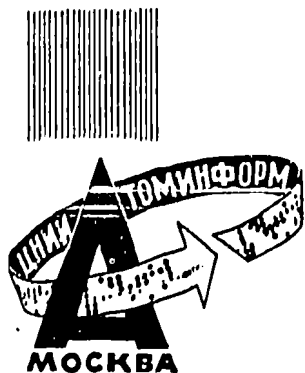


INDC (СР) - 67/5

Ц Е Н Т Р А Л Ь Н Ы Й
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

730



ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

ВЫПУСК 18

МОСКВА — 1975

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ
ИССЛЕДОВАНИЙ ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск 18

МОСКВА - 1975.

Редакционная коллегия:

В. А. Кузнецов (гл. науч. редактор), Л. Н. Усачев (зам. гл. науч. редактора), О. Д. Качковский, В. Г. Загряфов, И. С. Замятин, В. И. Мостовой, Г. И. Морозов, П. Э. Немировский, К. А. Петряк, С. И. Сухоручкин, А. А. Абагян, В. Г. Дубовский, В. И. Манохин, Е. И. Ляшенко, И. И. Николаев, В. В. Орлов, Д. А. Кардашев (отв. редактор).

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1975.

DISCLAIMER

Portions of this document may be illegible in electronic image products. Images are produced from the best available original document

ЭНЕРГИИ И ВЫХОДЫ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР
ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

А.А.Лбов, И.С.Замятин, В.М.Горбачев

Обобщены и систематизированы обширные экспериментальные данные по энергиям и выходам продуктов бинарного и тройного делений тяжелых ядер ($Z \geq 90$) заряженными частицами (протонами, дейтронами ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$). Работа состоит из трех разделов. В первом разделе содержатся данные по энергиям, реализуемым при бинарном делении тяжелых ядер заряженными частицами. Во втором разделе обобщены и систематизированы выходы продуктов бинарного деления тяжелых ядер заряженными частицами. Третий раздел посвящен характеристикам тройного деления тяжелых ядер заряженными частицами. Работа рассчитана на физиков и инженерно-технических работников, занятых в атомной промышленности, а также научных сотрудников, работающих в области ядерной физики и атомной техники.

Быстрое развитие ядерной энергетики и атомной техники резко повысило интерес к самым тяжелым элементам Периодической системы элементов Менделеева: торию, урану, плутонию и трансплутониевым элементам. Это связано с увеличением практического применения этих элементов.

Данные, характеризующие процесс деления тяжелых ядер, представляют исключительный интерес для решения практических задач. Поэтому целесообразны систематизация и обобщение огромного числа накопленных к настоящему времени характеристики процесса деления (энергий, реализуемых при делении, выходов осколков и их распределений по массам и др.).

Многие материалы, относящиеся к характеристикам процесса деления тяжелых ядер под действием нейтронов, γ -квантов и при спонтанном делении, имеются в отечественных и зарубежных трудах. Однако они разбросаны по многим изданиям, что затрудняет их использование. Большинство монографий было опубликовано семь - десять лет назад. За это время в периодической литературе появились новые экспериментальные данные.

Для случая деления тяжелых ядер заряженными частицами такие данные после опубликования книги Ю.А.Зыкина, Л.А.Лбова, Л.И.Сеньченкова "Выходы продуктов деления и их распределение по массам" (М., Госатомиздат, 1963)^X никем не систематизировались. Некоторые материалы, содержащиеся в настоящей работе (например, характеристики процесса тройного деления заряженными частицами), также ранее никем не обобщались.

В связи с этим опубликованные данные по энергиям и выходам продуктов бинарного и тройного делений тяжелых ядер ($Z \geq 90$) заряженными частицами (протонами, дейтронами, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$) для энергий возбуждения, как правило, до 50 Мэв представлялось целесообразным объединить. Указанная область энергий - наиболее важная в практическом отношении. Кроме того, область очень больших энергий возбуждения не рассматривалась и по другой причине: в ней наряду с явлением деления в сильной степени обнаруживаются дополни-

^X Книга переиздана в США в 1964 г.

тельные эффекты, например такие, как фрагментация, скалывание, имеющие свою специфику.

Перечисленные выше данные нужны физикам и инженерно-техническим работникам, занятым в атомной промышленности, а также научным сотрудникам, работающим в области ядерной физики и атомной техники. Экспериментальные данные, характеризующие процессы деления атомных ядер, в том числе и заряженными частицами, необходимы при совершенствовании теории деления.

К каждому разделу дан список литературы: раздел 1 - [1-120], раздел 2 - [1-446], раздел 3 - [1-155].

Авторы будут признательны читателям за критические замечания и пожелания, которые в дальнейшем могут быть учтены.

1. ЭНЕРГИИ, РЕАЛИЗУЕМЫЕ ПРИ БИНАРНОМ ДЕЛЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

В разделе 1 обобщены характеристики энергий продуктов бинарного деления тяжелых ядер заряженными частицами.

В табл. I сгруппированы наиболее вероятные средние кинетические энергии (полные, тяжелого и легкого осколков), а также массы (тяжелого и легкого осколков). Энергии приведены в расчете на одно деление. При составлении табл. I были использованы данные работ [1-72, 103-105, 109, 115-120].

Зависимость наиболее вероятной кинетической энергии осколков до испарения нейтронов, реализуемой при делении, от параметра кулоновской энергии $Z^2/A^{1/3}$ составного делящегося ядра X_Z^A представлена в табл. 2 ([22], см. также 19, 23, 54, 55, 59, 72, 100, 120). Следует отметить, что в табл. 2 есть отдельные значения энергий, которые не вошли в табл. I. В табл. 2 приведены также расчетные значения наиболее вероятных полных кинетических энергий осколков до испарения нейтронов \bar{E}_k (Мэв), вычисленные по формуле [22]

$$\bar{E}_k = 0,1071 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + 22,2, \quad (1)$$

где $\frac{Z^2}{A^{1/3}}$ - параметр кулоновской энергии составного делящегося ядра X_Z^A

Согласие экспериментальных и расчетных значений энергий хорошо видно на рис. I [22].

Слабая зависимость полных кинетических энергий осколков от энергии возбуждения видна из работ [2, 22, 27, 35, 36, 38, 40, 52, 58, 72, 74, 75, 78, 88, III] (см. также табл. I, 2).

Распределение полных кинетических энергий осколков в зависимости от их масс или отношений масс приведены во многих работах [7, 10, 18, 23, 36, 38, 54, 56, 68, 73, 76-78, 80, 85-87, 107, 108]; при делении протонами ^{232}Th , ^{238}U - [65]; при делении дейтронами ^{232}Th - [84, 106]; при делении ядрами ^4He , ^{230}Th - [51], ^{232}Th - [51, 54], ^{233}U - [51], ^{238}U - [108].

Отдельные частные вопросы, имеющие отношение к энергиям, реализуемым при делении, рассмотрены в работах [73-99, 110, 112-114].

Следует указать и обзорные работы, в которых приведены отдельные значения энергий осколков [2, 3, 13, 25, 54, 55, 67, 100, 101 и др.]. Авторы этих обзоров в первую очередь ставили перед собой задачу описать физику явлений, технику эксперимента, а не собрать весь экспериментальный материал. Экспериментальные данные использовались для иллюстраций.

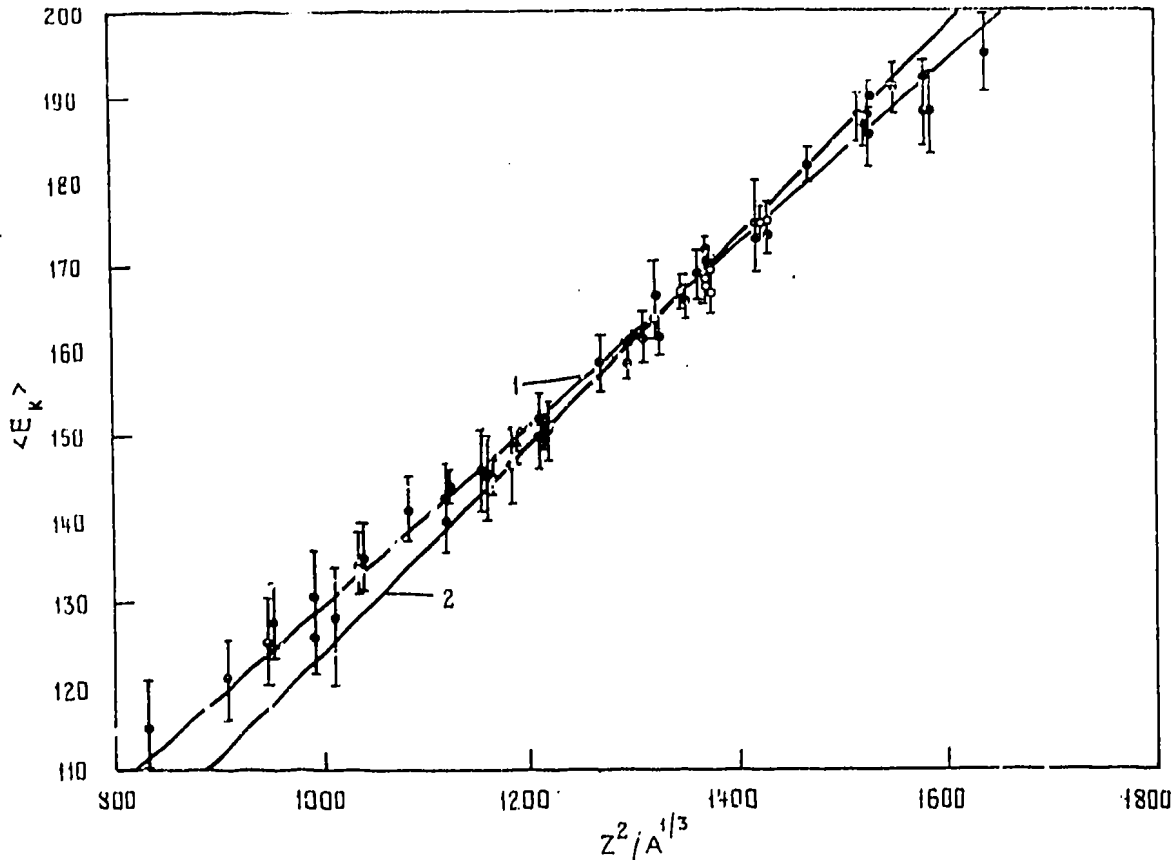


Рис.1. Зависимость средней кинетической энергии осколков до испарения нейтронов $\langle E_k \rangle$ от параметра кулоновской энергии $Z^2/A^{1/3}$ составного делящегося ядра X_Z^A [22]:
 1 - $\langle E_k \rangle = 0,1071 \cdot Z^2/A^{1/3} + 22,2$; 2 - $\langle E_k \rangle = 0,1240 \cdot Z^2/A^{1/3}$

Т а б л и ц а I

Кинетические энергии и массы осколков при бинарном делении тяжелых ядер заряженными частицами

Вид деления	Энергия заряженных частиц	Делящееся ядро	Составное делящееся ядро	Наиболее вероятные средние кинетические энергии осколков (в расчете на одно деление), МэВ		Наиболее вероятные средние массы осколков, ат.ед.массы		
				Полная кинетическая энергия \bar{E}_k	Энергия тяжелых осколков E_T	Энергия легких осколков E_L	Масса тяжелых осколков A_T	Масса легких осколков A_L
Деление протонами	6,8	^{230}Th	^{231}Pa	$162,4^x$ $159,4 \pm 2$ [2, 26]			$92,8 \pm 0,3$ [2, 26]	
То же	8,0	^{230}Th	^{231}Pa	$162,6^x$ $159,6 \pm 2$ [2, 26]			$93,3 \pm 0,3$ [2, 26]	
"	55	^{232}Th	^{233}Pa	164 [65]				
"	55,8	^{235}U	^{236}Np	$150 \pm 5,4$ [66]				
"	55-55,8	^{238}U	^{239}Np	169 [65] $152 \pm 5,4$ [66]				

Продолжение табл. I

Вид деления	Энергия заряженных частиц	Доля деления ядра	Составные ядра	Наиболее вероятные средние кинетические энергии осколков (в расчете на одно деление), МэВ			Наиболее вероятные средние массы осколков, ат.ед.массы		
				Полная кинетическая энергия E_k	Энергия тяжелых осколков E_T	Энергия легких осколков E_L	Масса тяжелых осколков A_T	Масса легких осколков A_L	A_T/A_L
Деление дейтронами	12,0	^{230}Th	^{232}Pa	$166,8 \pm 2,0^x$	$68,9^x$ [2, 27]	$97,4^x$ [2, 27]	$135,9^x$ [2, 27]	$96,1^x$ [2, 27]	$1,432^x$ [2, 27]
"	14,0	^{230}Th	^{232}Pa	$167,8 \pm 2,0^x$ [2, 27]	$69,3^x$ [2, 27]	$98,0^x$ [2, 27]	$135,9^x$ [2, 27]	$96,1^x$ [2, 27]	$1,433^x$ [2, 27]
"	7,6	^{240}Pu	^{242}Am		$73,5 \pm 3$ [72]	$102,7 \pm 3$ [72]			
"	9,0	^{240}Pu	^{242}Am		$75,2 \pm 2$ [72]	$102,8 \pm 2$ [72]			
"	11,4	^{240}Pu	^{242}Am		$75,9 \pm 1$ [72]	$102,6 \pm 1$ [72]			
"	14,0	^{240}Pu	^{242}Am		$74,1 \pm 1$ [72]	$101,7 \pm 1$ [72]			
Деление ионами ^4He	25,7	^{230}Th	^{234}U	$167,5 \pm 2,0^x$ [2, 22, 27]; $159,6 \pm 2,0^x$ [22, 51]; $166,0 \pm 2^{xx}$ [51]	$70,5^x$ [2, 27]	$97,0^x$ [2, 27]	$135,6^x$ [2, 27]	$98,4^x$ [2, 27]	$1,393^x$ [2, 27]
То же	29,5 - -29,7	^{230}Th	^{234}U	$166,0 \pm 2,0^x$ [2, 22, 27]; $169,0 \pm 2,0^x$ [22, 51]; $164,9 \pm 2^{xx}$ [51]	$70,4^x$ [2, 27]	$95,6^x$ [2, 27]	$134,8^x$ [2, 27]	$99,2^x$ [2, 27]	$1,376^x$ [2, 27]
"	21,8	^{232}Th	^{236}U	$169,1 \pm 2,0^x$ [2, 22, 27]	$69,6^x$ [2, 27]	$99,5^x$ [2, 27]	$139,0^x$ [2, 27]	$97,0^x$ [2, 27]	$1,446^x$ [2, 27]
"	22,1	^{232}Th	^{236}U	$171,4 \pm 2,0^x$ [22, 51]; $167,5 \pm 2^{xx}$ [51]					
"	25,7	^{232}Th	^{236}U	$168,2 \pm 2,0^x$ [2, 22, 27]; $171,1 \pm 2,0^x$ [22, 51]; $165,8 \pm 2^{xx}$ [51]	$70,1^x$ [2, 27]	$98,1^x$ [2, 27]	$137,7^x$ [2, 27]	$98,3^x$ [2, 27]	$1,416^x$ [2, 27]

Продолжение табл. I

Вид деления	Энергия зарядных частиц	Делящееся ядро	Составное ядро	Наиболее вероятные средние кинетические энергии осколков (в расчете на одно деление), МэВ			Наиболее вероятные средние массы осколков, ат.ед. массы		
				Полная кинетическая энергия E_k	Энергия тяжелых осколков E_T	Энергия легких осколков E_L	Масса тяжелых осколков A_T	Масса легких осколков A_L	\bar{A}_T/\bar{A}_L
Деление ионами ^4He	29,5	^{232}Th	^{236}U	$167,0 \pm 2,0^x$ [2, 22, 27]; $170,7 \pm 2,0^x$ [22, 51]; $166,0 \pm 2^{xx}$ [51]	$70,2^x$ [2, 27]	$96,9^x$ [2, 27]	$136,9^x$ [2, 27]	$99,1^x$ [2, 27]	$1,399^x$ [2, 27]
То же	21,8	^{238}U	^{237}Pu	$176,3 \pm 2,0^x$ [2, 22, 27]	$74,6^x$ [2, 27]	$101,7^x$ [2, 27]	$136,8^x$ [2, 27]	$100,2^x$ [2, 27]	$1,380^x$ [2, 27]
"	22,1	^{238}U	^{237}Pu	$175,5 \pm 2,0^x$ [22, 51]; $172,4 \pm 2^{xx}$ [51]					
"	25,5- -25,7	^{238}U	^{237}Pu	$174,9 \pm 2,0^x$ [2, 22, 27]; $174,6 \pm 2,0^x$ [22, 51]; $171,1 \pm 2^{xx}$ [51]; $170,3 \pm 2,0^x$ [22, 26]; $165,8 \pm 2^{xx}$ [26]	$75,1^x$ [2, 27]	$99,8^x$ [2, 27]	$135,3^x$ [2, 27]	$101,7^x$ [2, 27]	$1,346^x$ [2, 27]
"	29,5- -29,7	^{238}U	^{237}Pu	$174,2 \pm 2,0^x$ [2, 22, 27]; $173,9 \pm 2,0^x$ [22, 51]; $169,9 \pm 2^{xx}$ [51]	$75,4^x$ [2, 27]	$98,9^x$ [2, 27]	$134,6^x$ [2, 27]	$102,4^x$ [2, 27]	$1,330^x$ [2, 27]
"	27,8	^{238}U	^{242}Pu	175 ± 5^x [22, 52]	74 ± 3^x [52]	102 ± 3^x [52]			
"	29,7	^{238}U	^{242}Pu	173 ± 4^x [22, 49]					
"	30,4	^{238}U	^{242}Pu	175 ± 5^x [22, 52]	$73,5 \pm 3^x$ [52]	102 ± 3^x [52]			
"	32,6	^{238}U	^{242}Pu	175 ± 5^x [22, 52]	74 ± 3^x [52]	$101,5 \pm 3^x$ [52]			
"	34,2	^{238}U	^{242}Pu	177 ± 5^x [22, 52]	74 ± 3^x [52]	$101,5 \pm 3^x$ [52]			
"	35,6	^{238}U	^{242}Pu	$176,5 \pm 5^x$ [22, 52]	$74,5 \pm 3^x$ [52]	102 ± 3^x [52]			
"	42,0	^{238}U	^{242}Pu	171 ± 4^x [22, 49]					

x До испарения нейтронов.
xx После испарения нейтронов.

