

УДК 539.125:621.039.55

АСИММЕТРИЧНОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ^{235}U ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ И БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ ИМПУЛЬСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

© 2011 г. В. Д. Севастьянов

ВНИИ физико-технических и радиотехнических измерений
Россия, 141570, Московская обл., Солнечногорский р-н, п/о Менделеево

Поступила в редакцию 26.10.2010 г.

Измерены весовые вклады нейтронов, излучаемых из шейки гантелеобразных возбужденных делящихся ядер ^{235}U в момент их деления, в спектр мгновенных нейтронов деления и соотношения этих вкладов при делении ядер тепловыми нейтронами и быстрыми нейтронами импульсных ядерных реакторов.

Энергетический спектр мгновенных нейтронов деления (м.н.д.) ядер трансурановых нуклидов может быть представлен в простой аналитической форме в виде распределения Максвелла (однокомпонентное представление) [1]:

$$F(E) = A\sqrt{E}e^{-\alpha_f E}, \quad (1)$$

где α_f – константа деления, E – энергия нейтронов, A – масштабный коэффициент. Для реакции деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами значение константы α_f составляет 0.780. Представление спектра м.н.д. ядер в виде выражения (1) было найдено эмпирическим путем исходя из экспериментальных данных по измерению спектра нейтронов деления ядер ^{235}U с применением трековых ядерных фотоэмульсий.

Однако процесс деления ядер трансурановых элементов является сложным многокомпонентным процессом и может быть как асимметричным (на два осколка с различными массами), так и симметричным (на два осколка с равными массами). Соотношение между вероятностями этих двух каналов деления ядер зависит как от типа делящегося нуклида, так и от энергии нейтронов, вызывающих деление. Вероятность симметричного деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами незначительна – примерно в 300 раз меньше асимметричного. Акт деления ядер ^{235}U сопровождается испусканием нейтронов. Это м.н.д., которые могут испускаться из возбужденного делящегося ядра до акта деления, в процессе деления и после деления из переобогащенных нейтронами возбужденных ядер-осколков деления [2, 3].

Согласно капельной модели деления, процесс асимметричного деления обусловлен нарушением равновесных колебательных процессов в ядре в результате его возбуждения нейтронами, а орбитальные структуры ядер-осколков деления формируются еще до момента асимметричного деления

ядра [4]. Мгновенные нейтроны из шейки гантелеобразного делящегося ядра вылетают в направлении, перпендикулярном направлению разлета осколков деления, а из переобогащенных нейтронами осколков деления – преимущественно в направлении их разлета. Асимметричное деление является сравнительно “медленным” процессом: время испускания мгновенных нейтронов из осколков деления ^{235}U составляет $\sim 4 \cdot 10^{-14}$ с.

Каждый из указанных выше процессов эмиссии нейтронов при делении ядер ^{235}U является следствием, главным образом, неупругих процессов либо в делящемся ядре, либо в ядрах-осколках деления. Поэтому впервые в работах [5, 6] спектр м.н.д. ядер ^{235}U тепловыми нейтронами был представлен в виде суперпозиции трех парциальных неупругих испарительных спектров Вайскопфа:

$$F(E) = A_{B_1} E e^{-\alpha_{B_1} E} + A_{B_2} E e^{-\alpha_{B_2} E} + A_{B_3} E e^{-\alpha_{B_3} E}, \quad (2)$$

где $\alpha_{B_1}, \alpha_{B_2}, \alpha_{B_3}$ – константы парциальных спектров Вайскопфа; $A_{B_1}, A_{B_2}, A_{B_3}$ – весовые вклады парциальных спектров, определяемые условием нормировки:

$$\int_0^{\infty} F(E) dE = 1. \quad (3)$$

Предполагается, что в уравнении (2) первый парциальный спектр (B_1) связан с мгновенными нейтронами, вылетающими из шейки гантелеобразного делящегося ядра в момент деления ядер ^{235}U , второй парциальный спектр (B_2) формируется нейтронами, вылетающими из переобогащенных нейтронами ядер-осколков деления, а третий парциальный спектр состоит из нейтро-

нов, испаряемых из возбужденного делящегося ядра до момента его асимметричного деления [6].

