σ , мбн/экр. кв.		Элемент	Тип реакции	σ , мбн/экр. кв.	
		50 МэВ	3500 МэВ			50 МэВ	3500 МэВ
$^{120\text{m}}\text{I}$	I	0.046 ± 0.007	0.20 ± 0.02	$^{132(m+g)}\text{La}$	C	0.13 ± 0.02	0.23 ± 0.023
^{120}Xe	C	0.013 ± 0.003	0.016 ± 0.003	^{132}Ce	C	0.10 ± 0.015	0.16 ± 0.024
$^{121\text{g}}\text{Te}$	I	0.14 ± 0.021	0.54 ± 0.081	$^{133\text{m}}\text{Te}$	C	2.33 ± 0.23	2.54 ± 0.25
$^{121\text{m}}\text{Te}$	I	0.20 ± 0.03	0.64 ± 0.09	$^{133(m+g)}\text{I}$	C	8.70 ± 0.87	9.25 ± 0.93
^{121}I	I	0.11 ± 0.017	0.30 ± 0.04	$^{133\text{m}}\text{Ba}$	I	0.10 ± 0.01	0.23 ± 0.02
^{121}Xe	C	≤ 0.071	≤ 0.015	^{133}La	I	0.027 ± 0.005	0.064 ± 0.006
$^{122(m+g)}\text{Sb}$	C	0.32 ± 0.032	1.39 ± 0.14	^{134}Te	C	2.65 ± 0.27	2.75 ± 0.28
$^{123\text{m}}\text{Sn}$	C	1.10 ± 0.11	3.60 ± 0.36	$^{134(m+g)}\text{I}$	I	6.42 ± 0.64	6.79 ± 0.68
$^{123\text{m}}\text{Te}$	I	0.12 ± 0.018	0.50 ± 0.05	$^{134\text{m}}\text{Cs}$	I	≤ 0.05	≤ 0.08
^{123}I	C	0.36 ± 0.054	0.62 ± 0.09	^{135}I	C	6.38 ± 0.64	6.80 ± 0.68
$^{124(m+g)}\text{Sb}$	I	1.36 ± 0.136	2.33 ± 0.233	$^{135(m+g)}\text{Xe}$	I	2.16 ± 0.22	2.82 ± 0.28
$^{124(m+g)}\text{I}$	I	0.60 ± 0.06	0.90 ± 0.09	$^{135\text{m}}\text{Cs}$	I	≤ 0.63	≤ 0.75
$^{125\text{g}}\text{Sn}$	C	0.80 ± 0.08	3.56 ± 0.36	$^{135\text{m}}\text{Ba}$	I	≤ 0.06	≤ 0.07
$^{125(m+g)}\text{Xe}$	C	0.15 ± 0.02	0.54 ± 0.06	$^{137\text{g}}\text{Ce}$	C	5.48 ± 0.54	8.31 ± 0.83
$^{126(m+g)}\text{Sb}$	I	1.60 ± 0.16	2.48 ± 0.25	$^{137\text{m}}\text{Ce}$	C	1.02 ± 0.10	1.33 ± 0.13
$^{126(m+g)}\text{I}$	I	0.70 ± 0.07	1.91 ± 0.19	$^{137(m+g)}\text{Nd}$	C	0.31 ± 0.06	0.55 ± 0.07
^{126}Ba	C	0.049 ± 0.005	0.09 ± 0.009	^{139}Ba	C	1.08 ± 0.11	2.66 ± 0.27
$^{127(m+g)}\text{Sn}$	C	1.35 ± 0.14	2.52 ± 0.25	^{140}Ba	C	6.26 ± 0.63	7.04 ± 0.84
^{127}Sb	C	1.24 ± 0.12	4.14 ± 0.41	^{140}La	I	2.18 ± 0.22	2.45 ± 0.25
$^{127(m+g)}\text{Xe}$	I	0.048 ± 0.005	0.11 ± 0.011	^{141}La	I	3.77 ± 0.38	5.09 ± 0.51
^{127}Cs	C	≤ 0.19	≤ 0.40	^{141}Ce	C	1.91 ± 0.32	3.91 ± 0.32
$^{128(m+g)}\text{Sn}$	C	1.30 ± 0.13	3.20 ± 0.32	^{142}La	C	1.48 ± 0.22	2.40 ± 0.24
$^{128(m+g)}\text{Sb}$	I	1.35 ± 0.14	3.90 ± 0.39	^{143}Ce	C	4.30 ± 0.43	5.12 ± 0.52
$^{128(m+g)}\text{I}$	I	≤ 0.35	≤ 0.82	^{146}Gd	C	0.07 ± 0.014	0.10 ± 0.02
^{128}Ba	C	≤ 0.024	0.067 ± 0.007	^{147}Nd	C	0.60 ± 0.09	1.50 ± 0.15
^{129}Sb	C	3.11 ± 0.31	3.93 ± 0.39	$^{147(m+g)}\text{Tb}$	C	≤ 0.09	≤ 0.186
$^{129(m+g)}\text{Te}$	I	0.91 ± 0.09	1.45 ± 0.15	$^{148\text{g}}\text{Pm}$	I	≤ 0.128	≤ 0.20
$^{129\text{m}}\text{Xe}$	I	0.076 ± 0.008	0.12 ± 0.018	$^{148\text{m}}\text{Pm}$	I	≤ 0.19	≤ 0.32
^{129}Cs	I	≤ 0.009	≤ 0.016	^{148}Eu	I	0.08 ± 0.012	0.15 ± 0.015
$^{130\text{g}}\text{Sb}$	C	1.43 ± 0.14	1.58 ± 0.16	$^{148(m+g)}\text{Tb}$	C	≤ 0.06	≤ 0.08
$^{130(m+g)}\text{I}$	I	0.47 ± 0.05	1.18 ± 0.12	^{149}Nd	C	0.56 ± 0.067	1.12 ± 0.12
^{131}Sb	C	1.47 ± 0.15	2.14 ± 0.25	^{149}Gd	C	0.26 ± 0.039	0.51 ± 0.051
$^{131\text{g}}\text{Te}$	C	2.32 ± 0.23	2.82 ± 0.42	$^{149(m+g)}\text{Tb}$	C	0.03 ± 0.006	0.06 ± 0.012
$^{131\text{m}}\text{Te}$	I	3.16 ± 0.32	3.80 ± 0.38	^{150}Pm	I	0.44 ± 0.088	0.54 ± 0.081
^{131}I	I	2.70 ± 0.27	3.47 ± 0.35	$^{150\text{m}}\text{Eu}$	I	≤ 0.23	≤ 0.25
$^{131(m+g)}\text{Ba}$	C	0.029 ± 0.004	0.043 ± 0.006	$^{150(m+g)}\text{Tb}$	C	≤ 0.08	≤ 0.11
^{132}Te	C	5.71 ± 0.57	6.23 ± 0.62	^{151}Nd	C	0.34 ± 0.051	0.44 ± 0.066
$^{132\text{g}}\text{I}$	I	0.95 ± 0.10	0.98 ± 0.10	^{151}Pm	I	≤ 0.21	≤ 0.29
$^{132\text{m}}\text{I}$	I	2.94 ± 0.29	3.35 ± 0.34	$^{151(m+g)}\text{Tb}$	C	≤ 0.05	≤ 0.07
^{132}Cs	I	≤ 0.39	≤ 0.78				