Т а б л и ц а 2

Связь кинетической энергии осколков при бинарном делении с
 параметром кулоновской энергии $Z^2/A^{1/3}$ составного
 делящегося ядра [22]

Составное ядро	$Z^2/A^{1/3}$ составного ядра	Способ деления (в скобках указаны энергии нейтронов, частиц или ядер, МэВ)	Энергия возбуждения составного ядра	Наиболее вероятная полная кинетическая энергия осколков (до испарения нейтронов)			Литература		
				измеренная	исправленная	вычисленная			
^{229}Th	1324	$^{226}\text{Ra} + ^3\text{He}(20,9)$	30	$157,7 \pm 2,0$	160,9	164,2	[22, 26]		
		$^{226}\text{Ra} + ^3\text{He}(23,9)$	32	$158,9 \pm 2,0$	162,1	164,2	[22, 26]		
^{230}Th	1322	$^{226}\text{Ra} + ^4\text{He}(22,1)$	17	$159,7 \pm 2,0$	162,9	164,0	[22, 26]		
		$^{226}\text{Ra} + ^4\text{He}(27,1)$	22	$160,3 \pm 2,0$	163,5	164,0	[22, 26]		
		$^{226}\text{Ra} + ^4\text{He}(30,8)$	26	165 ± 3	166,5	164,0	[22, 49]		
		$^{226}\text{Ra} + ^4\text{He}(33,7)$	29	165 ± 4	166,5	164,0	[22, 49]		
^{225}Pa	1362	$^{209}\text{Bi} + ^{16}\text{O}(166)$	115	$166,3 \pm 3,0$	169,1	168,3	[22, 50]		
^{231}Pa	1350	$^{230}\text{Th} + p(5,8)$	12	$162,4 \pm 2,0$	155,6	167,0	[22, 26]		
		$^{230}\text{Th} + p(8,0)$	13	$162,6 \pm 2,0$	165,8	167,0	[22, 26]		
^{232}Pa	1348	$^{230}\text{Th} + d(12,0)$	20	$166,3 \pm 2,0$		166,8	[22, 27]		
		$^{230}\text{Th} + d(14,0)$	22	$167,3 \pm 2,0$		166,8	[22, 27]		
^{234}U	1374	$^{233}\text{U} + n_{\text{тепл}}$	5,9	$169,4 \pm 1,7$		169,6	[8, 22]		
		$^{230}\text{Th} + ^4\text{He}(25,7)$	20	$167,5 \pm 2,0$		169,6	[22, 27]		
		$^{230}\text{Th} + ^4\text{He}(25,7)$	20	$169,6 \pm 2,0$		169,6	[22, 51]		
		$^{230}\text{Th} + ^4\text{He}(29,5)$	24	$166,0 \pm 2,0$		169,6	[22, 27]		
		$^{230}\text{Th} + ^4\text{He}(29,5)$	24	$169,0 \pm 2,0$		169,6	[22, 51]		
^{236}U	1370	$^{235}\text{U} + n_{\text{тепл}}$	5,3	$168,3 \pm 1,7$		169,1	[8, 22]		
		$^{232}\text{Th} + ^4\text{He}(21,4)$	16	$172,5 \pm 3,2$		169,1	[22]		
		$^{232}\text{Th} + ^4\text{He}(21,8)$	17	$169,1 \pm 2,0$		169,1	[22, 27]		
		$^{232}\text{Th} + ^4\text{He}(22,1)$	17	$171,4 \pm 2,0$		169,1	[22, 51]		
		$^{232}\text{Th} + ^4\text{He}(22,1)$	18,9	$170,5 \pm 3,5$		169,1	[22]		
		$^{232}\text{Th} + ^4\text{He}(25,7)$	21	$168,2 \pm 2,0$		169,1	[22, 27]		
		$^{232}\text{Th} + ^4\text{He}(25,7)$	21	$171,1 \pm 2,0$		169,1	[22, 51]		
		$^{232}\text{Th} + ^4\text{He}(25,7)$	21	$171,3 \pm 3,2$		169,1	[22]		
		$^{232}\text{Th} + ^4\text{He}(29,5)$	24	$167,0 \pm 2,0$		169,1	[22, 27]		
		$^{232}\text{Th} + ^4\text{He}(29,5)$	24	$170,7 \pm 2,0$		169,1	[22, 51]		
		$^{232}\text{Th} + ^4\text{He}(33,0)$	28	$170,5 \pm 3,5$		169,1	[22]		
		$^{232}\text{Th} + ^4\text{He}(65,0)$	59	$168,0 \pm 4,5$		169,1	[22]		
		^{237}Pu	1428	$^{233}\text{U} + ^4\text{He}(21,8)$	16	$176,3 \pm 2,0$		175,5	[22, 27]
				$^{233}\text{U} + ^4\text{He}(22,1)$	16	$175,5 \pm 2,0$		175,5	[22, 51]
$^{233}\text{U} + ^4\text{He}(25,5)$	20			$170,3 \pm 2,0$	173,4	175,5	[22, 26]		

Продолжение табл. 2

Составное ядро	$Z^2/A^{1/3}$ состав-ного ядра	Способ деления (в скобках указаны энергии нейтронов, частиц или ядер, Мэв)	Энергия возбуждения составного ядра	Наиболее вероятная полная кинетическая энергия осколков (до испарения нейтронов)			Литература
				измеренная	исправленная	вычисленная ^x	
		$^{233}\text{U} + ^4\text{He}(25,7)$	20	$174,9 \pm 2,0$		175,5	[22, 27]
		$^{233}\text{U} + ^4\text{He}(25,7)$	20	$174,6 \pm 2,0$		175,5	[22, 51]
		$^{233}\text{U} + ^4\text{He}(29,5)$	24	$174,2 \pm 2,0$		175,5	[22, 27]
		$^{233}\text{U} + ^4\text{He}(29,7)$	24	$173,9 \pm 2,0$		175,5	[22, 51]
^{240}Pu	I422	$^{239}\text{Pu} + n_{\text{тепл}}$	6,5	$175,0 \pm 1,7$		174,8	[8, 22]
^{242}Pu	I418	$^{238}\text{U} + ^4\text{He}(25,7)$	20	$176,0 \pm 3,2$		174,4	[22]
		$^{238}\text{U} + ^4\text{He}(27,8)$	22	175 ± 5		174,4	[22, 52]
		$^{238}\text{U} + ^4\text{He}(29,4)$	24	173 ± 4		174,4	[22, 49]
		$^{238}\text{U} + ^4\text{He}(30,4)$	25	175 ± 5		174,4	[22, 52]
		$^{238}\text{U} + ^4\text{He}(32,6)$	27	175 ± 5		174,4	[22, 52]
		$^{238}\text{U} + ^4\text{He}(33,0)$	28	$174,7 \pm 3,5$		174,4	[22]
		$^{238}\text{U} + ^4\text{He}(34,2)$	29	177 ± 5		174,4	[22, 52]
		$^{238}\text{U} + ^4\text{He}(35,6)$	30	$176,5 \pm 5$		174,4	[22, 52]
		$^{238}\text{U} + ^4\text{He}(42,0)$	36	171 ± 4	173,3	174,4	[22, 49]
		$^{238}\text{U} + ^4\text{He}(65,0)$	59	$173,0 \pm 4,0$		174,4	[22]
^{248}Cm	I467	Спонтанное деление	0	179 ± 2	181,7	179,8	[4, 22]
^{248}Cf	I529	"	0	$188,7 \pm 1,3$	189,9	186,5	[5, 22]
^{250}Cf	I525	"	0	185 ± 3	187,7	186,0	[4, 22]
		$^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}(125)$	95	$183,2 \pm 4,0$	185,5	186,0	[22, 50]
^{252}Cf	I52I	Спонтанное деление	0	$185,7 \pm 0,1$		185,6	[6, 22]
		"	0	$185,5 \pm 1,0$		185,6	[22, 53]
		"	0	$186,5 \pm 1,2$		185,6	[10, 22]
^{254}Cf	I5I7	"	0	185 ± 2	187,7	185,2	[4, 22]
		"	0	$186,1 \pm 2,8$	187,3	185,2	[5, 22]
^{253}Bv	I550	"	0	188 ± 3	190,7	188,8	[4, 22]
^{252}Fm	I583	$^{240}\text{Pu} + ^{12}\text{C}(125)$	98	$185,6 \pm 4,0$	187,9	192,4	[22, 50]
^{254}Fm	I579	Спонтанное деление	0	189 ± 2	191,7	192,0	[4, 22]
		$^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}(166)$	118	$185,6 \pm 2,0$	187,9	192,0	[22, 50]
$^{256}(\text{No})$	I639	$^{240}\text{Pu} + ^{16}\text{O}(166)$	114	$192,7 \pm 4,6$	194,9	198,5	[22, 50]

^x Вычислено по формуле $\bar{E}_k (\text{Мэв}) = 0,1071 z^2 / A^{1/3} + 22,2$ [22].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Smith A. e. a. - "Phys. Rev.", 1957, vol.106, N 4, p.779.
2. Hyde E.K. The Nuclear Properties of the Heavy Elements. Vol. III. Englewood Cliffs, New Jersey, Prentice-Hall, 1964; Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. Ядерные свойства тяжелых ядер. Вып.5. Деление ядер. М., Атомиздат, 1969.
3. Smith A.B. e. a. - In: Proc. of the Second United Nat. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atom Energy (Geneva, 1958). Geneva, 1959, vol.15, p.392.
4. Brandt R. e. a. - "Phys. Rev.", 1963, vol.131, N 6, p.2617.
5. Friedman A.M. e. a. - "Phys. Rev.", 1963, vol.131, p.1203.
6. Whetstone S.L. - "Phys. Rev.", 1963, vol.131, p.1232.
7. Smith A. e. a. - "Phys. Rev.", 1958, vol.111, N 6, p.1633.
8. Milton J.C.D., Fraser J.S. - "Canad. J. Phys.", 1962, vol.40, p.1626.
9. Milton J.C.D., Fraser J.S. - "Canad. J. Phys.", 1963, vol.41, p.817.
10. Schmitt H.W., Neiler J.H., Walter F.I. - "Phys. Rev.", 1966, vol.141, N 3, p.1146.
11. Schmitt H.W., Kiker W.E., William C.W. - "Phys. Rev.", 1965, vol.137, N 4B, p.B837.
12. Fraser J.S. e. a. - "Canad. J. Phys.", 1963, vol.41, p.2080.
13. Fraser J.S., Milton J.C.D. - In: Ann. Rev. Nucl. Sci. Vol.16. Palo Alto, Calif., 1966, p.379.
14. Andritsoponlos G. - "Nucl. Phys.", 1967, vol.A94, N 3, p.537.
15. Terrell J. - "Phys. Rev.", 1962, vol.127, p.880.
16. Leachman R.B., Schafer W.D. - "Canad. J. Phys.", 1955, vol. 33, p.357.
17. Stein W.E. - "Phys. Rev.", 1957, vol.108, N 1, p.94.
18. Neiler J.M., Walter F.J., Schmitt H.W. - "Phys. Rev.", 1966, vol. 149, p.894.
19. Bennett M.J., Stein W.E. - "Phys. Rev.", 1967, vol.156, p.1277.
20. Leachman R.B. - "Phys. Rev.", 1956, vol.101, p.1005.
21. Wahl J.S. - "Phys. Rev.", 1954, vol.95, p.126.
22. Viola V.E. - "Nucl. Data", 1966, vol.A1, N 5, p. 391.
23. Fraser J.S. - In: Phys. and Chem. Fiss. (Salzburg, 22-26 March 1965). Vol. 1. Vienna, 1965, p.451.
24. James M.F. - "J. Nucl. Energy", 1969, vol. 23, N 9, p. 517.
25. Reactor Physics Constants. ANL-5800. 2nd ed. USAEC, 1963.
26. Britt H.C., Wegner H.E., Gursky J. - "Phys. Rev.", 1963, vol. 129, N 5, p.2239.
27. Whetstone S.L. - "Phys. Rev.", 1964, vol.133, N 3B, p.B613.
28. Brunton D.C., Hanna G.C. - "Canad. J. Res.", 1950, vol.28A, p.190.
29. Brunton D.C., Thompson W.B. - "Canad. J. Res.", 1950, vol.28A, p.498.
30. Gunn S.R. e. a. - "Phys. Rev.", 1957, vol.107, p.1642.
31. Leachman R.B. - "Phys. Rev.", 1952, vol.87, p.442.
32. Milton J.C.D., Fraser J.S. - "Phys. Rev.", 1958, vol.111, p.877.

33. Meadows J.W., Whalen J.E. ANL-7010. 1965, p.14; см. также [24].
34. Schmitt H.W. e.a.- См. [23], с.531.
35. Meadows J.W.-"Phys. Rev.", 1969, vol.177, N 4, p.1817.
36. Сергачев А.И. и др. - "Ядерная физика", 1968, т.7, вып.4, с.778.
37. Smith A.B. e.a.-"Phys. Rev.", 1956, vol.102, p.813.
38. Воробьева В.Г. и др. - "Ядерная физика", 1969, т.9, вып.2, с.296.
39. Prakash S. e.a.-"J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1969, vol.31, N 5, p.1217.
40. Воробьева В.Г. и др. - "Ядерная физика", 1969, т.10, № 3, с.491.
41. Арифов У.А. и др. - "Ядерная физика", 1969, т.10, № 4, с.713.
42. Barbier N. Induced Radioactivity. Amsterdam-London, North-Holland Publ., 1969.
43. Jungerman J., Wright S.C.-"Phys. Rev.", 1949, vol.76, N 8, p.1112.
44. Nardi E. e.a.-"Phys. Rev.", 1969, vol.182, N 4, p.1244.
45. Muga M.L. e.a.-"Phys. Rev. Lett.", 1967, vol.18, N 11, p.404.
46. Fraenkel Z.-"Phys. Rev.", 1967, vol.156, N 4, p.1283.
47. Asghar M. e.a.-"Nucl. Phys.", 1970, vol.A145, N 2, p.657.
48. Muga M.L., Rice G.R.-In: Phys. and Chem. Fiss. Proc. 2nd IAEA Sympos. (Vienna, 1969). Vienna, 1969, p.107.
49. Unik J.P., Huizenga J.R.-"Phys. Rev.", 1964, vol.134, p.B90.
50. Viola V.E., Sikkeland T.-"Phys. Rev.", 1963, vol.130, p.2044.
51. Britt H.C., Whetstone S.L.-"Phys. Rev.", 1964, vol.133, p.B603.
52. Seki M.-"J. Phys. Soc. Japan", 1965, vol.20, p.190.
53. Milton J.C.D., Fraser J.S.-"Bull. Amer. Phys. Soc.", 1963, vol.8, p.370.
54. Обухов А.И., Перфилов Н.А. - "Успехи физ. наук", 1967, т.92, вып.4, с.621.
55. Перфилов Н.А. - См. [23], т.2, с.283.
56. Прокопцов А.И. и др. - "Учр. эксперимент. и теорет. физ.", 1960, т.38, вып.2, с.384.
57. Gönnerwein F., Pfeiffer W.-"Z. für Physik", 1967, Bd.207, S.209.
58. Gönnerwein F. e.a.- См. [48], с.944.
59. Алхазов И.Д. и др. - См. [46], с.961; "Ядерная физика", 1970, т.11, № 3, с.501.
60. Малкин Л.З. и др. - "Атомная энергия", 1963, т.15, с.249.
61. Большов В.И. и др. - "Атомная энергия", 1964, т.17, с.28.
62. Вей-вель Е., Челноков Л.П. Препринт ОИЯИ № 2317. Дубна, 1965. См. также [59].
63. Ferguson R.L. e.a.- "Phys. Lett.", 1970, vol.B31, N 8, p.526.
64. Nukutake M.-"Technol. Koryu Kyushu Univ.", 1966, vol.39, N 2, p.170.
65. Сонода Масааки и др. - "Тенсикаку кэнкю", 1964, т.9, № 4, с.460.
66. Сирато Седзи и др. - "Тенсикаку кэнкю", 1963, т.8, № 3, с.356.
67. Кривохатский А.С., Романов Ю.Ф. Получение трансураниевых и актиноидных элементов при нейтронном облучении. М., Атомиздат, 1970.
68. Гордеев И.В., Карлашев Д.А., Малышев А.В. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.
69. Баланов И.А. и др. "Изв. АН СССР. Сер. физ.", 1968, т.32, № 4, с.693.
70. Петряк К.А., Тутян Г.А. - "Ядерная физика", 1963, т.7, вып.5, с.970.
71. Бочагов Б.А. и др. - "Атомная энергия", 1961, т.11, с.940.
72. Erkkila V.N., Melchman R.E.-"Nucl. Phys.", 1968, vol.A108, N 3, p.689.
73. Desai R.D., Menon M.P.-"Phys. Rev.", 1966, vol.150, N 3, p.1027.
74. Козлов А.Г. и др. - "Ядерная физика", 1968, т.7, вып.6, с.1185.
75. Дермендяев Е. и др. - См. [48], с.934; препринт ОИЯИ № P3-4873. Дубна, 1969.
76. Kapoor S.S. e.a.-In: Proc. Nucl. Phys. and Solid. State Phys. Sympos. (Chandigarh). Part A, S.1. 1964, p.120
77. Петряк К.А., Тутян Г.А. - "Ядерная физика", 1969, т.9, № 5, с.949.
78. Кузьминов Г.Д. и др. - "Ядерная физика", 1970, т.11, № 2, с.297.
79. Артемьев Ю.М. и др. - "Ядерная физика", 1970, т.11, № 3, с.290.
80. Сенченко В.И. и др. - "Ядерная физика", 1967, т.6, № 4, с.108.
81. Сенченко В.И. и др. - "Ядерная физика", 1967, т.5, № 3, с.514.
82. Дьяченко Л.П. и др. - "Ядерная физика", 1968, т.6, № 6, с.1167.
83. Артемьев Ю.М. и др. - "Ядерная физика", 1968, т.8, № 1, с.19.
84. Селяцкий М.А. и др. - "Ядерная физика", 1966, т.3, № 1, с.65.

85. Кузьминов Б.Д., Сурганова А.И. - См. /23/, с.611.
86. Филатов Т.Д. е.а. - См. /23/, с.465.
87. Schmitt H.W. - См. /48/, с.67.
88. Ajitvanand N.N., Boldeman J. - "Nucl. Phys.", 1970, vol. A144, N 1, p.1.
89. Signarbleux G. e.a. - "Nucl. Phys." 1967, vol. A99, N 1, p.1.
90. Signarbleux G., Ribrag M. - См. /48/, с.913.
91. Артемьев Ю.М. и др. - "Ядерная физика", 1967, т.5, № 3, с.527.
92. Клинов М.И. и др. - См. /48/, с.957; "Ядерная физика", 1969, т.10, № 5, с.923.
93. Дьяченко П.П., Кузьминов Б.Д. - См. /23/, с.601.
94. Дьяченко П.П., Кузьминов Б.Д. - См. /48/, с.955.
95. Большов В.И. и др. - "Ядерная физика", 1967, т.6, № 6, с.1162.
96. Апалин В.Ф. и др. - "Ядерная физика", 1965, т.1, № 5, с.316.
97. Апалин В.Ф. и др. - См. /23/, с.587.
98. Ferguson R.L. e.a. - См. /48/, с.954.
99. Sarkar R., Chatterjee A. - "Phys. Lett.", 1969, vol. B30, N 5, p.313.
100. Leachman R.V. - In: Proc. Second. United. Nat. Int. Conf. Peaceful Uses Atom. Energy. Vol. 15. Geneva, 1958, p.229.
101. Краут А. - "Nucleonik", 1960, vol. 2, p.105, 149; Краут А. - В сб. "Физика деления ядер". М., Госатомиздат, 1963, с.7.
102. Дьяченко П.П. и др. - "Ядерная физика", 1968, т.8, № 2, с.286.
103. Fleavonton F. - "Phys. Rev.", 1968, vol. 174, N 4, p.1500.
104. Ковригин Б.С. и др. - "Журн. эксперимент. и теорет. физ.", 1959, т.36, с.315.
105. Friedland S.S. - "Phys. Rev.", 1951, vol. 84, p.75.
106. Немцов Ю.А. и др. - "Ядерная физика", 1965, т.1, № 4, с.633.
107. Ли Цзэ-цин и др. - "Ули съэбао", 1966, т.22, № 2, с.245.
108. Бочагов Б.А. и др. - "Атомная энергия", 1964, т.17, № 3, с.219.
109. Bollini D. e.a. - "Istituto Naz. di Fis. Nucleare", N VE/5, p.5.
110. Баранов И.А. и др. - "Изв. АН СССР. Сер. физ.", 1969, т.33, № 4, с.741.
111. Куватов К.П. и др. - "Ядерная физика", 1968, т.7, № 1, с.39.
112. Sarkar R., Chatterjee A. - "Phys. Rev.", 1970, vol. C1, N 2, p.613.
113. Dyachenko P.P. e.a. - "Phys. Lett.", 1970, vol. B31, N 3, p.122.
114. Frankel S., Metropolis N. - "Phys. Rev.", 1947, vol. 72, p.914.
115. Короткова В.А. и др. - ДАН СССР, 1956, т.106, № 5, с.811.
116. Karoor S.S. e.a. - "Phys. Rev.", 1965, vol. 137, N 3B, p.511.
117. Apalin V.F. e.a. - "Nucl. Phys.", 1965, vol. 71, p.553.
118. Milton J.C.D., Fraser J.S. - См. /23/, т.2, с.39.
119. Stevenson P.C. e.a. - "Phys. Rev.", 1960, vol. 117, N 1, p.186.
120. Ping-Shin Tu, Prince A. - "J. Nucl. Energy", 1971, vol. 25, N 12, p.599.