В работе [7] спектр м.н.д. ядер ^{235}U тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{252}Cf представлен уже в виде суперпозиции четырех парциальных спектров:

$$F(E) = A_{B_1} E e^{-\alpha_{B_1} E} + A_{B_2}^1 E e^{-\alpha_{B_2}^1 E} + A_{B_2}^2 E e^{-\alpha_{B_2}^2 E} + A_{B_3} E e^{-\alpha_{B_3} E}. \quad (4)$$

Это более корректное представление спектра деления (4), здесь автор вместо одного второго парциального спектра нейтронов, вылетающих из обоих осколков деления, включил в расчет уже два парциальных спектра, соответствующие нейтронам из легкого и тяжелого осколков деления.

Цель настоящей работы — определить соотношение между вкладами первого парциального спектра (см. уравнение (4)) в спектры м.н.д. ядер ^{235}U тепловыми нейтронами и быстрыми нейтронами в центре металлической активной зоны (а.з.) некоторых импульсных ядерных реакторов РФ и США [8]. Для импульсных ядерных реакторов характерно то, что энергетический спектр нейтронов в центре металлической а.з. реактора преимущественно определяется степенью обогащения урана по изотопу ^{235}U , содержанием молибдена в ядерном топливе (сплав урана и молибдена) и массой а.з. Поле нейтронов в центре а.з. импульсных ядерных реакторов изотропно, а в спектрах нейтронов в центре а.з. (внутри центрального канала (ц.к.)) нет тепловых и эпитепловых нейтронов вследствие экранировки поля нейтронов в центре а.з. от нейтронов, рассеянных в экспериментальном зале реактора самим материалом а.з. Средняя энергия нейтронов в спектрах в центре а.з. исследуемых импульсных реакторов находится в диапазоне от 1.1 до 1.4 МэВ. Средняя энергия нейтронов в спектре м.н.д. ядер ^{235}U тепловыми нейтронами составляет 1.97 МэВ.

Известно также, что спектр нейтронов $F(E)$ в ц.к. импульсных реакторов [9, 10] представляется достаточно корректно в виде суперпозиции всего двух парциальных спектров: спектра м.н.д. ядер ^{235}U (см. формулу (1)) и спектра Вайскопфа (спектра неупруго рассеянных м.н.д. на ядрах урана и молибдена, входящих в состав ядерного топлива и конструкционных материалов, находящихся как внутри, так и в непосредственной близости от а.з. реактора):

$$F_p(E) = A_f \sqrt{E} e^{-\alpha_f E} + A_B E e^{-\alpha_B E}, \quad (5)$$

где α_f и α_B — константы парциального спектра деления ядер ^{235}U и испарительного спектра Вайскопфа соответственно, E — энергия нейтронов.

Энергетические спектры нейтронов в центре металлической а.з. импульсных реакторов в данной работе представлены более детально, в виде суперпозиции пяти парциальных спектров Вайскопфа:

$$F(E) = A_{B_1} E e^{-\alpha_{B_1} E} + A_{B_1}^P E e^{-\alpha_{B_1}^P E} + A_{B_2}^1 E e^{-\alpha_{B_2}^1 E} + A_{B_2}^2 E e^{-\alpha_{B_2}^2 E} + A_{B_3} E e^{-\alpha_{B_3} E}. \quad (6)$$

Здесь первые два парциальных спектра содержат мгновенные нейтроны, вылетающие из шейки гантелеобразных возбужденных ядер ^{235}U в момент их деления. Это нейтроны первого компонента спектра, как не претерпевшие упругого рассеяния (α_{B_1}), так и претерпевшие одно или два акта упругого рассеяния ($\alpha_{B_1}^P$) на ядрах материала а.з. реактора. Третий и четвертый парциальные спектры включают главным образом нейтроны, вылетающие из легкого и тяжелого осколков деления ядер ^{235}U . Пятый парциальный спектр представлен нейтронами, вылетающими до начала деления ядер ^{235}U , и частично м.н.д., неупруго рассеянными в материале а.з.

Спектры в исследуемых полях нейтронов восстанавливались по стандартизированной программе КАСКАД-176 [11, 12]. Корректность восстановления спектров в исследуемых полях нейтронов оценивалась сравнением расчетных и измеренных интегральных сечений ядерных реакций, происходящих в облучаемых нейтронами активационных и делительных детекторах, используемых при измерениях на конкретном реакторе. Расчет интегральных сечений проводился с использованием восстановленного спектра нейтронов и дифференциальных сечений ядерных реакций, имеющихся в библиотеке программы. Сечения ядерных реакций, используемых при восстановлении спектров нейтронов, приведены в работе [13]. Для исключения возможных систематических погрешностей при восстановлении спектров нейтронов в настоящей работе в расчет принимали только нормированные на одно ядро нуклида-мишени количества (или скорости) ядерных реакций (для исследуемых полей нейтронов ядерных реакторов), полученных как автором настоящей работы, так и специалистами других отечественных и зарубежных научных центров [14–17]. Как правило, для корректного измерения спектра нейтронов в исследуемых полях ядерных реакторов использовали наборы стандартных активационных и делительных детекторов, чувствительность к нейтронам которых охватывает весь диапазон восстанавливаемого спектра [18]. Энергетический диапазон восстанавливаемых спектров составлял 10^{-10} –18 МэВ. При восстановлении спектра нейтронов деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами