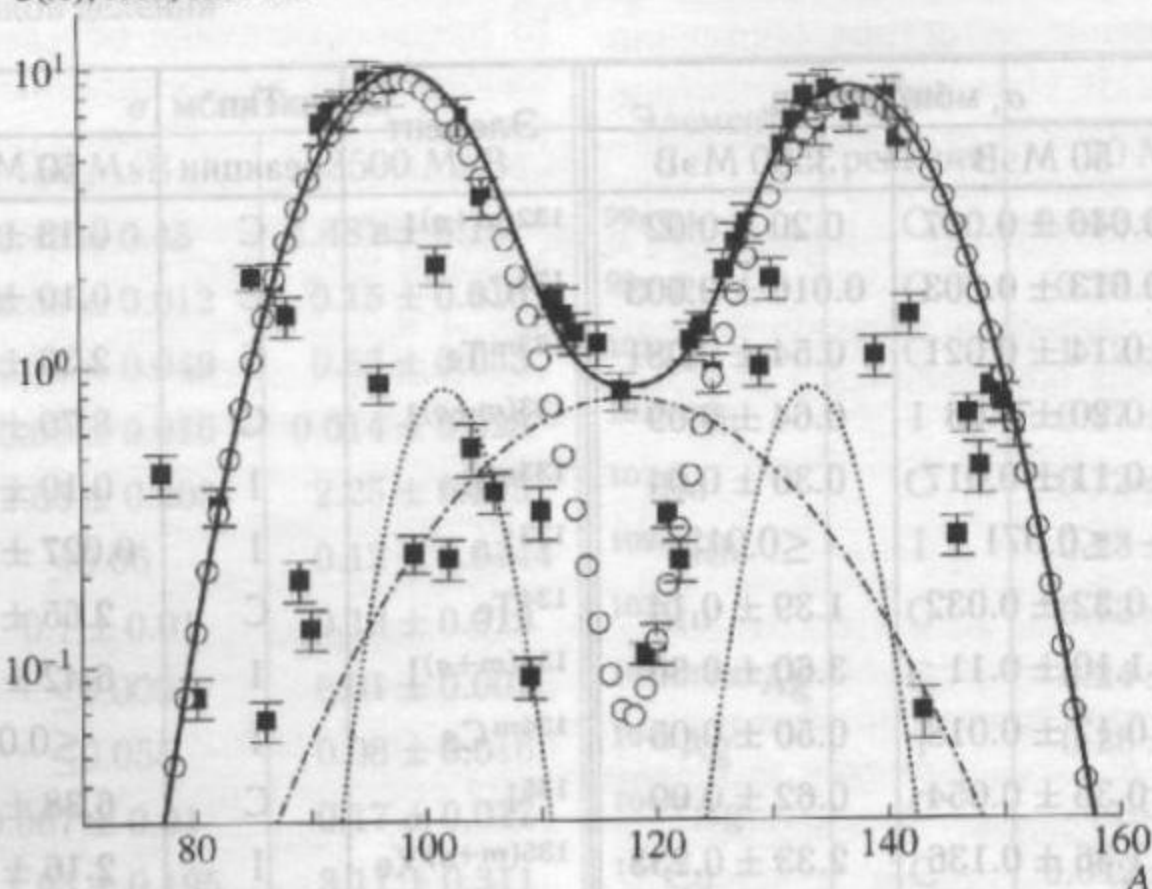
$\sigma(A)$, мбн/экв. кв.