2. ВЫХОДЫ ПРОДУКТОВ БИНАРНОГО ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

В данном разделе обобщены опубликованные к настоящему времени результаты измерений выходов осколков бинарного деления ядер с $Z \geq 90$ заряженными частицами при энергиях возбуждения, как правило, ниже 50 Мэв [1-446]. Рассмотрены случаи деления ядер под действием заряженных частиц (протонов, дейтронов, ядер ^3He и ^4He).

Опубликованные обзоры [1, 3, 6, 7, 154, 172, 235, 271, 282] и др. не охватывали все накопленные к настоящему времени экспериментальные данные и затрагивали лишь частные вопросы. Основное внимание в этих обзорах сосредоточено на выходах продуктов деления некоторых тяжелых ядер нейтронами.

Наиболее полный обзор [8] по выходам продуктов деления тяжелых ядер под действием нейтронов, заряженных частиц, фотоделения и при спонтанном делении опубликован в 1963 г.

За последние годы получено много новых данных о выходах продуктов бинарного деления ядер с $Z \geq 90$, в том числе и независимых выходах, уточнены сведения, полученные ранее, усовершенствованы методы определения выходов осколков. По сравнению с 1963 г. общее число работ по выходам продуктов бинарного деления тяжелых ядер в настоящее время увеличилось более чем в два раза.

Известно свыше 360 изотопов, являющихся осколками деления. Подавляющее большинство продуктов деления радиоактивно. Все первичные осколки деления с определенной массой (после испускания мгновенных нейтронов) образуют цепочки радиоактивного распада, заканчивающиеся устойчивыми изотопами. Значительная часть первично образующихся осколков имеет весьма короткий период полураспада (секунды, минуты). Радиоактивные превращения внутри цепочек происходят обычно с испусканием β -частиц и γ -квантов, т.е. без изменения массового числа A (за исключением случаев испускания запаздывающих нейтронов). Каждая цепочка состоит, как правило, из трех-шести звеньев.

Выходы осколков деления подразделяются на абсолютные и относительные. Под абсолютными выходами осколков деления понимаются вероятности образования осколков определенной массы ($A = 72 + 177$) в расчете на одно деление:

$$Y(A, Z) = \frac{N}{Q} 100\%, \quad (2)$$

где $Y(A, Z)$ — абсолютный выход конкретного осколка; N — количество атомов данного осколка, которое возникает в образце в результате Q делений.

Абсолютные выходы в свою очередь могут быть подразделены на три категории: независимые, кумулятивные (накопленные), полные.

Независимый выход $Y_1(A, Z)$ — это вероятность образования данного изотопа непосредственно в процессе деления. Независимыми выходами обладают не только первичные осколки, но и дочерние.

Под кумулятивным выходом изотопа $Y_c(A, Z)$ понимается вероятность образования данного изотопа как непосредственно при делении, так и в результате распада материнского изотопа и, следовательно, его предшественников в цепочке радиоактивного распада. При этом выполняется условие

$$Y_c(A, Z) = \sum_k Y_i(A, Z_k). \quad (3)$$

Суммирование производится от первичного осколка до конкретного изотопа $X(A, Z_k)$. Независимые выходы в большинстве случаев составляют небольшую долю кумулятивных выходов.

Под полным выходом $Y_{\text{полн}}(A)$ понимается полная вероятность образования конечного продукта цепочки радиоактивного распада для данного массового числа A . Полный выход — это кумулятивный выход для всей цепочки ядер с данными A . Численно он равен полной сумме всех независимых выходов звеньев цепочки. Сумма полных выходов при бинарном делении равна 200%.

Кумулятивные выходы последних звеньев цепочек радиоактивного распада практически равны полным выходам конечных изотопов в цепочках с данными A .

В некоторых работах абсолютные выходы приведены в виде сечений образования осколков $G_Y(A, Z)$ (в миллибарнах, микробарнах), представляющих собой произведение сечений деления G_f на абсолютные выходы $Y(A, Z)$:

$$G_Y(A, Z) = G_f Y(A, Z). \quad (4)$$

Величины $G_Y(A, Z)$ также могут быть кумулятивными, независимыми, полными.

От абсолютных выходов следует отличать относительные выходы y , под которыми в общем случае понимаются отношения абсолютных выходов:

$$y = \frac{Y(A_1, Z_1)}{Y(A_2, Z_2)}. \quad (5)$$

Относительные выходы в зависимости от вида абсолютных выходов могут быть кумулятивными, независимыми, полными или комбинированными.

Отношения абсолютных независимых или кумулятивных выходов осколков с данными A к соответствующим полным выходам называются фракционными независимыми или фракционными кумулятивными выходами:

$$y_i = \frac{Y_i(A, Z)}{Y_{\text{полн}}(A)}; \quad (6)$$

$$y_c = \frac{Y_c(A, Z)}{Y_{\text{полн}}(A)}. \quad (7)$$

Совокупность независимых (абсолютных или фракционных) выходов для данного A представляет собой распределение по зарядам. Абсолютные независимые или кумулятивные выходы могут быть получены из значений y_i и y_c умножением их на величину $Y_{\text{полн}}(A)$.

Иногда в работах приводятся отношения относительных выходов для различных случаев деления:

$$R = \frac{Y_i(A_1, Z_1) / Y_i(A_2, Z_2)}{Y(A_1, Z_1) / Y(A_2, Z_2)}. \quad (8)$$

Независимые выходы осколков экспериментально можно определить двумя способами:

— по разности кумулятивных выходов двух последовательных звеньев цепочки с данными A ;

— по выходам ядер, изомеры которых с $Z-1$ стабильны. К ним относятся ^{82}Br , ^{84}Rb , ^{86}Rb , ^{95}Nb , ^{98}Tc , ^{102}Rh , ^{110m}Ag , ^{110}Ag , $^{124m1}\text{Sb}$, $^{124m2}\text{Sb}$, ^{124}Sb , ^{128}J , ^{129}Cs , ^{130}J , ^{130}Cs , ^{131}Cs , ^{132}Cs , ^{134}Cs , ^{136}Cs , ^{148}Pm , ^{150}Pm , ^{160}Tb .

Выход изотопа, следующего в цепочке за очень долгоживущим предшественником, также может рассматриваться как независимый. В отдельных случаях при определении независимых выходов следует считаться с наличием изомеров, а также запаздывающих нейтронов.

Практически трудно измерить независимые выходы значительного числа членов цепочек. Большинство независимых выходов в цепочках может быть получено расчетным путем. На

основании имеющихся данных следует, что независимые выходы отдельных изобар распределены симметрично относительно некоторого значения Z_p и могут быть охарактеризованы гауссовой кривой. При этом вероятность возникновения осколка с зарядом Z (при заданном A) $P_A(z)$ есть функция вида

$$P_A(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}c} e^{-\frac{(z-z_p)^2}{c}}, \quad (9)$$

где c — константа, не зависящая от A ; Z_p — наиболее вероятный заряд для осколков с массой A (Z_p является функцией A). При нахождении Z_p исходят из предположения об одинаковой длине цепочек β — распадов тяжелого и легкого осколков.

Погрешности в определении абсолютных выходов осколков радиохимическими методами составляют, как правило, 7 — 15%. При определении относительных выходов погрешности меньше. Применение масс-спектрометрии при определении относительных выходов приводит, как правило, к погрешностям, равным 3 — 5%. Погрешности в определении сечений образования конкретных осколков при делении заряженными частицами достигают иногда 20% и более.

Погрешности независимых выходов, определяемых как разность последовательных близких по значениям кумулятивных выходов, иногда весьма высокие. Разница между кумулятивными и независимыми выходами часто сравнима с величинами экспериментальных погрешностей. Этим объясняется отсутствие в некоторых случаях баланса в выходах внутри одной цепочки.

Зависимости полных выходов от A описываются кривыми распределения продуктов деления по массам. Такое распределение — одна из важнейших характеристик процесса деления. Экспериментально измеряют два типа кривых массового распределения: распределение до вылета мгновенных нейтронов (начальное) и распределение после вылета нейтронов (конечное). Первый тип находят измерением коррелированной энергии осколочных пар, второй тип определяют благодаря применению радиохимии или масс-спектрометрии. В разделе 2 приводятся, как правило, кривые второго типа. Форма кривых меняется в зависимости от энергии возбуждения, вида делящегося ядра и способа деления. В большинстве случаев это двугорбые кривые. С увеличением энергии возбуждения провал между максимумами уменьшается до полного исчезновения.

В настоящем разделе экспериментальные данные по выходам продуктов бинарного деления заряженными частицами ядер с $Z \geq 90$ приведены на рис.2-7 и в табл.3-29. Большинство данных сведено в таблицы. Рисунки приводятся только для иллюстраций или когда в оригинальных работах экспериментальные данные в другом виде не представлены. Если в цитируемых работах для одних и тех же изотопов даны как относительные, так и абсолютные выходы, то мы описываем только абсолютные выходы. Относительные выходы приводятся только в тех случаях, если в цитируемых работах абсолютные выходы не даны.

Таблицы построены следующим образом: выходы приведены по мере увеличения массового числа A . Для одного и того же значения A сначала даны выходы тех изобар, Z которых меньше. Для каждого изотопа сначала помещены абсолютные кумулятивные выходы, затем абсолютные независимые выходы и в конце — относительные выходы. Более достоверные значения для каждой группы выходов приведены первыми. К таким значениям относятся те, которые или получены в более поздних работах, или имеют меньшую величину погрешности. Они являются усредненными по нескольким работам. Данные менее достоверные, имеющие характер оценок или полученные косвенным путем, заключены в скобки. На некоторые работы даны ссылки в примечаниях к соответствующим таблицам.

В различных работах одни и те же значения первичных выходов считают кумулятивными или независимыми. Мы приводим их в таком виде, как это сделано в цитируемых работах. Различная трактовка объясняется тем, что пока еще не открыты возможные короткоживущие предшественники известных первичных осколков.

Выходы легких ядер, характерных для тройного деления, приведены в разделе 3. Однако можно считать, что некоторые ядра (например, ^{66}Ni , ^{67}Cu) лежат в переходной области. В некоторых работах эти изотопы не рассматриваются как изотопы, относящиеся к тройному делению; они также приведены в таблицах раздела 3.

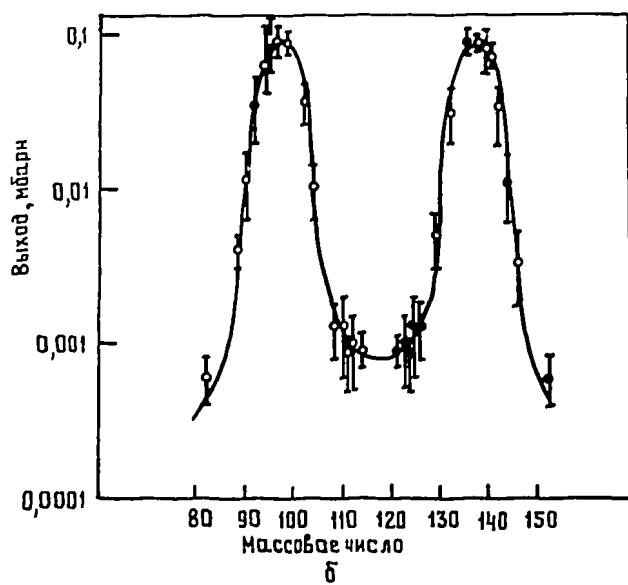
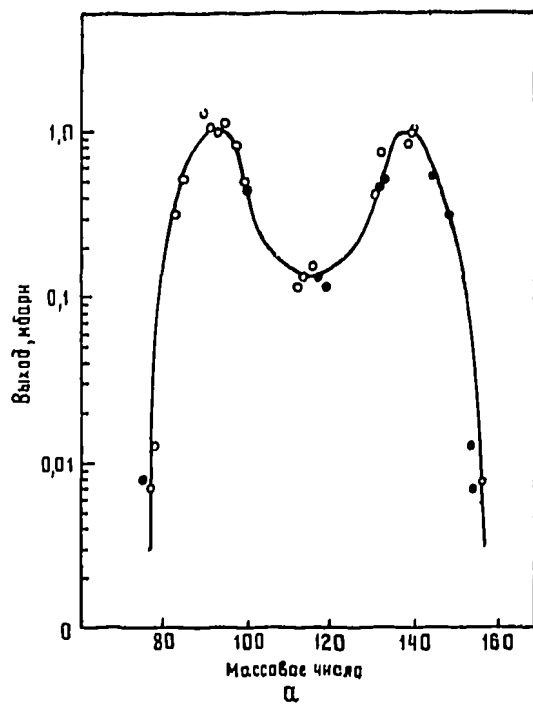


Рис.2. Массовые распределения продуктов деления тяжелых ядер протонами различных энергий:
 а - ^{232}Th , энергия протонов 9,3 Мэв /331/;
 б - ^{238}U , энергия протонов 7,1 Мэв /132/;
 о - экспериментальные значения;
 ● - отраженные значения

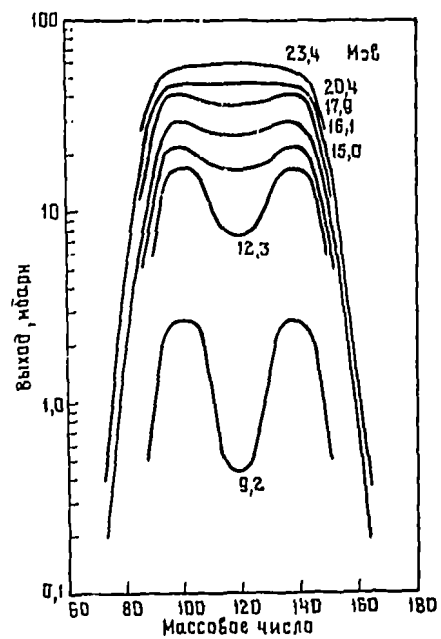


Рис.3. Массовые распределения продуктов деления ^{239}Pu дейтронами различных энергий /158/

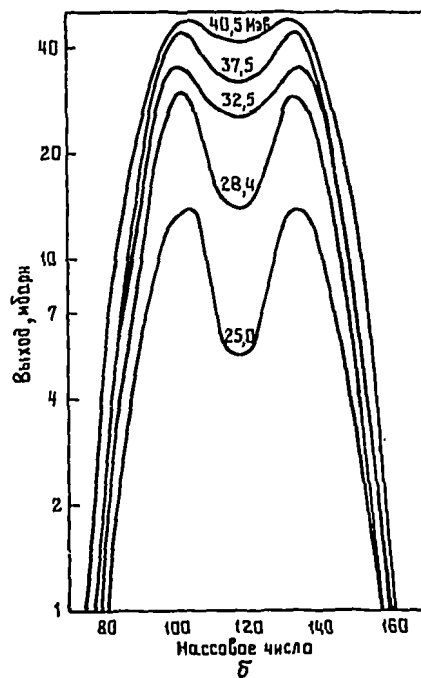
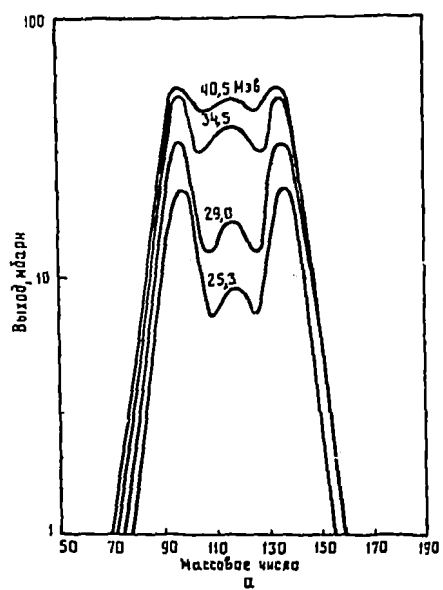


Рис.4. Массовые распределения продуктов деления тяжелых ядер ионами ^4He различных энергий:
 а - ^{233}U /158/; б - ^{237}U /337/

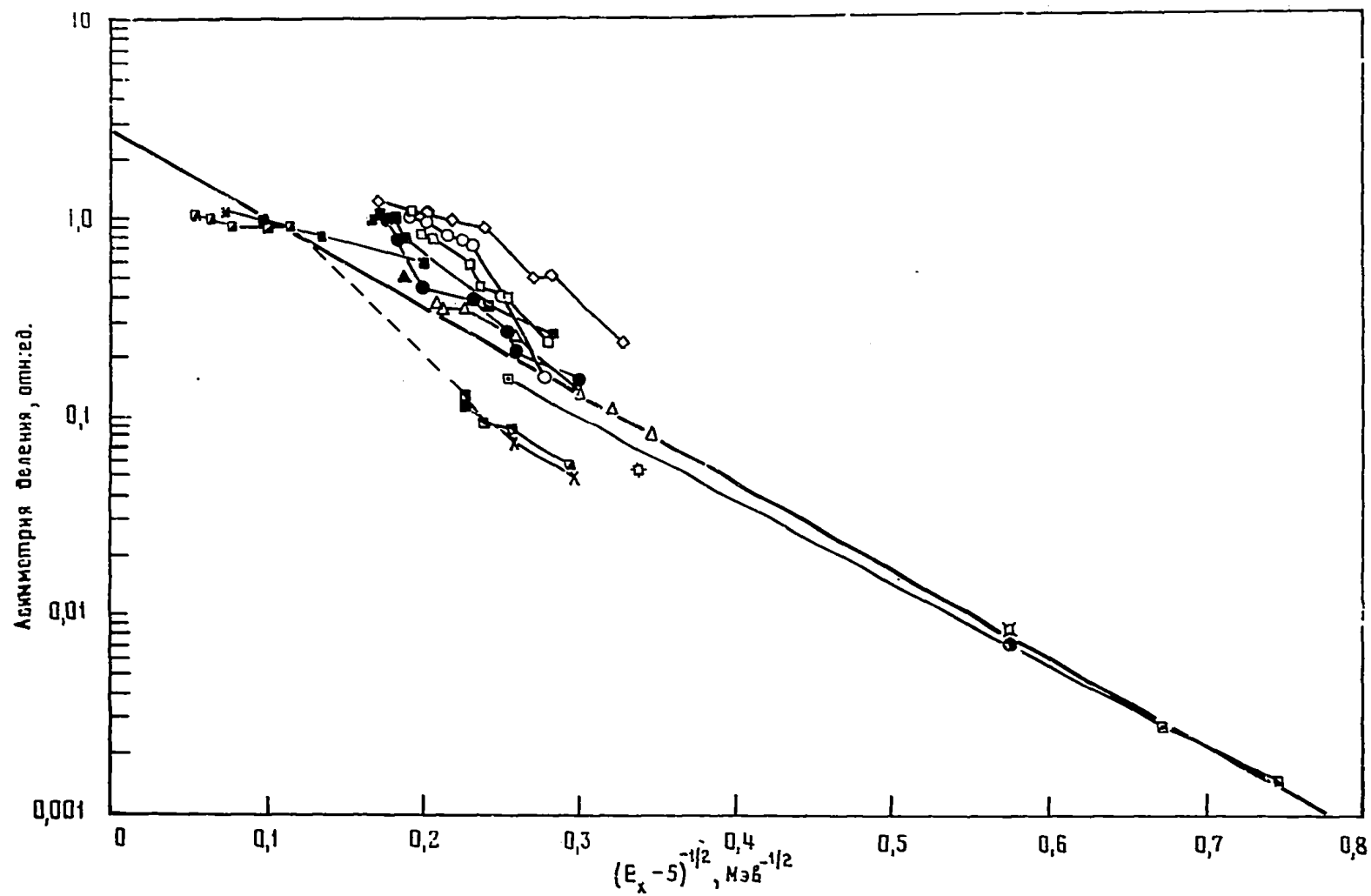


Рис.5. Отношение выходов продуктов деления, находящихся во впадине, к выходом продуктов деления в максимумах (асимметрия деления) в зависимости от параметра $(E_x - 5)^{-1/2}$, характеризующего энергии возбуждения для различных случаев деления тяжелых ядер [158]