Таблица 1. Нормированные значения скоростей (или числа) дозиметрических ядерных реакций при облучении детекторов в исследуемых полях нейтронов

Ядерная реакция	Источник нейтронов или тип ядерного реактора						
	Деление ^{235}U тепловыми нейтронами	GODIVA (ц.к.)	БАРС-1 (ц.к.)	БАРС-5 (ц.к.)	SPR-3 (ц.к.)	БИР-2 (ц.к.)	БР-1 (ц.к.)
1	2	3	4	5	6	7	8
$^{240}\text{Pu}(n, f)$						$1.50 \cdot 10^{-10}$	
$^{236}\text{U}(n, f)$			$4.93 \cdot 10^{-11}$				
$^{24}\text{Mg}(n, p)$	$2.42 \cdot 10^{-13}$	$3.37 \cdot 10^{-17}$		$2.57 \cdot 10^{-13}$	$9.65 \cdot 10^{-15}$		
$^{27}\text{Al}(n, p)$	$6.50 \cdot 10^{-13}$	$9.23 \cdot 10^{-17}$		$9.36 \cdot 10^{-13}$			$9.07 \cdot 10^{-14}$
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$	$1.15 \cdot 10^{-13}$	$1.60 \cdot 10^{-17}$	$5.84 \cdot 10^{-14}$	$1.73 \cdot 10^{-13}$	$4.77 \cdot 10^{-15}$	$5.96 \cdot 10^{-14}$	$9.07 \cdot 10^{-14}$
$^{32}\text{S}(n, p)$	$1.08 \cdot 10^{-11}$	$1.54 \cdot 10^{-15}$	$5.21 \cdot 10^{-12}$	$1.55 \cdot 10^{-11}$	$4.47 \cdot 10^{-13}$	$5.42 \cdot 10^{-12}$	$8.51 \cdot 10^{-12}$
$^{54}\text{Fe}(n, p)$	$1.32 \cdot 10^{-11}$	$1.78 \cdot 10^{-15}$	$6.44 \cdot 10^{-12}$	$1.90 \cdot 10^{-11}$	$5.45 \cdot 10^{-13}$		$1.03 \cdot 10^{-11}$
$^{56}\text{Fe}(n, p)$	$1.71 \cdot 10^{-13}$	$2.63 \cdot 10^{-17}$		$2.51 \cdot 10^{-14}$	$7.24 \cdot 10^{-15}$	$8.85 \cdot 10^{-14}$	$1.34 \cdot 10^{-13}$
$^{58}\text{Ni}(n, p)$	$1.72 \cdot 10^{-11}$	$2.33 \cdot 10^{-15}$	$8.55 \cdot 10^{-12}$	$2.55 \cdot 10^{-11}$	$7.72 \cdot 10^{-13}$	$8.80 \cdot 10^{-12}$	$1.38 \cdot 10^{-11}$
$^{93}\text{Nb}(n, 2n)$	$7.46 \cdot 10^{-14}$		$3.66 \cdot 10^{-14}$	$1.06 \cdot 10^{-13}$		$3.75 \cdot 10^{-14}$	$5.55 \cdot 10^{-14}$
$^{19}\text{F}(n, 2n)$				$2.40 \cdot 10^{-15}$			
$^{115}\text{In}(n, n')$	$3.18 \cdot 10^{-11}$	$4.40 \cdot 10^{-15}$		$4.90 \cdot 10^{-11}$	$1.45 \cdot 10^{-12}$	$1.70 \cdot 10^{-11}$	$2.72 \cdot 10^{-11}$
$^{199}\text{Hg}(n, n')$	$3.81 \cdot 10^{-11}$						
$^{199}\text{Hg}(n, n')^*$				$5.82 \cdot 10^{-11}$			
$^{204}\text{Pb}(n, n')$	$3.28 \cdot 10^{-12}$		$1.56 \cdot 10^{-12}$	$4.79 \cdot 10^{-12}$		$2.85 \cdot 10^{-10}$	
$^{237}\text{Np}(n, f)$	$2.25 \cdot 10^{-10}$	$3.43 \cdot 10^{-14}$	$1.34 \cdot 10^{-10}$	$4.14 \cdot 10^{-10}$	$1.23 \cdot 10^{-11}$	$1.47 \cdot 10^{-10}$	$2.37 \cdot 10^{-10}$
$^{238}\text{U}(n, f)$	$5.01 \cdot 10^{-11}$	$6.77 \cdot 10^{-15}$	$2.47 \cdot 10^{-11}$	$7.47 \cdot 10^{-11}$	$2.32 \cdot 10^{-12}$	$2.60 \cdot 10^{-11}$	$4.23 \cdot 10^{-11}$
$^{197}\text{Au}(n, g)$	$1.38 \cdot 10^{-11}$		$1.78 \cdot 10^{-11}$			$2.20 \cdot 10^{-11}$	$3.78 \cdot 10^{-11}$
$^{197}\text{Au}(n, g)^*$							$3.78 \cdot 10^{-11}$
$^{235}\text{U}(n, f)$	$2.10 \cdot 10^{-10}$	$4.19 \cdot 10^{-14}$	$1.69 \cdot 10^{-10}$			$2.05 \cdot 10^{-10}$	
$^{235}\text{U}(n, f)^*$				$5.56 \cdot 10^{-10}$	$1.76 \cdot 10^{-11}$		$3.45 \cdot 10^{-10}$
$^{239}\text{Pu}(n, f)$	$3.09 \cdot 10^{-10}$	$6.19 \cdot 10^{-14}$	$2.43 \cdot 10^{-10}$			$2.94 \cdot 10^{-10}$	$4.91 \cdot 10^{-10}$
$^{239}\text{Pu}(n, f)^*$				$7.92 \cdot 10^{-10}$			$4.91 \cdot 10^{-10}$
$^{103}\text{Rh}(n, n')$	$1.24 \cdot 10^{-10}$		$6.91 \cdot 10^{-11}$	$2.15 \cdot 10^{-10}$		$7.52 \cdot 10^{-11}$	$1.22 \cdot 10^{-10}$
$^{139}\text{La}(n, g)$				$4.74 \cdot 10^{-12}$			
$^{241}\text{Am}(n, f)$	$2.42 \cdot 10^{-10}$					$1.43 \cdot 10^{-10}$	
$^{241}\text{Am}(n, f)^*$				$4.06 \cdot 10^{-10}$			
$^{63}\text{Cu}(n, g)$		$4.68 \cdot 10^{-16}$	$2.03 \cdot 10^{-12}$	$7.07 \cdot 10^{-12}$		$2.60 \cdot 10^{-12}$	$4.38 \cdot 10^{-12}$
$^{63}\text{Cu}(n, g)^{**}$				$6.91 \cdot 10^{-12}$	$2.18 \cdot 10^{-13}$		$4.38 \cdot 10^{-12}$
$^{238}\text{Pu}(n, f)$			$2.40 \cdot 10^{-10}$			$2.78 \cdot 10^{-10}$	