Рис. 1. Компоненты массового выхода при $E_{\gamma \text{ max}} = 50$ МэВ: "Superlong" (штрихпунктирная кривая), "Standart I" (точечная кривая), "Standart II" (точки $\circ$), полный выход Y_{tot} (сплошная кривая). Точки $\blacksquare$ — экспериментальные данные.

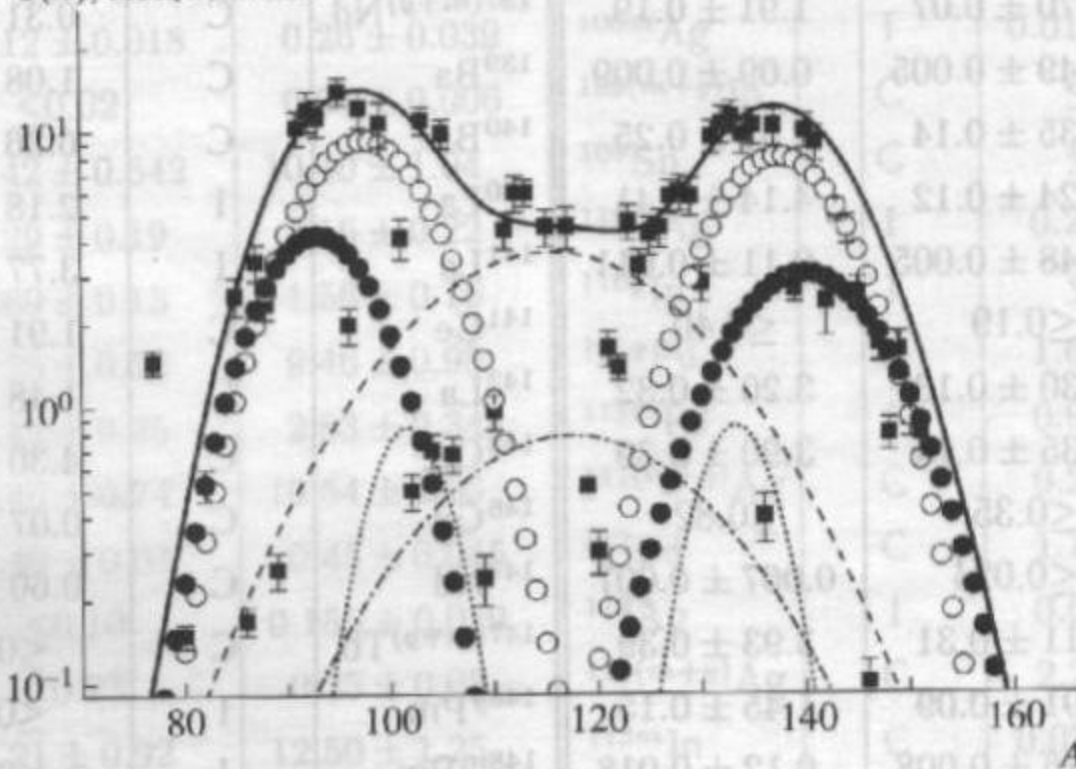
 $\sigma(A)$, мбн/экв. кв.

Рис. 2. Массовый выход при $E_{\gamma \text{ max}} = 3500$ МэВ. Обозначения, соответствующие выходу низкоэнергетического деления, такие же, как и на рис. 1. Высокоэнергетические компоненты: асимметричная мода (точки $\bullet$), симметричная мода (штриховая кривая), полный выход Y_{tot} (сплошная кривая). Точки $\blacksquare$ — экспериментальные данные.