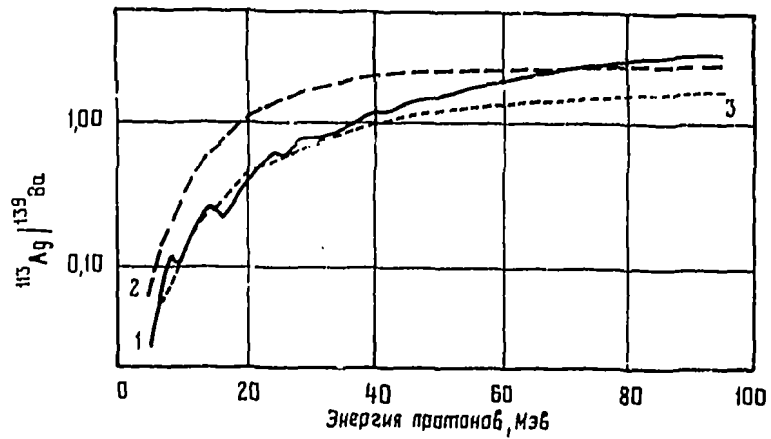


Рис.6. Зависимость отношения выходов ^{113}Ag и ^{139}Ba от энергии протонов при делении ^{232}Th (1), ^{239}Pu (2) и ^{238}U (3) [8, 467]

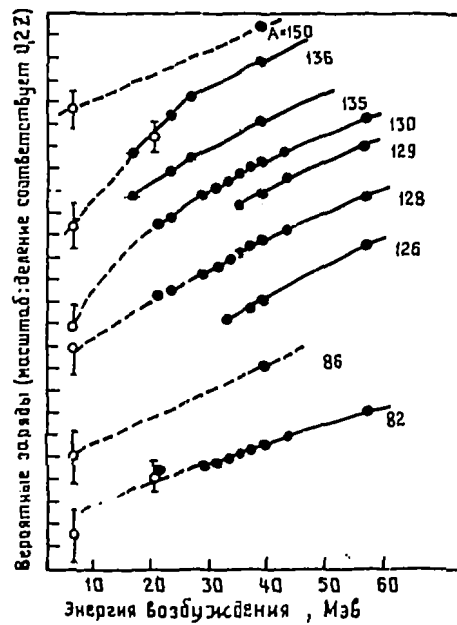


Рис.7. Изменение величин наиболее вероятных зарядов от энергии возбуждения составного ядра $^{236}\text{U}^*$ при делении ^{232}Th ионами ^4He (•) и ^{235}U нейтронами (○)

Таблица 3

Выходы продуктов деления ^{232}Th протонами различных энергий

Изотоп или массовое число	Период полураспада	Энергия протонов, МэВ																				
		6,7 [150, 234]	8,0 [150, 234]	9,3-9,5	11,3 [331]	13,3 [150, 234]	17,8 [150, 234]	19,5 [150, 234]	20 [332]	21,1 [150, 234]	30	40	43-45	50-52	57	65	70 [332]	73 [332]	75	80	85	104 [328]
		%	%, мбарн ^x	мбарн	%	мбарн	%	мбарн	%	мбарн	мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн			мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x		
A=77			$0,026^{\pm} \pm 0,011$	$0,034^{\pm} \pm 0,018$ [150, 234]		$0,032^{\pm} \pm 0,011$	$0,030 \pm 0,007$		$0,052^{\pm} \pm 0,006$													
A=78			$0,061^{\pm} \pm 0,039$	$0,060^{\pm} \pm 0,012$ [150, 234]		$0,047^{\pm} \pm 0,005$	$0,036^{\pm} \pm 0,004$		$0,064^{\pm} \pm 0,006$													
^{82}Br	35,34 ч			$0,00257^{\pm} \pm 0,0005^{\text{xx}}$ [331]		$0,00532^{\pm} \pm 0,0011^{\text{xx}}$																
A=82						0,010	$0,0062^{\pm} \pm 0,0025$		$0,0057^{\pm} \pm 0,0014$													
^{83}Br	2,41ч			$0,331^{\pm} \pm 0,045$ [331]		$1,21^{\pm} \pm 0,24$																
A=83			$1,67^{\pm} \pm 0,07$	$1,51^{\pm} \pm 0,32$ [150, 234]		$1,65^{\pm} \pm 0,08$	$1,51^{\pm} \pm 0,07$		$1,64^{\pm} \pm 0,07$													
^{84}Br	31,8 мин					$1,39^{\pm} \pm 0,28$																
A=84			$2,90^{\pm} \pm 0,50$	$2,53^{\pm} \pm 0,69$ [150, 234]		$2,44^{\pm} \pm 0,53$	$2,66^{\pm} \pm 0,56$		$2,49^{\pm} \pm 0,50$													
^{86}Rb	18,66 суток			$0,00139^{\text{xx}}$ [331]		$0,0781^{\text{xx}}$			$0,04^{\pm} \pm 0,1^{\text{xx}}$		$0,3^{\pm} \pm 0,1^{\text{xx}}$ [332]	$0,4^{\pm} \pm 0,1^{\text{xx}}$ [332]		$0,3^{\pm} \pm 0,1^{\text{xx}}$ [332]	$0,2^{\pm} \pm 0,1^{\text{xx}}$ [332]	$0,7^{\pm} \pm 0,2^{\text{xx}}$ [332]	$0,8^{\pm} \pm 0,2^{\text{xx}}$		$0,6^{\pm} \pm 0,1^{\text{xx}}$ [332]		$1,1^{\pm} \pm 0,2^{\text{xx}}$ [332]	

Изо- топ или мас- сое- чис- ло	Пери- од полу- рас- пада	Энергия протонов, Мэв																			
		6,7	8,0	9,3-9,5	11,3	13,3	17,8	19,5	20	21,1	30-40	43-45	50-52	57	65	70	73	75	80	85	104
		[150, 234]	[150, 234]		[331]	[150, 234]	[150, 234]	[150, 234]	[332]	[150, 234]						[332]	[332]				
	%	%	мбарн ^x	мбарн	%	мбарн	%	мбарн	мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x	мбарн	мбарн	мбарн	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x
A=89		6,55 [±] ±0,26	6,30 [±] ±0,37	6,24 [±] -0,49 [150, 234]		5,25 [±] ±0,18	5,31 [±] ±0,12	5,01 [±] ±0,14		5,07 [±] ±0,14											
⁹⁰ Y	64ч			0,0211 [±] ±0,004 ^{xx} [331]	0,0716 ^{xx}																
⁹¹ Y	58,8 суток			0,139 [±] ±0,003 ^{xx} [331]	0,275 [±] ±0,055 ^{xx}																
A=91			5,48 [±] ±0,53	5,15 [±] ±0,52 [150, 234]		4,58 [±] ±0,21	4,57 [±] ±0,28			4,61 [±] ±0,14											
⁹³ Y	10,2 ч			0,965 [±] ±0,114 [331]	3,59 [±] ±0,72																
⁹⁵ Nb	35 суток			0,140 [±] ±0,028 ^{xx} [331]	0,417 [±] ±0,083 ^{xx}									1,0 ^{xxx} [328]		1,0 ^{xxx} [328]				1,0 ^{xxx} [328]	1,0 ^{xxx}
A=95		5,93 [±] ±1,14	6,05 [±] ±1,05	5,29 [±] ±1,10 [150, 234]		4,93 [±] ±0,18	4,57 [±] ±0,22	5,14 [±] ±0,32		4,27 [±] ±0,38											
⁹⁶ Nb	23,4 ч			0,221 [±] ±0,044 ^{xx} [331]	0,0627 [±] ±0,0031 ^{xx}									0,7 [±] ±0,2 ^{xxx} [328]		1,2 [±] ±0,3 ^{xxx} [328]				2,3 [±] ±0,3 ^{xxx} [328]	3,1 [±] ±0,5 ^{xxx}
⁹⁷ Nb	60 сек			0,643 [±] ±0,006 ^{xx} [331]	0,186 [±] ±0,022 ^{xx}																

Изо- топ или массо- вое число	Пери- од полу- рас- пада	Энергия прстонов, Мэв																				
		6,7	8,0	9,3- 9,5	11,3	13,3	17,8	19,5	20	21,1	30	40	43-45	50-52	57	65	70	73	75	80	85	104
		[150, 234]	[150, 234]	[331]	[150, 234]	[150, 234]	[150, 234]	[332]	[150, 234]							[332]	[332]					[325]
	%	мбарн ^x	мбарн	%	мбарн	%	мбарн	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	
A=97		3,97 [±] ±0,84	4,08 [±] ±0,61	4,07 [±] ±0,24 [150, 234]		4,36 [±] ±0,11	4,08 [±] ±0,15	4,32 [±] ±0,20		3,63 [±] ±0,09												
99 ^{гб}	2,3 МНН			0,485 [±] ±0,100 [331]		1,99 [±] ±0,35																
111 ^{гб}	7,5 СУТОК			0,166 [±] ±0,023 [331]		0,275 [±] ±0,055																
112 ^{гб}	3,2ч			0,156 [±] ±0,003 ^{xx} [331]		0,104 [±] ±0,021 ^{xx}																
113 ^{гб}	5,3ч			0,130 [±] ±0,026 [331]		0,836 [±] ±0,167																
A=115		0,51 [±] ±0,09	0,69 [±] ±0,03	0,73 [±] ±0,04 [150, 234]		1,22 [±] ±0,04	1,75 [±] ±0,11	1,66 [±] ±0,10		1,74 [±] ±0,07												
130 ^{гв}	30 МНН																			<0,3 [±] ±0,1 ^{xx} [332]	<0,4 [±] ±0,1 ^{xx} [332]	
131 ^г	8,05 СУТОК			0,458 [±] ±0,014 [331]		4,58 [±] ±0,916																
A=131			2,40 [±] ±0,24	2,24 [±] ±0,22 [150, 234]		2,27 [±] ±0,07	2,45 [±] ±0,18			2,38 [±] ±0,05												
132 ^{гв}	6,5 СУТОК														1,4 [±] ±0,06 ^{xx} [332]	1,2 [±] ±0,3 ^{xx}			2,4 [±] ±0,6 ^{xx} [332]		2,9 [±] ±0,7 ^{xx} [332]	

Изо- топ или мас- совое чис- ло	Пери- од полу- рас- пада	Энергия протонов, Мэв																				
		6,7	8,0	9,3-9,5	11,3	13,3	17,8	19,5	20	21,1	30	40	43-45	50-52	57	65	70	73	75	80	85	114
		[150, 234]	[150, 234]	[331]	[150, 234]	[150, 234]	[150, 234]	[332]	[150, 234]	[332]	[332]	[332]	[332]	[332]	[332]	[332]	[332]	[332]	[332]	[332]	[332]	[332]
		%	% мбарн ^x	мбарн	%	мбарн	%	мбарн	мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x	мбарн			мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x	
A=132			3,03+ ±0,90	3,56+0,72 [150,234]		3,48+ ±0,35	2,38+ ±0,34		3,02+ ±0,24													
133 _I	21ч									38,9 [322]	41,6 [322]		33,4 [322]		28,3 [322]			27,2 [322]			19,9 [322]	
133 _{He}	2,26 суток									2,7 ^{xx} [322]	6,1 ^{xx} [322]		9,7 ^{xx} [322]		9,4 ^{xx} [322]			9,6 ^{xx} [322]			8,4 ^{xx} [322]	
133 _{He}	5,27 суток									2,7 ^{xx} [322]	6,2 ^{xx} [322]		9,6 ^{xx} [322]		9,1 ^{xx} [322]			8,5 ^{xx} [322]			7,5 ^{xx} [322]	
133 _{He} полный	2,26+ 5,27 суток									5,4 ^{xx} [322]	12,3 ^{xx} [322]		19,2 ^{xx} [322]		18,5 ^{xx} [322]			18,2 ^{xx} [322]			15,9 ^{xx} [322]	
A=133										44,7 [322]	55,0 [322]		56,1 [322]									
134 _{Св}	2,9ч		0,00245± ±0,00027 ^{xx} [331]	0,0115 ±0,00015 ^{xx}				0,24± ±0,02 ^{xx} [332]	0,81± ±0,2 ^{xx} [332]	3,0± ±0,5 ^{xx} [332]	3,5± ±0,8 ^{xx} [332]	2,0± ±0,4 ^{xx} [332]	4,4± ±0,6 ^{xx} [332]	5,0± ±1,0 ^{xx} [332]	4,9± ±1,1 ^{xx}	7,3± ±1,5 ^{xx}	6,1± ±0,1 ^{xx} [332]	5,6± ±1,3		6,6± ±0,2 ^{xx} [332]		
134 _{Св} полный	2,05 года+ 2,9ч							0,50± ±0,21 ^{xx} [332]	1,5± ±0,6 ^{xx} [332]		6,0± ±2,7 ^{xx} [332]		6,6± ±0,7 ^{xx} [332]	6,6± ±2,7 ^{xx} [332]	6,8± ±2,6 ^{xx}					8,8± ±2,0 ^{xx} [332]		
135 _I	6,7ч							23,3 [322]	17,9 [322]			12,9 [322]		11,7 [322]				12,0 [322]			9,1 [322]	
135 _{He}	9,2ч							20,3 ^{xx} [322]	24,0 ^{xx} [322]			23,0 ^{xx} [322]		17,3 ^{xx} [322]				15,9 ^{xx} [322]			13,7 ^{xx} [322]	
A=135								50,8 [322]	62,5 [322]			46,8 [322]										
136 _{Св}	13 суток		0,0359± ±0,00172 ^{xx} [331]	0,171± ±0,0065 ^{xx}			4,4± ±0,3 ^{xx} [332]	6,0± ±0,6 ^{xx} [332]	18,3 ^{xx} [332]	14,5 ^{xx} [332]	15,3 ^{xx} [332]	13,1 ^{xx} [332]	14,± ±0,7 ^{xx} [332]	10,±2 ^{xx}	17,±3 ^{xx}	14,±1 ^{xx} [332]	12,±2 [332]			11,±2 ^{xx} [332]		
137 _{Св}	30лет						4±19 [332]	56±22 [332]		36±14 [332]		26±8 [332]		21±6 [332]	22±6						17±5 [332]	
137 _{He}	17мин						31±6 [332]	19±4 [332]	15±3 [332]			10±2 [332]	9,±2± ±1,8 [332]				7,±2± ±1,4 [332]			6,±6± ±1,4 [332]		
138 _{Св}	32,2 мин		0,844± ±0,169 [331]	4,47±0,59			14±3 ^{xx} [332]	22±4 ^{xx} [332]	25±5 ^{xx} [332]			16±3 ^{xx} [332]	12±2 ^{xx} [332]				13±3 ^{xx} [332]			12±2 ^{xx} [332]		

Продолжение табл.3

Изо- топ или мас- со- вое чис- ло	Период полу- распа- да	Энергия протонов, Мэв																			
		6,7	8,0	9,3-9,5	11,3	13,3	17,8	19,5	20	21,1	30,40	43-45	50-52	57	65	70	73	75,80	85	104	
		[150, 234]	[150, 234]		[331]	[150, 234]	[150, 234]	[150, 234]		[150, 234]						[332]	[332]				[328]
	%	%	мбарн ^x	мбарн	%	%	мбарн	%	мбарн	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	мбарн ^x	
A=139			5,95 [±] ±0,68	4,75 [±] ±0,41 [150, 234]		4,72 [±] ±0,18	4,63 [±] ±0,22		4,96 [±] ±0,29												
A=140		2,49 [±] ±1,16	4,74 [±] ±0,53	4,90 [±] ±0,61 [150, 234]		4,61 [±] ±0,11	4,67 [±] ±0,23	4,71 [±] ±0,22	4,51 [±] ±0,07												
A=156			0,055 [±] ±0,026	0,037 [±] ±0,018 [150, 234]		0,029 [±] ±0,004	0,024 [±] ±0,002		0,023 [±] ±0,001												

^x Взятие из работ [150, 234] цифры - выходы продуктов деления в процентах. Взятие из работ [322, 311, 332] цифры - сечения образования в миллибарнах. Цифры из работы [328] - относительные выходы (по отношению к выходу ⁹⁵Nb).

^{xx} Независимые выходы.

^{xxx} Относительные выходы.

Т а б л и ц а 4

Выходы продуктов деления ^{233}U протонами различных энергий, мбарн

Изотоп	Период полу- распада	Энергия протонов, МэВ										
		20	30	40-42	45	50	55	60	65	70	80	85
^{129}Cs	32 ч					$0,6 \pm 0,2^x$ /330/		$1,0 \pm 0,2^x$ /330/	$1,6 \pm 0,3^x$ /330/	$1,8 \pm 0,3^x$ /330/	$2,7 \pm 0,3^x$ /330/	$2,8 \pm 0,7^x$ /330/
^{130}Cs	30 мин				$1,8 \pm 0,3^x$ /330/	$2,1 \pm 0,3^x$ /330/		$3,7 \pm 0,4^x$ /330/	$5,1 \pm 0,6^x$ /330/	$4,5 \pm 0,5^x$ /330/	$7,6 \pm 0,8^x$ /330/	$7,7 \pm 0,8^x$ /330/
^{131}Cs	9,7 суток		$2,5 \pm 0,8^x$ /330/			$5,0 \pm 1,8^x$ /330/		$5,7 \pm 1,8^x$ /330/	$10,2 \pm 2,3^x$ /330/	$8,0 \pm 1,4^x$ /330/	$9,9 \pm 1,2^x$ /330/	$9,6 \pm 2,5^x$ /330/
^{132}Cs	6,5 суток		$2,7 \pm 0,4^x$; $2,3 \pm 0,4^x$ /330/		$10,8 \pm 0,3^x$; $10,8 \pm 2,5^x$ /330/	$12,7 \pm 1,9^x$; $12,1 \pm 1,0^x$ /330/	$13,5 \pm 1,4^x$ /330/	$12,6 \pm 1,9^x$; $13,5 \pm 1,8^x$ /330/	$12,9 \pm 1,9^x$; $11,7 \pm 1,7^x$ /330/	$15,0 \pm 0,6$; $14,3 \pm 1,6^x$ /330/	$14,5 \pm 0,8$; $15,3 \pm 1,6^x$ /330/	$16,4 \pm 2,5^x$; $16,7 \pm 2,2^x$ /330/
^{133}I	21 ч	5 /322/	$4,30$ /322/	$3,42$ /322/			$6,57$ /322/			$3,15$ /322/		
^{133m}Xe	2,26 суток	$2,55^x$ /322/	$2,14^x$ /322/	$2,31^x$ /322/			$3,68^x$ /322/			$1,96^x$ /322/		
^{133g}Xe	5,27 суток	$2,68^x$ /322/	$2,36^x$ /322/	$2,17^x$ /322/						$2,06^x$ /322/		
^{133}Xe полный	2,26+5,27 суток	$5,23^x$ /322/	$4,50^x$ /322/	$4,47^x$ /322/						$4,04^x$ /322/		
^{133}Cs	Стабильный	6^x /330/	9^x /330/		20^x /330/	20^x /330/		20^x /330/		20^x /330/	21^x /330/	
^{134m}Cs	2,9 ч	$7,2 \pm 0,2^x$ /324,330/	$10,3 \pm 1,5^x$ /324,330/	$16,1 \pm 2,4^x$ /324,330/	$23,1 \pm 0,3^x$ /324,330/	$20,2 \pm 0,7^x$ /324,330/		$16,3 \pm 2,5^x$ /324,330/	$15,9 \pm 2,4^x$ /324,330/	$16,4 \pm 2,5^x$ /324,330/	$16,2 \pm 2,5^x$ /324,330/	$16,7 \pm 2,5^x$ /324,330/

Продолжение табл.4

Изотоп	Период полу- распада	Энергия протонов, МэВ										
		20	30	40-42	45	50	55	60	65	70	80	85
^{134}Cs полный	2,05 года + + 2,9 ч	$10,1^{+1,5}_X$ /324,330/	$15,9^{+2,4}_X$ /324,330/	$21,0^{+3,2}_X$ /324,330/	$29,5^{+4,4}_X$ /324,330/	$26,3^{+4,0}_X$ /324,330/		$21,3^{+3,2}_X$ /324,330/	$20,2^{+3,0}_X$ /324,330/	$20,3^{+3,0}_X$ /324,330/	$20,8^{+3,1}_X$ /324,330/	$20,1^{+3,0}_X$ /324,330/
^{135}I	6,7 ч	$1,0$ /322/	$1,0$ /322/	$1,0$ /322/			$(1,0)$ /322/			$1,0$ /322/		
^{135}Xe	9,2 ч	$4,74^X$ /322/	$3,13^X$ /322/	$2,79^X$ /322/						$2,83^X$ /322/		
^{135}Cs	$3 \cdot 10^6$ лет	25^X /330/	25^X /330/		33^X /330/	31^X /330/		25^X /330/		25^X /330/	24^X /330/	
^{136}Cs	13 суток	$30,5^{+1,4}_X$ /330/	$28,3^{+1,7}_X$ /330/	$31,4^{+3,4}_X$ /330/	$35,0^{+2,3}_X$ /330/	$33,1^{+1,2}_X$ /330/	$30,2^{+1,3}_X$ /330/	$25,6^{+4,0}_X$ /330/	$26,1^{+3,0}_X$ /330/	$26,1^{+3,0}_X$ /330/	$27,4^{+3,0}_X$ /330/	$27,0^{+3,0}_X$ /330/
^{137}Cs	30 лет	27^X /330/	26^X /330/		30^X /330/	27^X /330/		24^X /330/		22^X /330/	19^X /330/	
^{138}Xe	17 мин	$6,0^{+1,3}_X$ /330/	$2,1^{+0,5}_X$ /330/		$9,5^{+2,1}_X$ /330/		$5,5^{+1,2}_X$ /330/			$7,1^{+1,6}_X$ /330/	$8,0^{+1,8}_X$ /330/	
^{138}Cs	32,2 мин	$17,3^{+3,8}_X$ /330/	$17,9^{+3,9}_X$ /330/		$18,0^{+3,9}_X$ /330/		$19,5^{+4,3}_X$ /330/			$17,0^{+3,7}_X$ /330/	$12,2^{+2,7}_X$ /330/	

X Независимые выходы.