* Облучение нейтронами активационного детектора в цилиндрическом полом экране из кадмия с толщиной стенки 1.0 мм.

** Облучение нейтронами активационного детектора в цилиндрическом полом экране из кадмия с толщиной стенки 0.55 мм.

Таблица 2. Обобщенные результаты восстановления спектров мгновенных нейтронов деления ядер ²³⁵U при делении их тепловыми и быстрыми нейтронами импульсных ядерных реакторов с металлической активной зоной

№ п/п	Нейтронный источник, тип ядерного реактора	Тип априорного спектра (номер формулы)	Флюенс нейтронов, см ⁻²	С.к.о., % (число реакций)	Средняя энергия нейтронов в спектре, МэВ	Парциальные спектры						Вклад м.н.д. из шейки гантелеобразного деления ядра ($A_{B_1} + A_{B_2}^p$), %	Характеристики активной зоны: содержание ²³⁵ U; содержание ^{Mo} , %; масса активной зоны, кг
						Делительный (A_f , %)	$\alpha_{B_1}(A_{B_1}, \%)$ E, МэВ	$\alpha_{B_2}^p(A_{B_2}, \%)$ E, МэВ	$\alpha_{B_2}^1(A_{B_2}, \%)$ E, МэВ	$\alpha_{B_2}^2(A_{B_2}, \%)$ E, МэВ	$\alpha_{B_3}(A_{B_3}, \%)$ E, МэВ		
1		2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	Деление ²³⁵ U тепловыми нейтронами	(1)	1.725 · 10 ¹⁴	2.13 (18)	1.892	0.780 (100.00)	0.69(8.71) 2.898		0.92(34.90) 2.174	0.96(40.09) 2.084	4.0(16.30) 0.550	8.71	93.5; 1.5; 66
2	GODIVA (ц.к.)	(5)	3.378 · 10 ^{10*}	3.27 (13)	1.474	0.780 (70.49)	0.69(4.18) 2.898	0.80(9.24) 2.470	0.92(19.11) 2.174	0.96(23.36) 2.084	4.4(44.14) 0.446	13.42	90.5; 3.0; 88.5
3	БАРС-1 (ц.к.)	(5)	1.373 · 10 ¹⁴	2.39 (15)	1.373	0.786 (63.48)	0.69(3.47) 2.898	0.81(19.39) 2.470	0.92(16.32) 2.174	0.96(18.90) 2.084	4.3(51.60) 0.465	13.22	90.96; 10; 146
4	БАРС-5 (ц.к.)	(6)	1.383 · 10 ¹⁴	1.55 (15)	1.331	0.786 (58.22)	0.69(3.47) 2.898	0.82(8.69) 2.241	0.92(14.60) 2.174	0.96(17.16) 2.084	4.3(56.12) 0.465	12.84	93.2; 10; 252
5	SPR-3 (ц.к.)	(5)	1.395 · 10 ¹⁴	2.60 (10)	1.240	0.803 (57.18)	0.69(2.89) 2.898	0.86(9.39) 2.326	0.92(13.50) 2.174	0.96(16.79) 2.084	4.3(57.46) 0.465	12.28	85.0; 6.0; 121
6	БИР-2 (ц.к.)	(6)	1.411 · 10 ¹⁴	3.23 (11)	1.213	0.786 (54.95)	0.69(3.38) 2.898	0.83(8.91) 2.241	0.92(13.82) 2.174	0.96(16.08) 2.084	4.4(57.85) 0.446	12.29	90.1; 90; 173
7	БР-1 (ц.к.)	(5)	1.645 · 10 ¹⁴	1.74 (16)	1.229	0.786 (51.30)	0.69(3.00) 2.898	0.85(8.99) 2.352	0.92(12.76) 2.174	0.96(15.06) 2.084	4.4(60.22) 0.446	12.00	

* Плотность потока, см⁻² · с⁻¹.

Таблица 3. Измеренные значения интегральных сечений (σ) ядерных реакций в исследуемых полях нейтронов и их отгличие от рассчитанных ($\Delta\sigma$)