где $\sigma(A, Z)$ — измеренный независимый выход осколка с зарядом Z и массой A . При проведении процедуры фитирования величины $\sigma(A)$ (полный выход при данном массовом числе A) Z_p (наиболее вероятный заряд в данном распределении) и C (параметр ширины зарядового распределения) вводились как свободные параметры²⁾.

²⁾ Обсуждение поведения указанных параметров в рамках настоящей работы не проводится.

Рассчитанные значения $\sigma(A)$, соответствующие полному выходу фрагментов деления с данным массовым числом, позволили построить распределение по массам осколков деления при двух максимальных энергиях тормозного спектра. Полученные результаты представлены сплошными кривыми на рис. 1, 2. Полный выход фотоделения урана рассчитывался путем суммирования выходов всех определенных продуктов деления с учетом образования двух осколков в одном акте: $Y_{\text{tot}} = \sum_A \sigma(A)$.

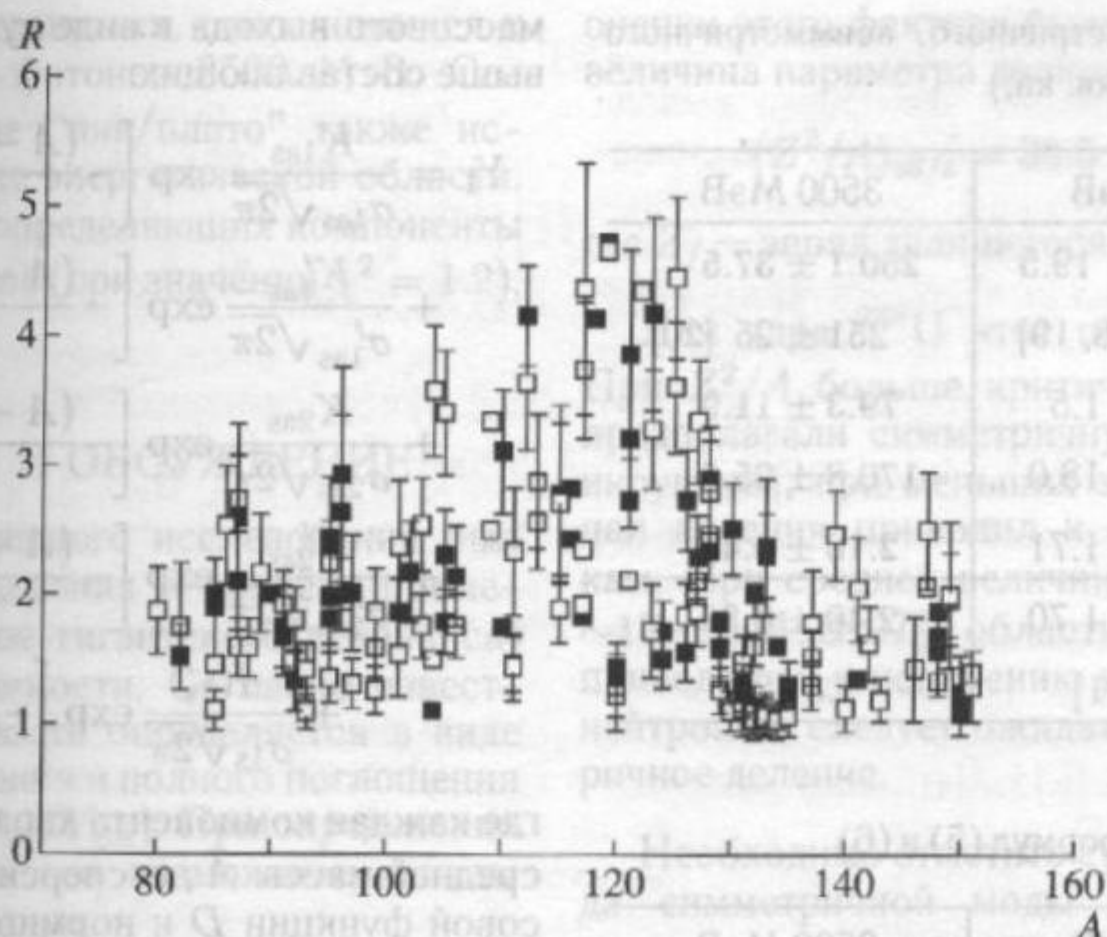


Рис. 3. Отношения выходов (R) осколков деления: ■ — независимые выходы, □ — кумулятивные выходы.