Таблица 5

Выходы продуктов деления ^{235}U протонами различных энергий

Изо- топ или мас- со- все чис- ло	Пери- од полу- рас- пада	Энергия протонов, Мэв													
		12	15,5	20	25	30	35	40	45	50	55	60	70	77	85
		[77]	[77]		[322]		[322]		[322]		[322]				
		%	мбарн												
A=75		0,03	0,03	0,04 [77]											
A=77		0,09	0,09	0,12 [77]											
A=79		0,20	0,18	0,23 [77]											
^{81}Se	57 МЯН			0,034 [±] +0,006 ^{xx} [237]											
A=81		0,37	0,34	0,42 [77]											
^{83}Se	25 МЯН			0,123 [±] +0,020 ^{xx} [237]											
^{83}Br	2,41 ч			0,21 [±] +0,02 ^{xx} [237]											
A=83		0,68	0,61	0,69 [77]											
^{84}Br	31,8 МЯН			0,43 [±] +0,04 ^{xx} [237]											
A=85		1,16	0,92	1,01 [77]											
A=87		1,92	1,37	1,52 [77]											
A=89		2,55	1,97	1,90 [77]											
^{90m}Y	3,14 ч			0,13 [±] +0,02 [323]	0,22 [±] +0,03 [323]	0,32 [±] +0,05 [323]	0,67 [±] +0,10 [323]	0,79 [±] +0,11 [323]	0,98 [±] +0,15 [323]	1,43 [±] +0,21 [323]	1,33 [±] +0,20 [323]				
^{90}Y	6,4+ полный+3,14ч			2,41 [±] +0,36 [323]	3,44 [±] +0,48 [323]	3,99 [±] +0,52 [323]	4,60 [±] +0,73 [323]	4,74 [±] +0,76 [323]	5,77 [±] +0,86 [323]	6,08 [±] +0,91 [323]	6,00 [±] +0,90 [323]				
^{91m}Y	50 МЯН			1,32 [±] +0,17 [323]	2,14 [±] +0,28 [323]	3,53 [±] +0,53 [323]	3,87 [±] +0,50 [323]	5,49 [±] +0,82 [323]	6,06 [±] +0,95 [323]	5,18 [±] +0,67 [323]	5,01 [±] +0,65 [323]				
^{91}Y	56,8 суток+ +50 МЯН			2,98 [±] +0,66 [323]	4,91 [±] +1,08 [323]	7,49 [±] +1,72 [323]	8,97 [±] +1,97 [323]	11,3 [±] +2,38 [323]	12,2 [±] +2,93 [323]	11,9 [±] +2,61 [323]	11,5 [±] +2,53 [323]				
A=91		3,51	2,51	2,47 [77]											
A=93		4,09	3,03	3,00 [77]											
A=95		4,35	3,47	3,59 [77]											
A=97		4,39	3,89	4,08 [77]											
^{99}Mo	67 ч			1,00 ^{xx} [237]											

Продолжение табл. 5

Изотоп: Период или масса-число	Период: полураспада	Энергия протонов, Мэв													
		12	15,5	20	25[322]	30	35[322]	40	45[322]	50	55[322]	60	70	77	85
		%		мбарн											
$\Lambda=20$		4,39	4,18	4,48 [77]											
$\Lambda=101$		4,26	4,18	4,48 [77]											
$\Lambda=103$		4,00	4,06	4,48 [77]											
$\Lambda=105$		3,34	3,72	4,44 [77]											
$\Lambda=107$		2,77	3,26	4,08 [77]											
$\Lambda=109$		2,09	3,20	3,63 [77]											
$\Lambda=111$		1,25	2,13	2,91 [77]											
$\Lambda=113$		0,29	0,68	1,79 [77]											
$\Lambda=115$		0,23	0,31	0,51 [77]											
$\Lambda=117$		0,23	0,31	0,51 [77]											
$\Lambda=119$		0,23	0,31	0,51 [77]											
$\Lambda=121$		0,29	0,68	1,79 [77]											
$\Lambda=123$		1,25	2,13	2,91 [77]											
$\Lambda=125$		2,09	3,20	3,63 [77]											
$\Lambda=127$		2,77	3,26	4,08 [77]											
$\Lambda=129$		3,34	3,72	4,44 [77]											
$\Lambda=131$		4,00	4,06	4,48 [77]											
^{133}I	21ч			32,8 [322]	49,5		37,5		44,2		45,7		29,2 [322]		30,4 [322]
^{133}m	X_0 2,26 суток			5,4 ^{xxx} [322]	12,8 ^{xxx}		15,2 ^{xxx}		20,2 ^{xxx}		18,9 ^{xxx}		12,0 ^{xxx} [322]		13,6 ^{xxx} [322]
^{133}C	X_0 5,27 суток			6,3 ^{xxx} [322]	14,0 ^{xxx}		13,8 ^{xxx}		20,5 ^{xxx}		16,2 ^{xxx}		10,4 ^{xxx} [322]		12,8 ^{xxx} [322]
$^{133\text{m}+\text{C}}$	X_0 2,26+ 5,27 суток			11,7 ^{xxx} [322]	26,7 ^{xxx}		29,0 ^{xxx}		40,7 ^{xxx}		35,1 ^{xxx}		22,4 ^{xxx} [322]		26,5 ^{xxx} [322]
$\Lambda=133$		4,26	4,18	4,48 [77], 45,9 [322]	51,0		72,8		95,0		85,5				
$^{134\text{m}}\text{Cs}$	2,9ч					4,2 [±] ±0,5 ^{xxx} [324]		6,9 [±] ±0,8 ^{xxx} [324]		11,3 [±] ±1,4 ^{xxx} [324]		9,1 [±] ±1,1 ^{xxx} [324]	8,5 [±] ±1,0 ^{xxx} [324]	8,2 [±] ±1,0 ^{xxx} [324]	7,7 [±] ±0,9 ^{xxx} [324]

Продолжение табл.5

Изотоп или число рас- пада	Пери- од полу- рас- пада	Энергия протонов, Мэв														
		12	15,5	20	25	30	35	40	45	50	55	60	70	77	85	
		[77]	[77]	[322]	[322]	[322]	[322]	[322]	[322]	[322]	[322]	[322]	[322]	[322]	[322]	[322]
		%		мбарн												
^{134}Ce	2,05 Годы + +2,9ч					6,1 ^{xxx} [324]		9,8 ⁺ ±2,0 ^{xxx} [324]		15,7 ⁺ 13,1 ^{xxx} [324]		12,3 ⁺ 12,5 ^{xxx} [324]	11,8 ⁺ 12,4 ^{xxx} [324]	11,3 ⁺ 12,3 ^{xxx} [324]	9,5 ⁺ 11,9 ^{xxx} [324]	
^{135}I	6,7ч		(10,7) [322]	16,7			12,8		16,6		19,0		12,2 [322]		12,6 [322]	
^{135}Xe	9,2 ч		(21,1) ^{xxx} [322]	36,0 ^{xxx}			27,5 ^{xxx}		31,9 ^{xxx}		26,8 ^{xxx}		17,2 ^{xxx} [322]		20,8 ^{xxx} [322]	
A=135		4,39	4,18	4,48 [77] 44,0 [322]	75,6		58,8		66,8		59,0					
A=137		4,39	3,89	4,08												
A=139		4,35	3,47	3,59 [77]												
A=141		4,09	3,03	3,00 [77]												
A=143		3,51	2,51	2,47 [77]												
A=145		2,55	1,97	1,90 [77]												
A=147		1,92	1,37	1,52 [77]												
A=149		1,16	0,92	1,01 [77]												
A=151		0,68	0,61	0,69 [77]												
A=153		0,37	0,34	0,42 [77]												
A=155		0,20	0,18	0,23 [77]												
A=157		0,09	0,09	0,12 [77]												
A=159		0,03	0,03	0,04 [77]												

x Цифры из работы [77] - выходы продуктов деления в процентах. Цифры из работ [322-324] - сечения образования в миллибарнах. В работе [237] приводятся относительные выходы (по отношению к выходу ^{99}Mo).

xx Относительные выходы.
xxx Независимые выходы.

Выходы продуктов дожига ^{238}U протономми различных зарядки

Изотоп или мво- соеде число	Период полу- распа- да	7,1	9,4	9,5	10	11,3	12,0	15-15,5	17	18,2	20	25-26	Энергия п
		1327	1327	23257		23257			1327	277			
		мбарн					%, мбарн ^x		мбарн	%	%, мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x
A = 75							0,01 277	0,02 277		0,02	0,02 277		
A = 77							0,05 277	0,08 277		0,07	0,08 277		
A = 79							0,13 277	0,16 277		0,19	0,23 277		
A = 81							0,28 277	0,32 277		0,39	0,39 277		
P2 ne	35, 34 ч			0,0002± ±0,0002 ^{xx}		0,0005± ±0,0003 ^{xx}							
P4 ne	2,41 ч	0,0006± ±0,0002	0,019± ±0,007	0,0189± ±0,0050		0,0460± ±0,0025	0,032± ±0,009 21327						
A = 83							0,51 277	0,59 277		0,71	0,62 277		
A = 85							1,04 277	1,04 277		1,11	0,95 277		
P6 nb	18,66 суток			0,0021± ±0,0016 ^{xx}		0,0018± ±0,0016 ^{xx}							0,05± ±0,01 ^{xx} 23257
A = 87							1,71 277	1,70 277		1,65	1,43 277		
P7 ne		0,0004± ±0,0001	0,1320,05				0,435± ±0,039 21327						
A = 89							2,38 277	2,38 277		2,37	1,94 277		

SECTION 1

38. Протоны различных высот

Энергия протонов, МэВ														
20	25-26	30-32	35-35	40-42	45-47 [326]	50	55-57	60	65	70	75-77	80	85	100
мбарн ^х	мбарн	мбарн ^х	мбарн	мбарн ^х	м д в р н		мбарн ^х	м д а р н				мбарн ^х	мбарн	мбарн ^х
0,03 277														
0,09 277														
0,23 277														
0,39 277														
0,58 277														
0,95 277														
	0,05± ±0,01 ^{xx} 23267		0,05± ±0,01 ^{xx} 23267		0,1±0,03 ^{xx}		0,2±0,05 ^{xx} 23267		0,4±0,1 ^{xx} 23267				0,8±0,3 ^{xx} 23267	
1,43 277														
1,91 277														

SECTION 2

Источн или ма- совое число	Период полу- распада	Энергия протона														
		7,1	9,4	9,6	10	11,3	12,0	15-16,5	17	18,2	20	25-26	30-32	35-36	40	
		/132/	/132/	/325/		/325/			/322/	/17/						
мбарн					%, мбарн ^х		мбарн		%		%, мбарн ^х		мбарн		мбарн ^х	
90 ^м γ	3,14 ч										0,12± +0,002 /323/		0,15± +0,02 /323/		0,1 +0,0 /32	
90 ^γ	64 ч			0,0291± ±0,0050 ^{хх}		0,130± ±0,045 ^{хх}							0,1297			
90 ^γ полный	3,14 ч + + 64 ч										2,91± +0,41 /323/		3,03± +0,48 /323/		3,5 +0,0 /32	
91 ^{ст}	9,67 ч	0,011± ±0,005	0,39± ±0,06				2,05± +0,44 /132/									
91 ^м γ	50 мин			0,0445± ±0,00250 ^{хх}		0,0328± ±0,0200 ^{хх}					0,97± +0,13 /323/		1,60± +0,25 /323/		1,6 +0,0 /32	
91 ^γ	58,8 су- ток			0,140± ±0,008 ^{хх}	0,34 /129/	0,535± ±0,050 ^{хх}							27 /129/			
91 ^γ полный	50 мин + +58,8 суток										4,48± +0,98 /323/		5,56± +1,33 /323/		5,5 +1,0 /32	
A = 91							3,32 /17/	3,00 /17/		3,02	2,50 /17/					
91 ^γ	10,2 ч			0,220± ±0,220	0,80 /129/	7,230± ±0,110							43 /129/			
A = 93							4,04 /17/	3,70 /17/		3,66	3,01 /17/					
95 ^{ст}	65 су- ток	0,072± ±0,041	2,44± ±0,19				9,16± +0,02 /132/									
95 ^м нб	90 ч	0,006± ±0,001	0,010± ±0,005	0,0051± ±0,0030 ^{хх}		0,0050± ±0,0040 ^{хх}	0,040± ±0,007 /132/									

SECTION 1

Продолжение табл.6

Энергия протонов, Мэв														
20	25-26	30-32	35-36	40-42	45-47 [326]	50	55-57	60	65	70	75-77	80	85	100
% мбарн ^х	мбарн	мбарн ^х	мбарн	мбарн ^х		мбарн	мбарн ^х	м о б а р н				мбарн ^х	мбарн	мбарн ^х
0,12± +0,002 Z3237		0,15± +0,02 Z3237		0,19± +0,03 Z3237		0,22± +0,03 Z3237		0,22± +0,03 Z3237		0,28± +0,04 Z3237	0,33± +0,05 Z3237		0,37± +0,05 Z3237	
		0 Z1297								0,02 Z1297				0,11 Z1297
2,91± +0,41 Z3237		3,03± +0,48 Z3237		3,53± +0,53 Z3237		3,88± +0,52 Z3237		3,47± +0,59 Z3237		4,07± +0,57 Z3237	4,40± +0,66 Z3237		4,36± +0,70 Z3237	
0,97± +0,13 Z3237		1,60± +0,25 Z3237		1,80± +0,25 Z3237		1,95± +0,29 Z3237		2,00± +0,26 Z3237		1,80± +0,23 Z3237	1,80± +0,23 Z3237		2,00± +0,25 Z3237	
		27 Z1297								27 Z1297				30 Z1297
4,48± +0,98 Z3237		5,56± +1,33 Z3237		5,37± +1,23 Z3237		6,19± +1,30 Z3237		6,41± +1,41 Z3237		6,75± +1,49 Z3237	7,56± +1,66 Z3237		7,71± +1,70 Z3237	
2,50 Z127														
		43 Z1297												49 Z1297
0,01 Z127														
									0,2± +0,05xx Z3267			0,8± +1,2 Z3267		

SECTION 2

Идентификационное число	Период после- рапа- да	Энергия протонов, Мэв										
		7,1 [132]	9,4 [132]	9,5 [325]	10	11,3 [325]	12,0	15-15,5	17 [325]	18,2 [77]	20	25-26
		м о в р ж					%, мбарр ²		мбарр	%	%, мбарр ²	мбарр
А=99	35 суток			0,0530± ±0,0064xx		0,0630± ±0,0055xx	0,003±0,002 [132]	1,0 [128]				1,0
А=99		0,080±0,041	2,45±0,19				4,66 [77] 9,203±0,021 [132]	4,27 [77]		4,04	3,52 [77]	
А=99	33,4 ч			0,0261± ±0,0046xx		0,0168± ±0,0025xx		1,1±0,4 [328]			0,06±0,01 [326]	0,7
А=99	17,0 ч	0,086±0,015	2,64±0,21				9,57±0,15 [132]				50±10 [325]	
А=99	7: мин			0,0409± ±0,0080xx		0,044± ±0,005xx						
А=99	67 ч	0,084± ±0,010	2,67±0,18	1,562± ±0,060	1,9 [129]	9,407± ±0,300	9,03±0,19 [132]	4,49 [77]		4,35	4,07 [77]	62
А=101							5,18 [77]	4,68 [77]		4,64	4,63 [77]	
А=101	39,6 суток	0,035± ±0,010	1,98±0,36				5,13 [77]	4,68 [77]		4,64	4,63 [77]	
А=103							6,58±0,24 [132]					
А=103	4,44 ч	0,010± ±0,004	1,37± ±0,22				4,77 [77]	4,49 [77]		4,50	4,54 [77]	
А=105							5,64±0,16 [132]					
А=105							4,04 [77]	4,07 [77]		4,32	4,44 [77]	
А=107							3,11 [77]	3,56 [77]		3,90	4,12 [77]	
А=107	13,47ч	0,0013± ±0,005	0,74±0,19				2,56±0,43 [132]					

SECTION 1

Продолжение табл. 6

Энергия прогибов, Мэв															
17 [22]	18,2 [77]	20	25-26	30-32	35-36	40-42	45-47 [22]	50	55-57	60	65	70	75-7	80	100
мбарг	%	%, мбарг	мбарг	мбарг	мбарг	мбарг	м б а р г	мбарг	м б а р г	м б а р г	м б а р г	м б а р г	мбарг	мбарг	мбарг
				1,0 [22]		1,0 [22]			1,0 [22]						1,0 [22]
	4,04	3,52 [77]													
		0,06±0,01 [326]		0,7±0,1 [326]	0,41±0,07 ^{xx} [326]	1,3±0,1 [326]		0,92±0,14 ^{xx} [326]	2,4±0,1 [326]		1,6±0,2 ^{xx} [326]		2,3±0,3 ^{xx} [326]	1,4±0,2 [326]	2,3±0,2 [326]
		50±10 [326]			65±14 [326]			85±17 [326]			72±15 [326]			56±12 [326]	
					5,0±1,0 ^{xx} [326]						6,6±1,3 ^{xx} [326]			9,9±2,0 ^{xx} [326]	
	4,35	4,07 [77]													
				62 [129]								71 [129]			62 [129]
	4,64	4,63 [77]													
	4,64	4,63 [77]													
	4,50	4,54 [77]													
	4,32	4,44 [77]													
	3,90	4,12 [77]													