Ядерная реакция	Исследуемые поля нейтронов																																
	^{235}U (деление тепловыми нейтронами)				GODIVA (ц.к.)			БАРС-1 (ц.к.)			БАРС-5 (ц.к.)			SPR-3 (ц.к.)			БИР-2 (ц.к.)			БР-1 (ц.к.)													
	σ , мб (1)	$\Delta\sigma$, % (1)	σ , мб (4)	$\Delta\sigma$, % (4)	σ , мб (5)	$\Delta\sigma$, % (5)	σ , мб (6)	$\Delta\sigma$, % (6)	σ , мб (5)	$\Delta\sigma$, % (5)	σ , мб (6)	$\Delta\sigma$, % (6)	σ , мб (5)	$\Delta\sigma$, % (5)	σ , мб (6)	$\Delta\sigma$, % (6)	σ , мб (5)	$\Delta\sigma$, % (5)	σ , мб (6)	$\Delta\sigma$, % (6)	σ , мб (5)	$\Delta\sigma$, % (5)	σ , мб (6)	$\Delta\sigma$, % (6)									
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29					
$^{240}\text{Pu}(n, f)$																					912	1.8	903	1.0									
$^{236}\text{U}(n, f)$									359	2.0	357	-2.4																					
$^{24}\text{Mg}(n, p)$	1.40	1.6	1.41	-0.2	1.00	0.7	1.00	2.0					0.79	0.9	0.78	2.5	0.69	1.4	0.68	4.7													
$^{27}\text{Al}(n, p)$	3.77	-3.5	3.78	-1.8	2.73	-6.4	2.73	-4.1					2.07	-0.3	2.05	0.9																	
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$	0.67	2.8	0.67	0.8	0.47	2.0	0.47	3.2	0.43	-1.9	0.42	2.1	0.38	-0.1	0.38	1.7	0.34	-2.1	0.34	1.5	0.36	-0.2	0.36	2.6	0.33	2.2	0.33	2.4					
$^{32}\text{S}(n, p)$	62.4	-3.4	62.5	-0.5	45.6	-7.2	45.5	-6.3	37.9	-0.4	37.7	-0.8	34.3	0.9	33.9	-					31.7	1.3	33.0	-0.7	32.6	-0.6	31.0	-1.5	30.6	-0.9			
$^{54}\text{Fe}(n, p)$	76.7	-2.2	76.8	0.4	52.7	0.3	52.6	1.5	46.9	0.0	46.6	0.2	42.1	2.2	41.6	1.2					39.0	3.5				37.5	1.1	37.0	1.9				
$^{54}\text{Fe}(n, p)^*$																																	
$^{56}\text{Fe}(n, p)$	0.99	1.7	0.99	1.0	0.78	2.4	0.78	4.2													0.52	-3.0	0.51	0.4	0.54	-0.6	0.53	2.3	0.49	2.3	0.48	3.3	
$^{56}\text{Fe}(n, p)^*$									0.56	1.8	0.55	3.4																					
$^{58}\text{Ni}(n, p)$	99.7	-1.6	99.8	0.8	69.0	0.3	68.8	1.1	62.3	-1.3	61.8	-1.6	56.5	-0.2	55.8	-					55.3	-4.1	54.7	-5.0	53.5	-0.5	53.0	-0.3	50.2	-0.9	49.5	-0.4	
$^{93}\text{Nb}(n, 2n)$	0.43	2.8	0.43	1.2					0.27	-7.0	0.27	0.4	0.24	-2.7	0.23	1.4										0.23	-5.7	0.23	-0.7	0.20	-0.3	0.20	-0.3
$^{19}\text{F}(n, 2n)$													5.3×10^{-3}	-12.6	5.25×10^3	-																	