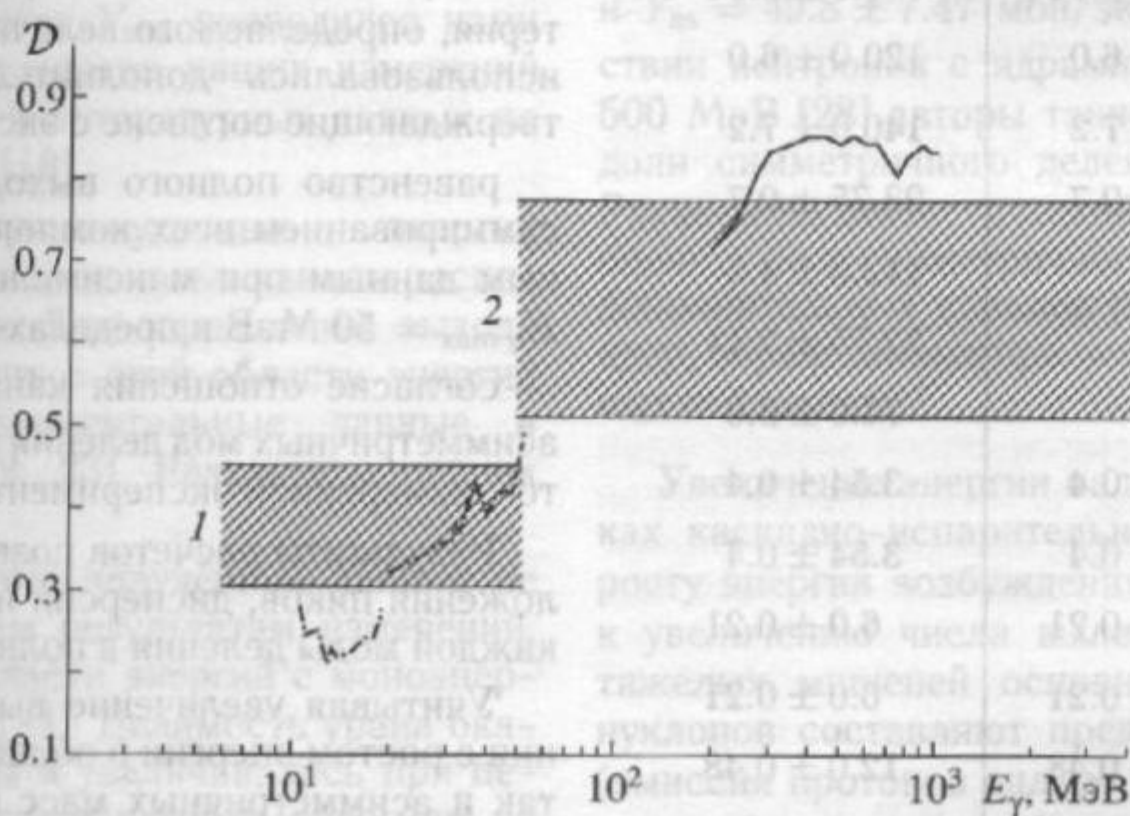


Рис. 4. Делимость (D). Заштрихованные области — данные настоящей работы (1 — $6 \leq E_\gamma \leq 50$ МэВ, 2 — $50 \leq E_\gamma \leq 3500$ МэВ), штрихпунктирная кривая — данные работы [18], сплошная кривая — данные работы [24].

(табл. 2). Для сравнения в табл. 2 приводятся также литературные данные [18–21]. Вследствие взаимодействия с фотонами тормозного спектра полный выход фотоделения определяется граничной энергией спектра, и энергетическая зависимость сечения фотоделения реально отражается в картине распределения по массе осколков. Поэтому представление полных выходов в виде суммы различных массовых компонент в данном случае позволяет определить изменения механизма фотоделения с ростом энергии.

Обсуждение массового выхода осколков деления проводилось нами на основе концепции о

мультимодальном делении [4, 5]. Согласно этой гипотезе кривая массового выхода может быть описана как суперпозиция нескольких компонент, учитывающих симметричные и асимметричные каналы распада делящегося ядра при прохождении точки разрыва. При этом выходы, относящиеся к различным модам деления, представляются в форме гауссианов, параметры которых определяют основные ядерные характеристики массовых распределений осколков деления [6].

С использованием данных, относящихся к низкоэнергетическому делению [6, 8, 11], полный выход фотоделения при энергии 50 МэВ, $Y_{\text{tot}} = Y_1$, раз-

Таблица 2. Выходы симметричного, асимметричного и полного деления (в мбн/экв. кв.)