SECTION 2

Изотоп или массовое число	Период полураспада	Энергии протонов, Мэв											
		7,1 [132]	9,4 [132]	9,5 [325]	10	11,3 [335]	12,0	15-16,5	17 [322]	18,2 [77]	20	25-26	30-
		М о а р н					%, М о а р н		Мэв	%		Мэв	
A=109 111 Ag	7,5 суток	0,0013± ±0,0007	0,466±0,054	0,709±0,025		1,150±0,110	1,55±0,09 [32]	2,23 [77]	3,0 [77]		3,06	3,66 [77]	
A=111 112 Pd	21 ч	0,0009± ±0,0002	0,31±0,09				1,14 [77]	1,68 [77]		1,81	2,73 [77]		
112 Ag	3,2 ч			0,0130± ±0,0015 ^{xx}		0,128±0,055 ^{xx}							
113 Ag	5,3 ч	0,0010± ±0,0005	0,232±0,046	0,12± ±0,021		1,140±0,095	1,42±0,27 [32]						
A=113 115 Ag	20 мин						0,47 [77]	0,51 [77]		0,52	1,13 [77]		
115 ^m Cd	43 дня										20 [327]	25 [327]	19 [327]
115 ^m Cd	53,5 ч	0,0009± ±0,0002	0,21±0,02				0,039±0,009 [32]				0,075 ^{xx} [327]	0,18 ^{xx} [327]	0,83 ^{xx} [327]
A=115		0,0009± ±0,0002	0,21±0,02				1,21±0,18 [132]	16 [327]			8,1 [327]	14 [327]	27 [327]
A=117							0,32 [77]	0,41 [77]		0,45	0,64 [77]		
A=118							1,251±0,008 [132]						
A=119							0,31 [77]	0,39 [77]		0,42	0,62 [77]		
A=121							0,31 [77]	0,39 [77]		0,42	0,61 [77]		
A=123							0,31 [77]	0,39 [77]		0,42	0,62 [77]		
A=125							0,32 [77]	0,41 [77]		0,45	0,64 [77]		
A=125							0,47 [77]	0,51 [77]		0,52	1,13 [77]		
A=125							1,14 [77]	1,68 [77]		1,81	2,73 [77]		

SECTION 1

Продолжение табл. 6

Энергия протонов, Мэв																
]	18,2 [77]	20	25-26	30-32	35-36	40-42	45-47 [326]	50	55-57	60	65	70	75-77	80	85	100
	%, мбары ^А	мбары	мбары ^А	мбары	мбары ^А	мбары ^А	м б а р н ^А	мбары ^А	м б а р н				мбары ^А	мбары	мбары ^А	
	3,06	3,66 [77]														
	1,81	2,73 [77]														
	0,52	1,13 [77]														
		20 [327]	25 [327]	19 [327]	24 [327]	31 [327]		35 [327]		36 [327]						
		0,075 ^{XX} [327]	0,18 ^{XX} [327]	0,83 ^{XX} [327]	1,1 ^{XX} [327]	1,4 ^{XX} [327]		2,5 ^{XX} [327]		28 ^{XX} [327]						
		8,1 [327]	14 [327]	27 [327]	31 [327]	36 [327]		56 [327]		96 [327]						
	0,45	0,64 [77]														
	0,42	0,62 [77]														
	0,42	0,61 [77]														
	0,42	0,62 [77]														
	0,45	0,64 [77]														
	0,52	1,13 [77]														
	1,81	2,73 [77]														

SECTION 2

Изотоп или массовое число	Период полураспада	Энергия протонов, Мэв											
		7,1 [132]	9,4 [132]	9,5 [325]	10	11,3 [325]	12,0	15-15,5	17 [322]	18,2 [77]	20	25-26	30-32
		м б а р я					%, м б а р я		мбери	%	%, мбери	мбери	мбери
$\Delta=127$							2,23 [77]	3,00 [77]		3,06	3,66 [77]		
$\Delta=129$							3,11 [77]	3,66 [77]		3,90	4,12 [77]		
^{150}Os	30 мин												
^{131}I	8,05 суток	$0,005\pm 0,002$	$1,34\pm 0,36$	$0,920\pm 0,0045$		$4,960\pm 0,450$	$4,27\pm 0,36$ [132]						
$\Delta=131$							4,04 [77]	4,07 [77]		4,32	4,44 [77]		
^{132}I	2,3 ч			$0,135\pm 0,025^{\text{XX}}$		$0,670\pm 0,050^{\text{XX}}$							
^{132}Os	6,5 суток												
^{133}I	21 ч	$0,031\pm 0,012$	$2,14\pm 0,05$	$1,200\pm 0,050$		$7,050\pm 0,350$	$6,73\pm 0,24$ [132]	1,38 [322]	(21,1)		(31,4) [322]		$2,07$ [322]
^{133}mXe	2,26 суток							$0,620^{\text{XX}}$ [322]	0,5		$1,2^{\text{XX}}$ [322]		$0,182^{\text{XX}}$ [322]
^{133}Xe	5,27 суток							$0,003^{\text{XX}}$ [322]	0,3		$1,4^{\text{XX}}$ [322]		$0,166^{\text{XX}}$ [322]
^{133}Xe	2,26+ +5,27 суток							$(0,002)^{\text{XX}}$ [322]	$0,8^{\text{XX}}$		$2,6^{\text{XX}}$ [322]		$0,345^{\text{XX}}$ [322]
$\Delta=133$							4,77 [77]	4,49 [77]	22,0	4,50	$4,64$ [77], $34,1$ [322]		
^{134}I	52 мин			$1,020\pm 0,020$		$7,045\pm 0,500$							
^{134}Os	2,9 ч			$0,0019\pm 0,0015$		$0,0023\pm 0,0015$					$0,37\pm 0,04$ [326]	$0,62\pm 0,06$ [326]	$1,14\pm 0,1$ [325]

SECTION 1

Энергия прохода, МэВ																
[322]	18,2 [77]	20	25-26	30-32	35-36	40-42	45-47 [326]	50	55-57	60	65	70	75-77	80	85	100
	%	% мбарн ^х	мбарн	мбарн ^х	мбарн	мбарн ^х	н б а р н	мбарн ^х	н б а р н				мбарн ^х	мбарн	мбарн ^х	
	3,06	3,66 [77]														
	3,90	4,12 [77]														
											0,11±0,03 ^{хх} [326]	0,15±0,05 ^{хх} [328]	0,29±0,09 ^{хх} [326]	0,52±0,10 ^{хх} [326]		
	4,32	4,44 [77]														
											1,71±0,3 ^{хх} [326]	40,9 [322]	2,71±0,3 ^{хх} [326]	3,4±0,4 ^{хх} [326]		
		(31,4) [322]		2,07 [322]		36,6			35,8 [322]				33,6 [322]			39,1 [322]
		1,2 ^{хх} [322]		0,182 ^{хх} [322]		0,1 ^{хх}			17,8 ^{хх} [322]		13,8 ^{хх} [322]		10,6 ^{хх} [322]			12,0 ^{хх} [322]
		1,4 ^{хх} [322]		0,166 ^{хх} [322]		0,9 ^{хх}			15,0 ^{хх} [322]		14,3 ^{хх} [322]		8,7 ^{хх} [322]			11,9 ^{хх} [322]
		2,6 ^{хх} [322]		0,348 ^{хх} [322]		17,1 ^{хх}			33,6 ^{хх} [322]		28,1 ^{хх} [322]		19,2 ^{хх} [322]			21,9 ^{хх} [322]
	4,50	4,54 [77] 34,1 [322]				55,9			78,3 [322]							
		0,27±0,04 [326]	0,62±0,06 [326]	1,1±0,1 [326]	1,9± ±0,2 [326]		4,0±0,5		6,1±0,6 [326]		7,9±1,0 [326]		9,3±1,0 [326]	9,8±1,0 [326]	10±1,0 [326]	

SECTION 2

Исходное или массовое число	Период полураспада	Энергия протонов, Мэв															
		7,1 [132]	9,4 [132]	9,5 [326]	10	11,3 [326]	12,0	15-15,5	17 [322]	18,2 [77]	20	25-26	30-32	35-36			
		м б а р н					%, м б а р н ^x		мбарн		%		мбарн ^x		мбарн ^x		
¹³⁴ Са	2,05 года			0,0019±0,0016 ^{xx}		0,0029±0,0026 ^{xx}									0,7±0,1 ^{xx} [326]		2,0±0,3 [326]
¹³⁵ И	6,7 ч							1,0 [322]	(14,8)			(19,1) [322]				1,0 [322]	
¹³⁵ Хо	9,2 ч							0,25 ^{xx} [322]	5,6 ^{xx}			12,3 ^{xx} [322]				0,89 ^{xx} [322]	
¹³⁵ Са	3·10 ⁶ лет											1,0 ^{xx} [326]					5,7 ^{xx} [326]
$\Delta=135$							5,13 [77]	4,68 [77]	27,1	4,64	4,63 [77]	38,6 [322]					
¹³⁶ Са	13 суток			0,0799±0,0090 ^{xx}	0,09±0,02 ^{xx} [326]	0,481±0,025 ^{xx}						3,2±0,4 ^{xx} [326]	8,4±1,2 ^{xx} [326]	7,7±1,1 ^{xx} [326]			13±2 ^{xx} [326]
$\Delta=136$												44,0 [326]					51,6 [326]
¹³⁷ Са	30,0 лет											7,0 ^{xx} [326]	60±13 [326]				65±14 [326]
$\Delta=137$							5,10 [77]	4,68 [77]		4,64	4,63 [77]						22,0 ^{xx} [326]
¹³⁸ Хо	17 мин											24±3 [326]					18±2 [326]
¹³⁸ Са	32,2 мин			1,860±0,011		8,010±0,250						12±1 ^{xx} [326]					26±3 ^{xx} [326]
¹³⁹ Са	82,9 мин	0,086±0,007	2,71±0,14				9,64±0,22 [132]										
$\Delta=139$							5,02 [77]	4,49 [77]		4,36	4,07 [77]						

SECTION 1

Продолжение табл. 6

Энергия протоков, Мэв															
2 [77]	20	25-26	30-32	35-36	40-42	45-47 [326]	50	55-57	60	65	70	75-77	80	85	100
%	%, мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x	м б л р н	мбарн ^x	м б а р н	мбарн ^x	м б а р н	мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x
		0,7±0,1 ^{xx} [326]		2,0±0,4 ^{xx} [326]		4,7±1,0 ^{xx}		7,2±1,2 ^{xx} [326]		11±2 ^{xx} [326]		12±2 ^{xx} [326]	13±2 ^{xx} [326]		
	(19,1) [322]		1,0 [322]		14,4 [322]			16,4 [322]		19,0 [322]		16,1 [322]			18,6 [322]
	12,3 ^{xx} [322]		0,9±0,1 ^{xx} [322]		27,6 ^{xx} [322]			36,2 ^{xx} [322]		27,5 ^{xx} [322]		19,2 ^{xx} [322]			21,6 ^{xx} [322]
	1,0 ^{xx} [326]			5,7 ^{xx} [326]			13,5 ^{xx} [326]			16,0 ^{xx} [326]			18,7 ^{xx} [326]		17,0 ^{xx} [326]
64	4,63 38,6 [77] [322]				59,0 [322]			76,7 [322]							
	3,2±0,4 ^{xx} [326]	8,4±1,2 ^{xx} [326]	7,7±1,1 ^{xx} [326]	13±2 ^{xx} [326]		22±3 ^{xx} [326]	23±3 ^{xx} [326]	19±1 ^{xx} [326]		20±3 ^{xx} [326]		19±2 ^{xx} [326]	19±2 ^{xx} [326]	14±2 ^{xx} [326]	
	44,0 [326]			51,6 [326]			68,0 [326]			68,3 [326]			64,6 [326]		
	7,0 ^{xx} [326]	60±13 [326]		65±14 [326]		82±33	26,0 ^{xx} [326]	40±16 [326]		51±20 [326]	22,0 ^{xx} [326]	57±23 [326]	51±21 [326]	19,5 ^{xx} [326]	21,0 ^{xx} [326]
64	4,63 [77]														
	24±3 [326]			18±2 [326]		20±2				17±2 [326]			18±2 [326]		
	12±2 ^{xx} [326]			26±3 ^{xx} [326]		27±3 ^{xx}				22±3 ^{xx} [326]			18±2 [326]		
36	4,63 [77]														

Изотоп или массовое число	Период полураспада	Энергия протонов, Мэв															
		7,1 [132]	9,4 [132]	9,5 [325]	10	11,3 [325]	12,0	15-15,5	17 [322]	18,2 [77]	20	25-26					
		м б а р г					%, мбарг ²		мбарг		%		%, мбарг ²		мбарг		
¹⁴⁰ Ba	12,8 суток	0,066± ±0,024	2,15±0,13					7,93± ±0,16 [132]									
¹⁴⁰ La	40,22 ч			0,0237±0,0056 ^{xx}		1,850± ±0,500 ^{xx}											
Λ ¹⁴⁰		0,078± ±0,025	2,53±0,17					9,310± ±0,351 [132]									
¹⁴¹ Ce	33 дня	0,070± ±0,010	2,20±0,12		1,7 [129]			8,07± ±0,21 [132]									
Λ ¹⁴¹								4,66 [77]	4,21 [77]		4,04	3,52 [77]					
¹⁴³ Ce	33 ч	0,034± ±0,015	1,18±0,09		1,2 [129]			5,53± ±0,31 [132]									
¹⁴³ Pr	13,76 суток				0 [129]												
Λ ¹⁴³								4,04 [77]	3,70 [77]		3,66	3,01 [77]					
¹⁴⁴ Ce	284 дни				1,1 [129]												
Λ ¹⁴⁵								3,32 [77]	3,00 [77]		3,02	2,50 [77]					
¹⁴⁷ Sm	11,1 суток	0,0034± ±0,0017	0,12±0,02		0,60 [129]			0,49± ±0,10 [132]									

SECTION 1

Продолжение табл. 6

Энергия протонов, Мэв																
17 [322]	18,2 [77]	20	25-26	30-32	35-36	40-42	45-47 [326]	50	55-57	60	65	70	75-77	80	85	100
мбарн	%	%, мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x	м б а р н	мбарн ^x	м б а р н					мбарн ^x	мбарн	мбарн ^x
				2,8 [129]								8,6 [129]				8,6 [129]
				48 [129]								49 [129]				51 [129]
[77]	4,04	3,52 [77]		45 [129]								36 [129]				31 [129]
				0 [129]								0,36 [129]				2,1 [129]
[77]	3,66	3,01 [77]		35 [129]								30 [129]				28 [129]
[77]	3,02	2,50 [77]		17 [129]								17 [129]				18 [129]

SECTION 2

Источники радиоактивных излучений	Период полураспада	Энергия протонов, Мэв														
		7-8	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17	17-18	18-19	19-20	20-25	25-30	30-35
		[132]	[132]	[325]	10	[325]	12,0	15-15,5	[322]	[77]	20	25-26	30-32	[77]	[77]	
мбарн		%		мбарн ^x		мбарн		%		мбарн ^x		мбарн ^x		мбарн ^x		
A-147						2,38 [77]	2,39 [77]		2,37	1,94 [77]						
A-149						1,71 [77]	1,70 [77]		1,65	1,43 [77]						
A-151						1,04 [77]	1,03 [77]		1,11	0,95 [77]						
¹⁵³ Sm	47 ч			0,12 [129]		0,022-0,011 [77]								4,2 [129]		
A-153						0,51 [77]	0,49 [77]		0,71	0,62 [77]						
A-155						0,28 [77]	0,32 [77]		0,39	0,33 [77]						
¹⁵⁶ Eu	15 суток			0,02 [129]		0,018-0,005 [132]								1,12 [129]		
¹⁵⁷ Eu	15,2 ч			0,02 [129]		0,018-0,005 [132]								0,69 [129]		
A-157						0,13 [77]	0,16 [77]		0,19	0,23 [77]						
A-159						0,05 [77]	0,06 [77]		0,07	0,09 [77]						
A-161						0,01 [77]	0,02 [77]		0,02	0,02 [77]						

^x Взяты из работы [77] цифры - выходы продуктов деления в процентах. Взяты из работ [132, 130, 322, 325, 328] данные о сечениях образования в миллибарнах. В работе [328] приводятся относительные выходы (по отношению к выходу ¹³²Сг).

^{xx} Независимые выходы.

SECTION 1

Продолжение табл. 6

Энергия протонов, Мэв															
18-19 [77]	20	25-26	30-32	35-36	40-42	45-47 [326]	50	55-57	60	65	70	75-77	80	85	100
%	% мбарн ²	мбарн	мбарн ²	мбарн	мбарн ²	мбарн	мбарн ²	м с а р н					мбарн ²	мбарн	мбарн ²
0,31	0,01 [77]														
1,65	0,45 [77]														
1,11	0,30 [77]														
			4,2 [129]								4,6 [129]				4,4 [129]
0,71	0,62 [77]														
0,39	0,33 [77]														
			1,12 [129]								1,22 [129]				1,31 [129]
			0,69 [129]								0,90 [129]				0,89 [129]
0,19	0,23 [77]														
0,07	0,09 [77]														
0,02	0,02 [77]														

SECTION 2

Выходы продуктов деления ^{239}Pu протонами различных энергий, мбарн /329/

Т а б л и ц а 7

Изотоп	Период полураспада	Энергия протонов, Мэв							
		20	30	40	50	60	70	77	85
^{129}Sv	32 ч				$0,4 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,2$	$1,7 \pm 0,2$
^{130}Sv	30 мин			$0,8 \pm 0,2$	$1,7 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,3$	$4,4 \pm 0,4$	$4,9 \pm 0,5$
^{131}Sv	9,7 суток			$0,3 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,8$	$2,7 \pm 1,3$	$1,5 \pm 0,8$	$3,5 \pm 1,8$	$2,7 \pm 1,4$
^{132}Sv	6,5 суток	$0,4 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,4$	$4,6 \pm 0,6$	$5,7 \pm 0,9$	$7,5 \pm 0,9$	$8,8 \pm 1,1$	$8,9 \pm 1,1$	$10,0 \pm 1,2$
^{134m}Sv	2,9 ч	$3,9 \pm 0,5$	$8,2 \pm 1,2$	$13,2 \pm 1,6$	$15,5 \pm 1,9$	$14,8 \pm 1,8$	$13,7 \pm 1,6$	$13,7 \pm 1,6$	$12,9 \pm 1,5$
^{134}Sv ПОЛНЫЙ	$2,05$ ГОДА $+2,9$ ч	$3,9 \pm 0,5$	$13,5 \pm 2,7$	$19,2 \pm 3,8$	$21,5 \pm 4,3$	$21,4 \pm 4,3$	$17,5 \pm 3,5$	$17,9 \pm 3,6$	$17,5 \pm 3,5$
^{136}Sv	13 суток	$12,2 \pm 1,5$	$16,2 \pm 1,9$	$16,4 \pm 2,0$	$16,0 \pm 1,9$	$13,7 \pm 1,6$	$13,3 \pm 1,6$	$13,0 \pm 1,6$	$12,5 \pm 1,5$
^{138}Xe	17 мин	$1,7 \pm 0,3$	$2,8 \pm 0,5$	$2,4 \pm 0,4$	$2,1 \pm 0,4$	$2,0 \pm 0,4$	$2,9 \pm 0,5$	$3,9 \pm 0,7$	$4,3 \pm 0,8$
^{138}Sv	32,2 мин	$9,1 \pm 1,3$	$9,4 \pm 1,3$	$8,6 \pm 1,2$	$10,0 \pm 1,4$	$8,9 \pm 1,2$	$7,6 \pm 1,1$	$7,0 \pm 1,0$	$6,3 \pm 0,9$

Примечание. Все выходы, кроме выхода для ^{138}Xe , - независимые.