$^{115}\text{In}(n, n')$	184	-0.9	185	-1.4	130	1.0	130	-2.2					109	1.1	107	-					104	2.6	102	-1.9	103	0.7	102	-2.6	99.1	-1.2	97.8	-3.3	

Таблица 3. Окончание

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	
$^{199}\text{Hg}(n, n')$	221	-1.6	221	-1.1																									
$^{199}\text{Hg}(n, n')^*$													129	-0.1	127	-3.6													
$^{204}\text{Pb}(n, n')$	19.0	-2.6	19.0	-0.1					11.4	1.2	11.3	2.9	10.6	-0.4	10.5	0.1													
$^{237}\text{Np}(n, f)$	1303	1.0	1305	-1.0	1015	2.6	1013	0.2	972	0.3	965	-1.5	917	1.0	906	0.2	884	3.1	874	2.2	894	0.3	885	-0.3	863	-0.1	852	0.8	
$^{237}\text{Np}(n, f)^*$																													
$^{238}\text{U}(n, f)$	290	0.8	291	0.9	200	3.5	200	0.7	180	3.4	179	-1.0									158	2.3	156	-1.3	154	-1.8	152	-4.5	
$^{238}\text{U}(n, f)^*$													166	3.3	164	-1.6	166	-0.8	164	-6.0									
$^{197}\text{Au}(n, g)$	79.8	-0.2	79.9	-0.3					130	-1.7	129	-1.5									134	-0.3	132	-0.6	138	-0.2	136	-0.9	
$^{197}\text{Au}(n, g)^*$																										138	-0.3	136	-1.0
$^{235}\text{U}(n, f)$	1218	0.0	1220	0.3	1240	0.2	1238	-0.1	1231	1.3	1222	1.4									1246	0.5	1234	0.9	1257	-0.1	1240	0.4	
$^{235}\text{U}(n, f)^*$													1232	1.5	1217	1.9	1258	-0.5	1243	-0.2									
$^{239}\text{Pu}(n, f)$	1792	2.9	1794	2.5	1832	-1.2	1828	-1.5	1770	1.7	1757	1.9									1787	0.1	1769	0.7	1788	-0.2	1764	0.8	
$^{239}\text{Pu}(n, f)^*$													1755	2.1	1734	2.9										1788	-0.3	1764	0.7
$^{103}\text{Rh}(n, n')$	718	-0.2	719	-1.3					504	1.3	500	-0.9	476	0.9	471	-0.8					457	1.2	453	0.0	444	-0.4	438	-0.3	
$^{139}\text{La}(n, g)$													10.5	-0.8	10.4	-1.3													
$^{241}\text{Am}(n, f)$	1403	2.3	1405	0.3																	869	1.1	861	-1.6					
$^{241}\text{Am}(n, f)^*$													898	2.3	888	-1.1													
$^{63}\text{Cu}(n, g)$					13.9	1.8	13.8	1.5	14.8	0.5	14.7	0.5	15.7	-1.6	15.5	-1.5					15.8	-0.3	15.6	-0.5	16.0	1.0	15.8	0.5	
$^{63}\text{Cu}(n, g)^{**}$																	15.6	0.0	15.4	-0.1									
$^{63}\text{Cu}(n, g)^*$													15.3	0.7	15.1	0.7										16.0	0.9	15.8	0.4
$^{238}\text{Pu}(n, f)$									1748	0.5	1735	0.3									1690	0.3	1673	0.9					