Выход	50 МэВ	3500 МэВ
Y_{tot}	131.6 ± 19.5 ~120 [18, 19]	250.1 ± 37.5 251 ± 25 [20]
Y_s	10.6 ± 1.5	79.3 ± 11.9
Y_{as}	121.0 ± 18.0	170.8 ± 25.6
$Y_{as/s}$	11.41 ± 1.71	2.16 ± 0.40
Отношение пик/плато	11.36 ± 1.70 11 [21]	2.40 ± 0.36 1.8 [21]

Таблица 3. Параметры из формул (5) и (6)

Параметр	50 МэВ	3500 МэВ
K_{1as}	7.5 ± 0.04	7.5 ± 0.04
K'_{1as}	7.5 ± 0.04	7.5 ± 0.04
K_{2as}	120.0 ± 6.0	120.0 ± 6.0
K'_{2as}	140.0 ± 7.2	140.0 ± 7.2
K_{1s}	23.75 ± 0.7	23.75 ± 0.7
K_{2s}	—	112.0 ± 4.5
K_{3as}	—	52.75 ± 2.11
K'_{3as}	—	74.0 ± 3.0
σ_{1as}	3.54 ± 0.4	3.54 ± 0.4
σ'_{1as}	3.54 ± 0.4	3.54 ± 0.4
σ_{2as}	6.0 ± 0.21	6.0 ± 0.21
σ'_{2as}	6.0 ± 0.21	6.0 ± 0.21
σ_{1s}	12.0 ± 0.48	12.0 ± 0.48
σ_{2s}	—	12.35 ± 0.5
σ_{3as}	—	7.0 ± 0.111
σ'_{3as}	—	5.4 ± 0.08
$\bar{A}_{1s}$	117.5 ± 0.2	117.5 ± 0.2
$\bar{A}_{2s}$	—	116.5 ± 0.24
D_{1as}	15.82 ± 1.01	15.82 ± 1.01
D_{2as}	20.0 ± 1.4	20.0 ± 1.4
D_{3as}	—	23.5 ± 0.99

лагался на отдельные слагаемые, представляющие одну симметричную (Superlong) и две асимметричные (Standard I, Standard II) моды деления.

Разложение проводилось фитированием кривой

массового выхода в виде суперпозиции указанных выше составляющих:

$$Y_1 = \frac{K_{1as}}{\sigma_{1as}\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(A - \bar{A}_{1s} - D_{1as})^2}{2\sigma_{1as}^2}\right] + \frac{K'_{1as}}{\sigma'_{1as}\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(A - \bar{A}_{1s} + D_{1as})^2}{2\sigma_{1as}^2}\right] + \frac{K_{2as}}{\sigma_{2as}\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(A - \bar{A}_{1s} - D_{2as})^2}{2\sigma_{2as}^2}\right] + \frac{K'_{2as}}{\sigma'_{2as}\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(A - \bar{A}_{1s} + D_{2as})^2}{2\sigma_{2as}^2}\right] + \frac{K_{1s}}{\sigma_{1s}\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(A - \bar{A}_{1s})^2}{2\sigma_{1s}^2}\right], \quad (4)$$

где каждая компонента характеризуется величиной средней массы $\bar{A}$, дисперсией σ , параметром гауссовой функции D и нормировочным коэффициентом K [6].

Для получения большей физической достоверности расчетных данных кроме стандартного критерия, определяемого величиной χ^2 (равной 1.12), использовались дополнительные условия, подтверждающие согласие с экспериментом:

равенство полного выхода Y_1 , определяемого суммированием всех компонент, экспериментальным данным при максимальной энергии фотона $E_{\gamma \text{ max}} = 50 \text{ МэВ}$ в пределах точности измерения;

согласие отношения каналов симметричных и асимметричных мод деления с величиной “пик/плато”, измеренной экспериментально.

Результаты расчетов позволили определить положения пиков, дисперсии и относительный вклад каждой моды деления в полный массовый выход.

Учитывая увеличение выходов осколков деления с ростом энергии в области как симметричных так и асимметричных масс (рис. 2), мы добавили при энергии 3500 МэВ в разложение массового выхода симметричную и асимметричную компоненты

$$Y_2 = Y_1 + Y', \quad (5)$$

$$Y' = \frac{K_{2s}}{\sigma_{2s}\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(A - \bar{A}_{2s})^2}{2\sigma_{2s}^2}\right] + \frac{K_{3as}}{\sigma_{3as}\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(A - \bar{A}_{2s} - D_{3as})^2}{2\sigma_{3as}^2}\right] + \frac{K'_{3as}}{\sigma'_{3as}\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(A - \bar{A}_{2s} + D_{3as})^2}{2\sigma_{3as}^2}\right], \quad (6)$$

где Y_1 рассчитывался по формуле (4). Указанные выше дополнительный критерий контроля достоверности процедуры фитирования в данном случае применялся при сравнении величины $Y_2 = Y_1 + Y'$

с экспериментальными данными, относящимися к максимальной энергии фотонов 3500 МэВ. Соответственно отношение "пик/плато" также использовалось для той же энергетической области. Величины параметров, определяющих компоненты кривых массовых выходов (при значении $\chi^2 = 1.2$), представлены в табл. 3.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В результате проведенного исследования был определен выход фотоделения в области промежуточных энергий (выше гигантского резонанса) и получены оценки делимости. Согласно известному положению делимость определяется в виде отношения выходов деления и полного поглощения фотонов на ядре ($D = Y_{\text{tot}}/Y_{\text{abs}}$). При определении Y_{abs} необходимо учесть все возможные каналы распада возбужденного ядра.