Т а б л и ц а 8

Выходы продуктов деления ^{232}Th дейтронами различных энергий

Изотоп	Период полураспада	Энергия дейтронов, Мэв				
		9,3 [154/]	9,5 [334/]	11,5 [331/]	13,6 [133/]	14,0 [154/]
		Выход по отношению к выходу ^{88}Kr	%	мбарн	Выход по отношению к выходу ^{89}Sr	Выход по отношению к выходу ^{88}Kr
^{82}Br	35,34ч			0,00075 ^x	$(1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-3\text{xx}}$	
^{83}Br	2,41ч		1,6	1,06	$0,34 \pm 0,02\text{xx}$	
^{84}Br	31,8 мин			1,46	0,40	
$^{85\text{m}}\text{Kr}$	4,4 ч	$0,649 \pm 0,024\text{xx}$				$0,643 \pm 0,019\text{xx}$
^{86}Nb	18,66 суток			0,00317 ^x	$< 2,5 \cdot 10^{-4\text{xx}}$	
^{87}Kr	76 мин	$0,941 \pm 0,034\text{xx}$				$0,903 \pm 0,024\text{xx}$
^{88}Kr	2,80ч	1,00 ^{xx}				1,00 ^{xx}
^{89}Sr	52 дня		5,4		1,00 ^{xx}	
^{90}Y	64 ч			0,0201 ^x		
^{91}Sr	9,67 ч		5,8			
^{91}Y	58,8 суток			$0,308 \pm 0,033\text{x}$		
^{93}Y	10,2 ч			$5,70 \pm 1,14$		
^{95}Nb	35 суток			0,188 ^x		
^{96}Nb	23,4 ч			0,00492 ^x		
^{97}Zr	17,0 ч		5,0			
^{97}Nb	72 мин			0,10 ^x		
^{99}Nb	2,3 мин			$2,2 \pm 0,44$		
^{99}Mo	67 ч		4,0			

Изотоп	Период полу- распада	Энергия дейтронов, МэВ				
		9,3 [154]	9,5 [334]	11,5 [331]	13,6 [133]	14,0 [154]
		Выход по отношению к выходу ^{88}Kr	%	мбарн	Выход по отношению к выходу ^{89}Sr	Выход по отношению к выходу ^{88}Kr
^{111}Ag	7,5 суток		1,1	0,759	0,31 ^{xx}	
^{112}Pd	21 ч		0,68			
^{112}Ag	3,2 ч			0,112 ^x	0,31 ^{xx}	
^{113}Ag	5,3 ч			0,658	0,25 ^{xx}	
^{115}Ag	20 мин				0,27 ^{xx}	
$^{115\text{m}}\text{Cd}$	43 дня		0,06			
^{115}Cd	53,5 ч		0,78			
Кадмий полный	53,5 ч + 43 дня		0,84			
^{131}I	8,05 суток		4,1	3,57	0,36 ^{xx}	
^{132}I	2,3 ч				0,82 ^{xx}	
^{133}I	21 ч		5,3			
^{134}I	52 мин				1,00 ^{xx}	
$^{134\text{m}}\text{Sb}$	2,9 ч			0,00195 ^x		
^{135}I	6,7 ч				1,20 ^{xx}	
^{136}Sb	13 суток			0,0382 ^x	0,04+0,01 ^{xx}	
^{137}Sb	30 лет				1,25+0,02 ^{xx}	
^{138}Sb	32,2 мин			3,56		
^{139}Ba	82,9 мин				0,85 ^{xx}	
^{140}Ba	12,8 суток		5,5		0,87 ^{xx}	
^{141}Ce	33 дня		5,8			
^{143}Ce	33 ч		4,0			
^{144}Ce	284 дня		3,7			
^{153}Sm	47 ч		0,17			
^{156}Eu	15 суток		0,03			

* Независимые выходы.

xx Относительные выходы.

Таблица 9

Выходы продуктов деления ^{235}U дейтронами различных энергий, мбарн /333/

Изотоп или массо- вое число	Период полурас- пада	Энергия дейтронов, Мэв						
		9,0	12,1	14,0	15,4	19,6	21,5	23,4
^{89}Sr	52 дня	4,59	14,4	18,9	26,4	46,5	34,6	42,7
A=89		4,64	14,6	19,1	26,7	48,2	35,1	43,3
^{91}Sr	9,67ч	3,90	23,1	18,7	31,0	36,9	52,5	44,3
A=91		4,01	23,8	19,2	32,0	38,0	54,6	46,2
^{95}Zr	65 суток	6,45		44,8		58,5	61,6	54,2
A=95		6,55		45,6		59,7	63,0	55,5
^{97}Zr	17 ч	4,59	25,6	39,3		49,8	61,8	53,5
A=97		4,80	26,8	41,1		52,4	66,0	57,2
^{105}Ru	4,44ч	5,03						
A=105		5,11						
^{109}Pd	13,47ч						46,7	
A=109							47,5	
^{112}Pd	21ч						52,9	
A=112							56,9	
^{115m}Cd	43 дня		<1,55	<1,97	<3,92	<5,58	<8,5	<4,8
^{115}Cd	53,5ч	1,22	8,43	14,7	22,9	44,0	47,3	63,9
^{115}Cd ПОЛНЫЙ	53,5ч+ 43 ДНЯ	1,34	9,98	16,1	26,8	49,6	55,8	68,7
A=115		1,36	10,2	17,0	27,4	50,7	57,3	70,6
^{117}Cd	2,4ч	1,70	12,1	19,5	21,9	41,8	50,0	59,0
A=117		1,78	12,5	20,4	23,2	44,2	53,8	63,5
^{139}Ba	82,9 МИН	4,26	20,4		39,3	49,2	46,5	34,0

Продолжение табл. 9

Изотоп или массо- вое число	Период полу- распа- да	Энергия дейтронов, Мэв						
		9,0	12,1	14,0	15,4	19,6	21,5	23,4
A=139	-	4,82	23,1		46,2	57,9	58,1	45,3
¹⁴⁰ Ba	12,8 суток	3,50	17,1	21,8	29,2	37,5	35,5	31,5
A=140	..	4,27	20,9	26,6	41,7	53,6	53,0	47,0
¹⁴⁷ Ba	11,1 суток							12,2
A=147								13,3
¹⁵⁷ Ba	15,2 ч							0,76
A=157	..							1,03
¹⁵⁹ Gd	18,0 ч							0,54
A=159								0,70
Сечение деления		125±34	605±163	857±231	1093±295	1502±406	1687±456	1861± 503

Таблица 10

Относительные^x выходы продуктов деления ^{235}U дейтронами различных энергий [154]

Изотоп	Период полураспада	Энергия дейтронов, Мэв	
		9,3	14
^{85}Kr	4,4 ч	$0,488 \pm 0,031$	$0,534 \pm 0,008$
^{87}Kr	76 мин	$0,710 \pm 0,115$	$0,797 \pm 0,007$
^{88}Kr	2,80 ч	1,00	1,00

^x По отношению к выходу ^{86}Kr .

Выходы продуктов деления ^{238}U дейтронами различных энергий

Таблица II

Изотоп	Период распада	Энергия дейтронов, Мэв													
		5	5 [I33]	9,3 [I54]	10	10 [I33]	11,5 [325]	13,6	13,6 [I33]	14 [I54]	20	28	50	75	100
	мбарн	Выход по отношению к выходу ^{140}Ba	Выход по отношению к выходу ^{88}Kr	мбарн	Выход по отношению к выходу ^{140}Ba	мбарн	Выход по отношению к выходу ^{140}Ba	мбарн	Выход по отношению к выходу ^{140}Ba	Выход по отношению к выходу ^{88}Kr	мбарн [I29]				
^{72}Zn	46,5ч								0,026±0,005 [I34]						
^{77}As	38,7ч	0,4 [I34]			0,017 [I34]				0,16±0,04 [I34]						
^{82}Br	35,34ч		$\ll 7 \cdot 10^{-4}^x$				$9,1 \cdot 10^{-4}^x$	$0,0022 \pm 0,0015^{xx}$		$(1,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}^x$					
^{83}Br	2,41ч	9 [I34]	$0,11 \pm 0,01^x$		$0,19 \pm 0,04$ [I34]		$0,15 \pm 0,03^x$	$0,321 \pm 0,150$	$2,2 \pm 0,1$ [I34]	$0,19 \pm 0,01$					
^{84}Br	31,8 мин		$0,20 \pm 0,01^x$				$0,21 \pm 0,02^x$			$0,23 \pm 0,01$					
$^{85\text{m}}\text{Kr}$	4,4ч			$0,547 \pm 0,005^x$							$0,552 \pm 0,006^x$				
^{86}Rb	18,66 суток						$\ll 2,9 \cdot 10^{-4}^x$	$0,005^{xx}$	$(1,12 \pm 0,20) \cdot 10^{-4}^x$						
^{87}Kr	76 мин			$0,921 \pm 0,009^x$							$0,878 \pm 0,013^x$				
^{88}Kr	2,80ч			$1,00^x$							$1,00^x$				
^{89}Sr	52 дня	94 ± 4 [I34]	$0,57 \pm 0,04^x$		$1,76 \pm 0,06$ [I34]		$0,52 \pm 0,05^x$		$9,3 \pm 0,4$ [I34]	$0,61 \pm 0,07^x$					
^{90}Y	64ч							$0,100^{xx}$				0	0,01	0,083	0,55
$^{91\text{m}}\text{Y}$	50 мин							$0,0183 \pm 0,0100^{xx}$							
^{91}Y	58,8 суток	143 ± 7 [I34, 234]			$2,3 \pm 0,1$ [I34, 234]			$0,910^{xx}$	$12,2 \pm 0,8$ [I34, 234]			19	20	22	38
^{93}Y	10,2ч	180 [I34]			$2,9$ [I34]			7,450	$16,4 \pm 0,8$ [I34]			24	25	46	65
$^{95\text{zr}}$	65 суток	205 ± 15 [I34, 234]			$3,5 \pm 0,2$ [I34, 234]				$16,8 \pm 0,7$ [I34, 234]						
$^{95\text{m}}\text{Nb}$	90ч							$0,0046 \pm 0,0030^{xx}$							
^{95}Nb	35 суток							$0,0508 \pm 0,0035^{xx}$							
^{96}Nb	23,4ч							$0,0574 \pm 0,0035^{xx}$							

Продолжение табл. 11

Изотоп	Период распада	Энергия дейтронов, Мэв														
		5	5 [133]	9,3 [154]	10	10 [133]	11,5 [125]	13,6	13,6 [133]	14 [154]	20	28	50	75	100	
		мбарн	Выход по отношению к выходу ¹⁴⁰ Ba	Выход по отношению к выходу ⁸⁸ Kr	мбарн	Выход по отношению к выходу ¹⁴⁰ Ba	мбарн		Выход по отношению к выходу ¹⁴⁰ Ba	Выход по отношению к выходу ⁸⁸ Kr	мбарн [139]					
⁹⁷ Zr	17 ч	233±16 [134, 234]			5,2±0,2 [134, 234]				24,1±0,2 [134, 234]							
⁹⁷ Nb	72 мин							0,431±0,055 ^{xx}								
⁹⁹ Mo	67 ч							6,280				55	60	66	92	101
¹⁰³ Ru	39,6 суток	I41±2 [134]			2,6 [134]				I3±2 [134]							
¹⁰⁵ Ru	4,44ч	I34±3 [134]			2,6 [134]				I5,7±1,5 [134]							
¹⁰⁶ Ru	367 суток	I20±20 [134]			2,4 [134]				I4,0±0,7 [134]							
¹¹¹ Ag	7,5 суток		0,040 ^x					0,30 ^x	I,080							
¹¹² Ag	3,2ч		0,044 ^x					0,30 ^x	0,0932 ^{xx}							
¹¹³ Ag	5,3 ч		0,033					0,32	I,030							
¹¹⁵ Ag	20 мин		0,035					0,30								
^{115m} Cd	43 дня	0,4±0,2 [134, 234]			0,046±0,004 [134, 234]				0,30±0,02 [134, 234]							
¹¹⁵ Cd	53,5ч	4,8±0,5 [134, 234]			0,73±0,03 [134, 234]				4,2±0,2 [134, 234]							
(¹²⁶)Sb	28 суток				0,35±0,02 [134]				I,7 [134]							
¹²⁶ Sb	9 ч				I,2±0,1 [134]				3,9 [134]							
¹²⁷ Sb	93ч	I5±1 [134]			I,56±0,06 [134]				7,3 [134]							
¹²⁹ Sb	4,3ч	II [134]			I,15±0,10 [134]				5,9 [134]							
¹³¹ I	8,05 суток	I28±1 [134, 234]	0,48		4,2±0,1 [134, 234]			0,77 ^x	4,120							
¹³² I	2,3ч	I72±3 [134, 234]	0,96 ^x		4,2±0,2 [134, 234]			I,21 ^x	0,898 ^{xx}							
¹³³ I	21ч	237±9 [134]			5,3±0,2 [134]				6,000							
¹³⁴ I	52 мин								6,050							
^{134m} Cs	2,9ч								0,0102 ^{xx}							
¹³⁴ Cs	2,05 года								0,0102 ^{xx}							

Продолжение табл. III

Изо- топ	Период полурас- пада	Энергия дейтронов, Мэв													
		5	5 [I33]	9,3 [I54]	10	10 [I33]	11,5 [325]	13,6	13,6 [I33]	14 [I54]	20	28	50	75	100
		мбарн	Выход по от- ношению к вы- ходу ^{140}Ba	Выход по от- ноше- нию к вы- ходу ^{88}Kr	мбарн	Выход по отно- шению к вы- ходу ^{140}Ba	мбарн	Выход по от- ношению к вы- ходу ^{140}Ba	мбарн	Выход по от- ношению к вы- ходу ^{140}Ba	Выход по от- ноше- нию к выходу ^{88}Kr	мбарн	[I29]		
^{136}Cs	13 суток		$(1,7 \pm 0,7) \times 10^{-3}$			$0,049 \pm 0,01^x$	$0,418^{xx}$		$0,057 \pm 0,006^x$						
^{137}Cs	30 лет		$1,09 \pm 0,08^x$			$1,52 \pm 0,03^x$			$1,33 \pm 0,16^x$						
^{138}Cs	32,2 млн л						15,127								
^{139}Ba	82,9 млн л		$1,20 \pm 0,13^x$			$1,22 \pm 0,10^x$			$1,24 \pm 0,05^x$						
^{140}Ba	12,8 суток	181 ± 9 [I34, 234]	$1,00^x$		$3,4 \pm 0,2$ [I34, 234]	$1,05^x$		$17,5 \pm 0,9$ [I34, 234]	$1,05^x$						
^{140}La	40,22 ч										$0,44^{xx}$	$1,0^{xx}$	10^{xx}	12^{xx}	
^{140}Nd	3,3 суток										$<0,2^{xx}$	$<0,2^{xx}$	$<0,2^{xx}$	$<0,2^{xx}$	
^{141}La	3,3 ч										28	28	37	49	1,5
^{141}Ce	33 дня	160 ± 16 [I34, 234]			$2,9 \pm 0$ [I34, 234]			$15,6 \pm 1,6$ [I34, 234]							$4,5^{xx}$
^{143}Ce	33 ч										22	28	37	49	1,5
^{142}Pr	13,76 суток	120 ± 7 [I34, 234]			$2,6 \pm 0,1$ [I34, 234]			$12,1 \pm 0,3$ [I34, 234]				0	0	0,52	39
^{144}Ce	284 дня	183 ± 4 [I34, 234]			$3,0 \pm 0,3$ [I34, 234]			14 ± 2 [I34, 234]			20	25	33	43	46
^{147}Nd	11,1 суток	89 ± 4 [I34, 234]			$1,6 \pm 0,1$ [I34, 234]			$8,7 \pm 0,3$ [I34, 234]			11	12	22	29	27
^{149}Pm	53,1 ч	33 ± 2 [I34]			$0,8$ [I34]			$3,8 \pm 0,6$ [I34]							
^{151}Pm	28 ч				$0,5$ [I34]			$3,0 \pm 0,2$ [I34]							
^{153}Sm	47 ч	$12,1 \pm 0,1$ [I34, 234]			$0,33 \pm 0,01$ [I34, 234]			$2,0 \pm 0,1$ [I34, 234]			2,5	2,7	5,7	7,2	7,0
^{156}Eu	15 суток	$3,0 \pm 0,5$ [I34, 234]			$0,132 \pm 0,002$ [I34, 234]			$0,66 \pm 0,08$ [I34, 234]			0,60	0,67	1,5	2,0	2,1
^{157}Eu	15,2 ч	$1,6 \pm 0,1$ [I34]			$0,076 \pm 0,002$ [I34, 234]			$0,45 \pm 0,06$ [I34, 234]			0,50	0,61	1,0	1,5	1,4
^{159}Gd	18 ч				$0,039 \pm 0,001$ [I34]			$0,21 \pm 0,01$ [I34]							
Сечение деления		3500 [I34]			86 [I34]			430 [I34]							

x Относительные выходы.

xx Независимые выходы.

Выходы продуктов деления ^{238}U ионами ^3He /3397, мбарн

Изотоп или массовое число	Период полураспада	Энергия ионов $^3\text{He} \approx 30,6$ МэВ
^{24}Na A = 24	14,95 ч	$(197 \pm 39) \cdot 10^{-6}$ $(197 \pm 39) \cdot 10^{-6}$
^{28}Mg A = 28	21,3 ч	$(173 \pm 12) \cdot 10^{-6}$ $(173 \pm 12) \cdot 10^{-6}$
^{31}Si A = 31	159 мин	$(63 \pm 12) \cdot 10^{-6}$ $(63 \pm 12) \cdot 10^{-6}$
^{38}S A = 38	172 мин	$(16,5 \pm 3,3) \cdot 10^{-6}$ $(16,5 \pm 3,3) \cdot 10^{-6}$
^{47}Ga A = 47	4,535 суток	$\leq 1,6 \cdot 10^{-6}$ $\leq 1,6 \cdot 10^{-6}$
^{56}Mn A = 56	2,58	$(450 \pm 68) \cdot 10^{-6}$ $(450 \pm 68) \cdot 10^{-6}$
^{66}Ni A = 66	55 ч	$(15,9 \pm 1,6) \cdot 10^{-3}$ $(15,9 \pm 1,6) \cdot 10^{-3}$
^{72}Zn A = 72	46,5 ч	$(97 \pm 10) \cdot 10^{-3}$ $(97 \pm 10) \cdot 10^{-3}$
^{77}As A = 77	38,7 ч	$1,0 \pm 0,1$ $1,0 \pm 0,1$
^{83}Br A = 83	2,41 ч	$2,6 \pm 0,3$ $2,6 \pm 0,3$
^{89}Sr A = 89	52 дня	$9,2 \pm 0,9$ $9,2 \pm 0,9$
^{91}Sr A = 91	9,67 ч	$14,5 \pm 2,2$ $14,5 \pm 2,2$
^{95}Zr A = 95	65 суток	$25,7 \pm 2,6$ $25,7 \pm 2,6$
^{97}Zr A = 97	17,0 ч	$27,7 \pm 2,8$ $27,7 \pm 2,8$
^{99}Mo A = 99	67 ч	$31,8 \pm 4,8$ $31,8 \pm 4,8$
^{105}Ru A = 105	4,44 ч	$37,0 \pm 5,6$ $37,0 \pm 5,6$
^{111}Ag A = 111	7,5 суток	$18,4 \pm 2,8$ $18,4 \pm 2,8$
^{115}Cd A = 115	53,5 ч	$14,7 \pm 3,0$ $14,7 \pm 3,0$
^{140}Ba A = 140	12,8 суток	$20,8 \pm 4,0$ $26,7 \pm 4,0$
^{143}Ce A = 143	33 ч	$24,1 \pm 3,6$ $24,1 \pm 3,6$
^{153}Sm A = 153	47 ч	$2,9 \pm 0,4$ $2,9 \pm 0,4$
^{156}Eu A = 156	15 суток	$0,27 \pm 0,07^x$

Продолжение табл.12

Изотоп или массовое число	Период полураспада	Энергия ионов ${}^3\text{He} \approx 30,5$ Мэв
${}^{157}\text{Eu}$	15,2 ч	$1,06 \pm 0,16$; $0,13 \pm 0,02^x$
$A=157$		$1,08 \pm 0,16$
${}^{158}\text{Eu}$	46 мин	$0,089 \pm 0,015^x$
${}^{159}\text{Eu}$	18 мин	$0,057 \pm 0,010^x$
${}^{159}\text{Gd}$	18,0 ч	$(680 \pm 110) \cdot 10^{-8}$
$A=159$		$(680 \pm 110) \cdot 10^{-8}$
${}^{171}\text{Lu}$	20 ч	$(15,2 \pm 2,3) \cdot 10^{-3}$
$A=171$		$(17,2 \pm 2,6) \cdot 10^{-3}$
${}^{173}\text{Tm}$	7,3 ч	$(5,3 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$
$A=173$		$(5,6 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$
${}^{175}\text{Yb}$	98,4 ч	$(3,04 \pm 0,46) \cdot 10^{-3}$
$A=175$		$(3,04 \pm 0,46) \cdot 10^{-3}$
${}^{177}\text{Lu}$	6,74 суток	$(1,32 \pm 0,22) \cdot 10^{-3}$
$A=177$		$(1,32 \pm 0,22) \cdot 10^{-3}$
${}^{179}\text{Lu}$	4,59 ч	$(1,00 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$
$A=179$		$(1,09 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$
${}^{183}\text{Tm}$	5 суток	$(211 \pm 32) \cdot 10^{-6}$
$A=183$		$(211 \pm 32) \cdot 10^{-6}$
${}^{189}\text{Re}$	140 суток	$\leq 46 \cdot 10^{-6}$
$A=189$		$\leq 46 \cdot 10^{-6}$
${}^{199}\text{Au}$	3,15 суток	$\leq 4,0 \cdot 10^{-6}$
$A=199$		$\leq 4,0 \cdot 10^{-6}$
${}^{209}\text{Pb}$	3,32 ч	$\leq 9,0 \cdot 10^{-6}$
$A=209$		$\leq 9,0 \cdot 10^{-6}$
${}^{212}\text{Pb}$	10,64 ч	$\leq 1,8 \cdot 10^{-6}$
$A=212$		$\leq 8,2 \cdot 10^{-6}$

^x Для энергии ионов ${}^3\text{He} \approx 25$ Мэв [197], выходы - в процентах.