* Облучение нейтронами активационного детектора в цилиндрическом полом экране из кадмия с толщиной стенки 1.0 мм.

** Облучение нейтронами активационного детектора в цилиндрическом полом экране из кадмия с толщиной стенки 0.55 мм.

при расчете использовали дифференциальные сечения ядерных реакций библиотеки ENDF/B-V и оцененные значения NBS [19].

В табл. 1 приведены нормированные значения скоростей (или количество) дозиметрических ядерных реакций в стандартных активационных и делительных детекторах при облучении их нейтронами в исследуемых полях реакторов. При измерениях спектров нейтронов были преимущественно использованы ядерные реакции первой категории, сечения которых известны с наивысшей точностью. Измерения наведенной активности в облученных нейтронами детекторах проводили на “эталонированных” γ -спектрометрах с полупроводниковыми блоками детектирования. Погрешность измерения наведенной активности радионуклидов в активационных детекторах лежала в диапазоне от 2 до 4% ($P = 0.95$).

В табл. 2 представлены обобщенные результаты восстановления спектров нейтронов в исследуемых полях нейтронов. Для повышения достоверности измерений спектр нейтронов в каждом из полей восстанавливался двумя разными методами с использованием априорных спектров по формулам (1), (4)–(6). Результаты восстановления спектра каждого поля нейтронов с представлением двухкомпонентного априорного спектра по формуле (5) позволили оценить вклады спектра м.н.д. ядер ^{235}U и испарительного спектра Вайскопфа в результирующий спектр нейтронов каждого реактора. Из табл. 2 видно, что с уменьшением степени обогащения урана по изотопу ^{235}U и увеличением массы а.з. реактора вклад делительного компонента (A_f) в спектр (табл. 2, столбец 6) уменьшается от 70.49% для реактора GODIVA до 51.30% для реактора БР-1 и, наоборот, вклад неупруго рассеянных нейтронов (столбец 11) в материале а.з. (A_{B_3}) увеличивается с 29.54% для GODIVA до 48.74% для реактора БР-1.

Представление априорных спектров реакторов в пятикомпонентной форме (6) позволило корректно определить вклад нейтронов первого компонента спектра, излучаемых из шейки гантелеобразных ядер в момент их деления (табл. 2, столбец 12), в результирующий спектр нейтронов исследуемых реакторов, а также вклады нейтронов первого компонента спектра, как не испытавших упругого рассеяния (табл. 2, столбец 7), так и испытавших его (табл. 2, столбец 8) в материале а.з. Из данных табл. 2 (столбцы 7 и 8) следует, что средняя энергия нейтронов в первых парциальных спектрах асимметричного деления ядер, претерпевших упругое рассеяние, уменьшается от 2.898 МэВ (для поля ^{235}U , деление тепловыми нейтронами) до 2.352 МэВ для поля БР-1. Вклад нейтронов первого компонента спектра деления

(столбец 12 табл. 2) в результирующий спектр нейтронов реактора максимален для поля реактора GODIVA и составляет 13.42% (средняя энергия нейтронов в спектре 1.455 МэВ) и минимален для реактора БР-1 – 12.0% (средняя энергия нейтронов в спектре 1.164 МэВ). Из табл. 2 также видно, что вклад нейтронов первого компонента спектра при делении ядер ^{235}U тепловыми нейтронами составляет 8.71% (пункт № 1, столбец 12 табл. 2), что существенно меньше вкладов первого компонента в спектры шести исследуемых импульсных реакторов (12.0–13.42%).