В области гигантского резонанса взаимодействие фотонов с ядрами урана сопровождается в основном испусканием одного или двух нейтронов или делением. Расчет Y_{abs} проводился нами с использованием результатов наших измерений выхода реакции (γ, n) и литературных данных по выходу реакции ($\gamma, 2n$) [18].

В области промежуточных энергий (50–3500 МэВ) добавляются новые каналы распада возбужденного ядра. Для определения выхода полного фотопоглощения в этой области энергий использовались экспериментальные данные и модельные расчеты [22, 23]. Результаты оценок приведены на рис. 4.

Из рисунка видно, что полученные данные не противоречат последним результатам измерений, проведенных в этой области энергий с моноэнергетическими фотонами [24]. Делимость урана оказалась меньше единицы и увеличивалась при переходе от низких к промежуточным энергиям до значения 0.64 ± 0.13 .

Как известно, энергия возбуждения делящихся ядер играет важную роль в динамике процесса деления. Асимметричное деление, обусловленное в значительной степени влиянием ядерных оболочек [4], доминирует в области низких энергий возбуждения делящихся ядер. С ростом энергии возбуждения наблюдается уменьшение влияния оболочечных эффектов и увеличение вклада симметричного бинарного распада ядра. Для описания процесса деления при этих энергиях используется модель жидкой капли.

Авторы [25, 26], исследуя деление актинидов в области энергий протонов до 100 МэВ, ввели эмпирическое выражение для соотношения различных каналов деления в зависимости от нуклонного состава делящегося ядра. Для количественной

оценки этого фактора была введена "критическая" величина параметра делимости:

$$(Z^2/A)_{\text{as/s}} = 35.5 + 0.4(Z_f - 90), \quad (7)$$

где Z_f — заряд делящегося ядра.

Для ядра ^{238}U этот параметр равнялся 36.3. При Z^2/A больше критического авторы [25, 26] предполагали симметричную моду деления доминирующей, при меньших значениях основной канал деления приводил к асимметричным осколкам. При средней величине энергии возбуждения ~ 17 –18 МэВ [27] в области гигантского резонанса, приводящей к испарению в среднем не более двух нейтронов, следует ожидать в основном асимметричное деление.

Необходимо отметить существенный рост вклада симметричной моды деления с увеличением энергии падающих фотонов. В среднем в области 50–3500 МэВ выходы различных мод деления составили: $Y_s = 68.7 \pm 10.3$ мбн/эв. кв. и $Y_{\text{as}} = 49.8 \pm 7.47$ мбн/эв. кв. При взаимодействии нейтронов с ядрами ^{238}U при энергиях до 500 МэВ [28] авторы также отмечали увеличение доли симметричного деления с ростом энергии. Расчеты по статистической модели [29] позволили оценить рост симметричного деления с учетом роли дополнительных каналов распада промежуточных ядер, образованных при испускании предделительных нейтронов.

Увеличение энергии налетающих частиц в рамках каскадно-испарительной модели приводит к росту энергии возбуждения [30] и соответственно к увеличению числа вылетевших нуклонов. Для тяжелых мишеней основную долю испущенных нуклонов составляют предделительные нейтроны (эмиссия протонов сильно подавлена), что приводит к образованию набора нейтронно-дефицитных делящихся систем.

Исходя из наших экспериментальных данных пик симметричного деления при энергии 3500 МэВ имеет массовое распределение с максимумом $\bar{A}_{2s} = 116.5$ а.е.м. и $Z_p = 46$. Таким образом, предположительно, симметрично делится ядро со средним значением массового числа $A_f \approx 233$ а.е.м. и зарядом $Z_f \approx 92$, что соответствует нейтронно-дефицитным изотопам урана. Согласно данным авторов [15] в области промежуточных энергий вероятность деления имеет широкое распределение в зависимости от числа испущенных нейтронов. Увеличение симметричной компоненты деления, таким образом, может быть обусловлено вкладом нейтронно-дефицитных делящихся ядерных систем.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате исследования массового выхода фрагментов впервые было проведено разложение полного выхода фотоделения на симметричные и асимметричные компоненты в рамках мультимодальной картины распада возбужденного ядра. Выделение высокоэнергетичной части выхода позволило проанализировать характер зависимости различных мод деления от энергии возбуждения послекаскадного ядра. Отмечен сильный рост симметричного деления с увеличением энергии фотонов.

Авторы выражают благодарность персоналу Ереванского электронного ускорителя за обеспечение необходимых параметров пучка, а также сотруднику ЛЯР ОИЯИ В.И. Чепыгину за предоставление мишеней.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. P. Unik, J. E. Gindler, L. E. Glendenin, *et al.*, in *Proceedings of the Third International Atomic Energy Agency Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973*, Vol. 2, p. 191.
2. W. John, E. K. Hulet, R. W. Loughheed, and J. J. Wesolowski, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 45 (1971).
3. E. Konecny and H. W. Schmitt, *Phys. Rev.* **172**, 1213 (1968).
4. B. D. Wilkins, E. P. Steinberg, and R. R. Chasman, *Phys. Rev. C* **14**, 1832 (1976).
5. U. Brosa, S. Grossman, and A. Muller, *Z. Naturforsch. Teil A* **41**, 1341 (1986).
6. W. Younes, J. A. Becker, L. A. Bernstein, *et al.*, in *Proceedings of the International Nuclear Physics Conference (INPC 2001)*, AIP Conf. Proc. **610**, 673 (2002).
7. K.-H. Schmidt *et al.*, *Nucl. Phys. A* **665**, 221 (2000).
8. T. Ohtsuki, Y. Hamajima, K. Sueki, *et al.*, *Phys. Rev. C* **40**, 2144 (1989).
9. V. C. Duijvestijn, A. J. Koning, J. P. M. Beijers, *et al.*, *Phys. Rev. C* **59**, 776 (1999).
10. K. Persyn, S. Pomme, E. Jacobs, *et al.*, in *Proceedings of the Second International Conference on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Smolenice, Slovakia, 1993*, JINR report No. E7-94-19 (Dubna, 1994), p. 59.
11. R. Kotte *et al.*, *Z. Phys. A* **330**, 189 (1988).
12. С. Д. Бейзин, С. В. Жданов, М. Г. Иткинс и др., *Труды Междунар. конференции "Деление ядер — лет"* (Ленинград, 1989).
13. H. Baba, J. Sanada, H. Araki, and A. Yokoyama, *Nucl. Instrum. Methods A* **416**, 301 (1998).
14. И. Адам, В. С. Пронских, А. Р. Балабежян и др., Препринт № 10-2000-28, ОИЯИ (Дубна, 2000).
15. P. David, J. Debrus, U. Kim, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **197**, 163 (1972).
16. D. R. Nethaway and B. Mendoza, *Phys. Rev. C* **6**, 1827 (1972).
17. H. Kudo, M. Maruyama, M. Tanikawa, *et al.*, *Phys. Rev. C* **57**, 178 (1998).
18. A. Veyssiere, H. Beil, R. Bergere, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **199**, 45 (1973).
19. H. Ries, U. Kneissl, G. Mank, *et al.*, *Phys. Lett. B* **139**, 254 (1984).
20. Г. А. Вартапетян, Н. А. Демехина, В. И. Касилов и др., *ЯФ* **14**, 65 (1971).
21. B. Schröder, G. Nydahl, and B. Forkman, *Nucl. Phys. A* **143**, 449 (1970).
22. A. Deppman *et al.*, *Phys. G* **30**, 1991 (2004).
23. C. Cetina *et al.*, *Phys. Rev. C* **65**, 044622 (2002).
24. A. Deppman, O. A. P. Tavares, S. B. Duarte, *et al.*, *Phys. Rev. C* **66**, 067601 (2002).
25. Chien Chung and James J. Hogan, *Phys. Rev. C* **26**, 899 (1982).
26. Chien Chung and James J. Hogan, *Phys. Rev. C* **24**, 180 (1981).
27. E. Jacobs, H. Thierens, D. De Frenne, *et al.*, *Phys. Rev. C* **19**, 422 (1979).
28. C. M. Zoller, A. Gavron, J. P. Lestone, *et al.*, IKP 95/25 (Darmstadt, 1995).
29. V. M. Maslov, *Nucl. Phys. A* **717**, 3 (2003).
30. V. S. Barashenkov, F. G. Gereghi, A. S. Iljinov, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **231**, 462 (1974).

THE MULTIMODAL PHOTOFISSION APPROACH OF ^{238}U AT INTERMEDIATE ENERGIES

N. A. Demekhina, G. S. Karapetyan

The photofission fragment yields of uranium using bremsstrahlung at end-point energy of 50 and 3500 MeV were measured. The nuclear charge and mass distributions of the fission fragments were obtained. On the basis of the multimodal fission approach the symmetric and asymmetric channels in the photofission process of ^{238}U were deduced. This decomposition allowed to get the estimation of contribution of different components and to calculate fissilities at investigated photon energies.