В табл. 3 представлены результаты согласования измеренных и рассчитанных интегральных сечений ядерных реакций в исследуемых полях нейтронов. Высокий уровень согласия (в пределах нескольких процентов) интегральных сечений ядерных реакций (табл. 3), а также малые значения среднеквадратического отклонения (с.к.о.) по всей совокупности интегральных сечений ядерных реакций (табл. 2, столбец 4), используемых при восстановлении каждого спектра реактора, свидетельствуют о высокой достоверности восстановленных спектров.

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. При делении ядер ^{235}U как тепловыми, так и быстрыми нейтронами импульсных реакторов имеет место преимущественно асимметричное деление ядер.

2. Вклад первого компонента спектра деления в спектр м.н.д. ядер ^{235}U тепловыми нейтронами составил 8.71% (см. табл. 2, п. № 1, столбец 12).

3. Значения вкладов первого компонента спектра деления ядер ^{235}U в спектры быстрых нейтронов в центре а.з. импульсных реакторов со средней энергией в спектрах от 1.164 МэВ (реактор БР-1) до 1.474 МэВ (реактор GODIVA) возрастает на 11.8% (от 12.00 до 13.72%), что в 1.3–1.6 раза превышает значения первого компонента спектра деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами (см. столбец 12 табл. 2).

4. Средняя энергия нейтронов первого компонента в спектрах м.н.д. ядер ^{235}U как при делении их тепловыми, так и быстрыми нейтронами импульсных реакторов практически одинакова и составляет 2.898 МэВ (наблюдается только некоторое смягчение спектра части нейтронов первого компонента спектра деления за счет упругого рассеяния в материале а.з. (см. столбцы 7, 8 табл. 2)). Это означает, что механизм генерации нейтронов асимметричного деления ядер ^{235}U при делении их как тепловыми, так и быстрыми нейтронами импульсных реакторов остается идентичным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горбачев В.М., Замятнин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деления ядер. Справочник. М.: Атомиздат, 1976. С. 382.
2. Физический энциклопедический словарь / Под ред. А.М. Прохорова. М.: Советская энциклопедия, 1984. С. 147.
3. Мухин К.Н. Введение в ядерную физику. М.: Атомиздат, 1965. С. 391.
4. Протопопов А.Н. // Асимметрия деления. Физика деления атомных ядер. Сборник статей / Под. ред. Н.А. Перфилова, В.П. Эйсмонта. М.: Атомиздат, 1962. С. 29.
5. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н. // ПТЭ. 2003. № 4. С. 5.
6. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н. // Атом. энергия. 2001. Т. 91. Вып. 3. С. 206.
7. Севастьянов В.Д. // ПТЭ. 2010. № 6. С. 11.
8. Колесов В.Ф. Аперриодические импульсные реакторы. Саров: Издательство РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.
9. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н. // Атом. энергия. 1994. Т. 76. Вып. 1. С. 55.
10. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М. // Атом. энергия. 1995. Т. 79. Вып. 2. С. 107.
11. МИ 2804-2003. Метод расчета спектра нейтронов по результатам измерений с интегральными детекторами. М.: Изд-во ФГУП "ВНИИФТРИ", 2003.
12. Маслов Г.Н., Севастьянов В.Д., Кошелев А.С. // Измер. техника. 2003. № 5. С. 58.
13. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н. Характеристики полей нейтронов. Источники мгновенных нейтронов деления и 14 МэВ-генераторы нейтронов, исследовательские и энергетические реакторы, специальные конвертирующие нейтронное излучение устройства. Справочник. Менделеево: Изд-во ФГУП ВНИИФТРИ, 2007.
14. Kelly J., Griffin P., Fan W. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1993. V. 40. № 6. P. 1418.
15. Mc. Elroy W., Armani R., Tochilin E. // Nucl. Scie. Engny. 1972. V. 48. P. 51.
16. Литвин В.И. Автореферат дис. ... канд. техн. наук. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 1999.
17. Литвин В.И. // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2001. Вып. 1/2. С. 44.
18. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н. // Атом. энергия. 2002. Т. 92. Вып. 6. С. 466.
19. JAERI 1325. JENDL Dosimetry File. JAERI. Japan Atomic Energy Research Institute, 1992. P. 24.