Выходы продуктов деления ²³²Th в моменты ⁴№ в различных счѣтах

Изотоп	Период полураспада	Энергия ионов ⁴ №, Мэв														
		18,9	19,6	20,6	20,7	22,3	23,3	23,7	25,0	25,5 /164/	26,0 /336/	26,0 /336/	27,7 /336/	28,1 /336/	29,0	29
		% /336/														
		Выход по отношению к выходу ²³² Th, %														
I06 Ru	367 суток															
I09 Pd	13,47 ч			0,60± ±0,03	0,652± ±0,019	1,04± ±0,05	1,26± ±0,05	1,09±0,03	1,44± ±0,04		1,271± ±0,013		1,38± ±0,03		1,43± ±0,11	1,47± ±0,1
III Ag	7,5 ч	0,83± ±0,05	0,43± ±0,02	0,525± ±0,018		0,72± ±0,03	1,11± ±0,02	0,91±0,03	1,08± ±0,3		1,55± ±0,02		1,25± ±0,02		1,34± ±0,03	1,54± ±0,0
II0 Pd	21 ч	0,27± ±0,03		0,453± ±0,013	0,478± ±0,017	0,76± ±0,03	1,004± ±0,010	0,94±0,02	1,07± ±0,04		1,087± ±0,014		1,279± ±0,015		1,42± ±0,03	1,57± ±0,0
II2 Ag	3,2 ч															
II3 Ag	5,3 ч	0,25± ±0,09	0,37± ±0,03	0,369± ±0,012		0,59± ±0,02	0,814± ±0,013	0,73± ±0,02	0,91± ±0,04		0,87± ±0,02		0,968± ±0,014		1,098± ±0,019	1,23± ±0,0
II5 Sn	43 дня															
II5 Cd	53,5 ч			0,529± ±0,003									1,419± ±0,013			
I21 Sn	27 ч															
I25 Sb	2,7 г															
I31 Tl	0,05 суток															
I30 Xe	Стабильный											1,00		1,00		
I32 Te	78 ч															
I32 Ye	Стабильный											1,136 ^{xx}		1,106 ^{xx}		
I33 Sn	Стабильный															
I34 Xe	То же											1,271 ^{xx}		1,220 ^{xx}		
I35 Sb	3·10 ⁶ лет											1,264 ^{xx}		1,233 ^{xx}		

SECTION 1

Выходы продуктов деления ^{232}Th и ^{235}U в конках ^{238}Pu различных энергий

Энергия ионов ^{238}Pu , МэВ																
25,5 /164/	26,0 /336/	26,0 /336/	27,7 /336/	28,1 /336/	29,0	29,6	33,7	36,1	37,5 /136/	38,1	40,1	42,1	44,3 /336/	48,5	62,0	
Выход по отношению к выходу ^{238}Pu в конке	%	Выход по отношению к выходу ^{238}Pu в конке	%	Выход по отношению к выходу ^{238}Pu в конке	%	3/336/	Выход по отношению к выходу ^{238}Pu в конке	мбар	Выход по отношению к выходу ^{238}Pu в конке	мбар	Выход по отношению к выходу ^{238}Pu в конке	мбар	Выход по отношению к выходу ^{238}Pu в конке	мбар	Выход по отношению к выходу ^{238}Pu в конке	мбар
								22,7								
	1,271± ±0,013		1,38± ±0,03		1,43± ±0,11	1,47± ±0,14										
	1,55± ±0,02		1,25± ±0,02		1,34± ±0,03	1,55± ±0,07		13,2								
	1,087± ±0,014		1,279± ±0,016		1,42± ±0,03	1,57± ±0,05		16,5 8,3								
	0,87± ±0,02		0,968± ±0,014		1,098± ±0,019	1,23± ±0,06										
			1,419± ±0,013					1,01 1,28 1,43 13,2								
								6,2; 10,9 9,8 8,9 9,3 6,8 8,2								
		1,00		1,00			1,00 ^{xx}	1,00 ^{xx}		1,00 ^{xx}	1,00 ^{xx}	1,00 ^{xx}	1,00 ^{xx}	1,00 ^{xx}	1,00 ^{xx}	1,00 ^{xx}
								14,4 3,1								
		1,136 ^{xx}		1,106 ^{xx}			1,064 ^{xx}	1,057 ^{xx}		1,046 ^{xx}	1,034 ^{xx}	1,027 ^{xx}	1,022 ^{xx}	0,998 ^{xx}	0,978 ^{xx}	
													1,033 ^{xx}			
		1,271 ^{xx}		1,220 ^{xx}			1,104 ^{xx}	1,120 ^{xx}		1,095 ^{xx}	1,074 ^{xx}	1,074 ^{xx}	1,043 ^{xx}	1,007 ^{xx}	0,922 ^{xx}	
		1,264 ^{xx}		1,233 ^{xx}			1,148 ^{xx}	1,140 ^x					1,033 ^{xx}			

Исходн	Период полу-распада	Энергия неков №, Мез													
		18,9	19,6	20,6	20,7	22,3	23,3	23,7	25,0	25,5 /154/	26,0 /336/	26,0 /336/	27,7 /336/	28,1 /336/	29,0
					% /335/					Выход по отношению к выху 88Kr	%	Выход по отношению к выху 84Kr, 131Xe	%	Выход по отношению к выху 84Kr, 131Xe	%
I36 _{Xe}	Ста-биль-ный											1,246 ^{XX}		1,243 ^{XX}	
I36 _{Os}	13 сут				0,25 ^{XXX} ±0,15	0,150 ^{XXX} ±0,017			0,184 ^{XXX} ±0,008				0,280 ^{XXX} ±0,018		0,40 ^{XXX} ±0,09
I37 _{Os}	30,0 лет											1,168 ^{XX}		1,084 ^{XX}	
I38 _{Ba}	Ста-биль-ный														
I40 _{Ba}	12,8 сут														
I42 _{Os}	>5·10 ⁻⁶ лет														
I43 _{Os}	33 ч														
I43 _{Nd}	Ста-биль-ный														
I44 _{Os}	284 лет														
I44 _{Nd}	2,4·10 ¹⁵ лет														
I45 _{Nd}	>6·10 ¹⁶ лет														
I46 _{Nd}	Ста-биль-ный														
I47 _{Sm}	1,05·10 ¹¹ лет														

SECTION 1

Энергия молам №, Мэв		26,0 / 3367		27,7 / 3357		28,1 / 3367		29,0		29,6		33,7		36,1		37,5 / 3357		38,1		40,1		42,1		44,3 / 3367		48,5		62,0	
Выход по отношению к выводу 84Кг	%	Выход по отношению к выводу 84Кг, 131Xe	%	Выход по отношению к выводу 84Кг, 131Xe	%	Выход по отношению к выводу 84Кг, 131Xe	%	Выход по отношению к выводу 84Кг, 131Xe	%	Выход по отношению к выводу 84Кг, 131Xe	%	Выход по отношению к выводу 84Кг, 131Xe	%	Выход по отношению к выводу 84Кг, 131Xe	%	Выход по отношению к выводу 84Кг, 131Xe	%	Выход по отношению к выводу 84Кг, 131Xe	%	Выход по отношению к выводу 84Кг, 131Xe	%	Выход по отношению к выводу 84Кг, 131Xe	%	Выход по отношению к выводу 84Кг, 131Xe	%	Выход по отношению к выводу 84Кг, 131Xe	%	Выход по отношению к выводу 84Кг, 131Xe	%
		1,246 ^{xx}		1,243 ^{xx}				1,161 ^{xx}	1,166 ^{xx}			1,104 ^{xx}	1,063 ^{xx}	1,061 ^{xx}	1,010 ^{xx}	0,957 ^{xx}	0,828 ^{xx}												
			0,260 ^{+xx} ±0,018 ^{xxx}		0,40 ^{+xx} ±0,09 ^{xxx}							0,3 ^{xxx} 0,31 ^{xxx}																	
		1,166 ^{xx}		1,084 ^{xx}				0,996 ^{xx}	0,986 ^{xx}	51,5					0,862 ^{xx}														
															0,764 ^{xx}														
												24,4 24,7 19,6 17,4 17,2 22,3																	
															1,115 ^{+xx} ±0,025 ^{xxx}														
												16,6																	
															1,000 ^{+xx} ±0,006 ^{xxx}														
												16,7 17,3			0,825 ^{+xx} ±0,016 ^{xxx}														
															0,825 ^{+xx} ±0,016 ^{xxx}														
															0,713 ^{+xx} ±0,011 ^{xxx}														
															0,574 ^{+xx} ±0,010 ^{xxx}														
															0,426 ^{+xx} ±0,002 ^{xxx}														

SECTION 2

Изотоп	Период полу-распада	Энергия жонков ⁴ He, Мэв								Энергия жонков ⁴ He, Мэв					
		18,9	19,6	20,6	20,7	22,3	23,3	23,7	25,0	25,5 /1647	26,0 /3367	26,0 /3367	27,7 /3347	28,1 /3367	29,0
										Выход по отношению к выходу ⁸⁸ Kr	%	Выход по отношению к выходу ¹³¹ Xe	%	Выход по отношению к выходу ⁸⁴ Kr, ¹³¹ Xe	% /3
I48 Nd	Стабильный														
I49 Sm	>I·10 ¹⁵ лет														
I50 Nd	>I0 ¹⁶ лет														
I51 Sm	87 лет														
I52 Sm	Стабильный														
I53 Sm	47 ч														
I54 Sm	Стабильный														
I56 Eu	15 суток					0,056± ±0,004	0,0627± ±0,0019	0,135± ±0,04	0,0554± ±0,0009					0,0371± ±0,0014	0,058± ±0,014
I57 Lu	15,2 ч														

* В работе /3367 для всех энергий, кроме 44,4 Мэв, приведены относительные выходы: по отношению к выходу ⁸⁸Kr (для изотопов криптона) и ¹⁴¹Xe (для изотопов ксенона в цезии).
 Для энергии 44,3 Мэв приведены относительные выходы по отношению к выходу ¹⁴³Nd (для изотопов церия, неодима и самария) и ¹³¹Xe (для изотопов криптона).

** Относительные выходы.

*** Невыводимые выходы.

SECTION 1

Выход продуктов деления ²³²Th полами ⁴He на различные энергии^x

Продолжение табл. 13

Но у	Энергия поков ⁴ He, МэВ		%	%	%	%	%	%	%	%	%	%	%	%	
	26,0 /336/	26,0 /336/													27,7 /336/
	%	Выход по отношению к выходу из ⁸⁴ Kr, ¹³¹ Xe	%	Выход по отношению к выходу из ⁸⁴ Kr, ¹³¹ Xe	%	Выход по отношению к выходу из ⁸⁴ Kr, ¹³¹ Xe	%	Выход по отношению к выходу из ⁸⁴ Kr, ¹³¹ Xe	мбарн	Выход по отношению к выходу из ⁸⁴ Kr, ¹³¹ Xe	Выход по отношению к выходу из ⁸⁴ Kr, ¹³¹ Xe	Выход по отношению к выходу из ⁸⁴ Kr, ¹³¹ Xe	Выход по отношению к выходу из ⁸⁴ Kr, ¹³¹ Xe	Выход по отношению к выходу из ⁸⁴ Kr, ¹³¹ Xe	Выход по отношению к выходу из ⁸⁴ Kr, ¹³¹ Xe
															0,355± ±0,003 ^{xx}
															0,286± ±0,002 ^{xx}
															0,224± ±0,006 ^{xx}
															0,171± ±0,005 ^{xx}
															0,126± ±0,003 ^{xx}
										<6,3					
															0,064± ±0,002 ^{xx}
			0,0371± ±0,001 ^x			0,058± ±0,01 ^x			0,25 0,35 0,31						

SECTION 2

Таблица 14

Выходы продуктов деления ^{232}Th ионами ^4He различных энергий, мбарн [333]

Изотоп или мас- совое число	Период полурас- пада	Энергия ионов ^4He , Мэв					
		15,6-19,6	19,8	25,7-28,9	34,9-37,7	39,6-42,2	43,4-45,9
^{72}Zn	46,5ч			$0,036 \pm 0,009$	$0,14 \pm 0,03$		$0,34 \pm 0,07$
A=72				$0,038 \pm 0,010$	$0,15 \pm 0,04$		$0,37 \pm 0,09$
^{77}Ge	11,3ч			$0,083 \pm 0,03$	$0,040 \pm 0,02$		$0,58 \pm 0,14$
^{77}As	38,7ч			$0,12 \pm 0,05^x$	$0,037 \pm 0,11^x$		$\sim 0^x$
A=77				$0,20 \pm 0,10$	$0,41 \pm 0,13$		$0,58 \pm 0,14$
^{82}Br	35,34ч			$0,034 \pm 0,01^x$	$0,30 \pm 0,006^x$		
^{83}Br	2,41 ч				10 ± 5		
A=83					10 ± 5		
^{86}Rb	18,66 суток			$1,2 \pm 0,5^x$	$0,034 \pm 0,009^x$		$0,099 \pm 0,025^x$
^{89}Sr	52 дня	$0,051 \pm 0,010$	$0,84 \pm 0,2$	38 ± 19	30 ± 10		27 ± 6
A=89		$0,051 \pm 0,010$	$0,84 \pm 0,2$	38 ± 19	30 ± 10		27 ± 6
^{91}Sr	9,67 ч	$0,049 \pm 0,01$	$0,96 \pm 0,32$	66 ± 33	34 ± 7		30 ± 8
A=91		$0,049 \pm 0,01$	$0,97 \pm 0,32$	66 ± 33	35 ± 8		30 ± 8
^{93}Y	10,2			$7,4 \pm 3,7$			
A=93				$7,4 \pm 3,7$			
^{95}Zr	65 суток	$0,11 \pm 0,04$	$1,1 \pm 0,2$	46 ± 9	65 ± 13	$8,3 \pm 1,7$	91 ± 18
A=95		$0,11 \pm 0,04$	$1,1 \pm 0,2$	46 ± 9	65 ± 13	$8,4 \pm 1,7$	91 ± 18
^{97}Zr	17 ч	$0,058 \pm 0,02$	$1,1 \pm 0,2$	25 ± 5	42 ± 8	$7,7 \pm 1,9$	73 ± 18
A=97		$0,059 \pm 0,02$	$1,1 \pm 0,2$	25 ± 5	45 ± 9	$8,2 \pm 2,1$	76 ± 20
^{96}Nb	23,4						$0,45 \pm 0,15^x$
^{99}Mo	67ч			28 ± 6	40 ± 8		56 ± 11
A=99				28 ± 6	41 ± 9		56 ± 11
^{103}Ru	39,6 суток			11 ± 2	15 ± 4		24 ± 5
A=103				11 ± 2	15 ± 4		24 ± 5
^{105}Ru	4,44ч						23 ± 8
A=105							24 ± 8

Продолжение табл. 14

Изотоп или массовое число	Период по- лураспада	Энергия ионов ^4He , Мэв					
		15,6-19,6	19,8	25,7-28,9	34,9-37,7	39,6-42,2	43,4-45,9
106 Rn	367 суток			8,6±1,7	16±3		31±6
A=106				8,7±1,8	17±4		32±6
109 Ra	13,47 ч			8,2±2,1	17±3		38±8
A=109				8,2±2,1	17±3		38±8
112 Ra	21 ч			8,6±2,1	20±4		33±7
A=112				8,8±2,2	21±4		36±7
111 Ag	7,5 суток			11±2	27±5		63±13
A=111				11±2	27±5		63±13
115 Th	43 дня			0,79±0,2	1,4±0,3		7,8±3,9
115 Pa	53,5 ч	0,0047±0,003	0,30±0,2	12±4	24±5		54±27
115 Pa	53,5 ч + +43 дня	0,0052±0,004	0,32±0,31	13±4	25±5		62±31
A=115		0,0052±0,004	0,32±0,31	13±4	25±5		63±33
131 I	8,05 суток			16±4	22±6		
A=131				17±5	26±6		
133 I	21ч			26±7	34±14		
A=133				32±9	52±25		
136 Ba	13 суток			2,8±0,6 ^x	7,1±1,4 ^x		17±4 ^x
139 Ba	82,9 мин		0,77±0,3			42±12	
A=139			0,85±0,3			50±16	
140 Ba	12,8 суток	0,037±0,019	0,82±0,2	25±6	30±6	37±7	30±8
140 La	40,22 ч			1,7±0,5 ^x			3,7±1 ^x
A=140		0,042±0,021	0,96±0,2	28±7	42±8	52±11	38±10
141 Ce	33 дня						55±11
A=141							58±13
143 Ce	33 ч						57±14
A=143							57±14
144 Ce	284 дня						27±5
A=144							35±8
147 Nd	11,1 суток						11±4
A=147							12±5
Сечение деления		0,93±0,24		590±150	930±240		1650±410

^x Независимые выходы.

Т а б л и ц а 15

Выходы продуктов деления ^{233}U ионами ^4He различных энергий, мбарн [137, 146]

Изотоп	Период полурас- пада	Энергия ионов ^4He , Мэв			
		25,3	29,0	34,5	40,5
82 Br	35,34 ч	0,106 ^x	0,20 ^x	0,45 ^x	0,59 ^x
83 Br	2,41 ч	3,4±0,1	5,1±0,1	9,5±0,5	8,6±0,1
89 Sr	52 дня	5,7±0,5	11,7±0,4	21,5±0,5	22,0±1,0
91 Sr	9,67 ч	10,0±0,9	17,5±0,5	27,0±2,3	33,1±0,1
92 Sr	2,71 ч	11,4±0,4	23,5±0,9	28,5±0,5	34,8
93 Y	10,2 ч	17,0±0,4	23,3±0,3	35,9±1,0	38,0±0,4
95 Zr	65 суток	25,0±1,3	34,3±0,5	46,0±0,5	49,6
97 Zr	17,0 ч	21,0±1,9	31,0±1,9	45,9±1,0	46,0±2,5
103 Ru	39,6 суток	12,1±0,1	19,2±0,3	30,0±1,0	44,0±2,8
105 Ru	4,44 ч	7,6±0,1	11,0±0,9	22,3±0,3	35,0±1,2
106 Ru	367 суток	10,4±0,6	15,0±0,5	31,0±0,9	40,0±3,2
109 Pd	13,47 ч		15,0		
112 Pd	21 ч	7,0	13,0±0,3		
113 Ag	5,3 ч		16,9		
115 Cd	53,5 ч	8,0±0,5	16,0±0,9	33,2	42,1
115 ^m Cd	43 дня	0,8	(1,6)	4,0	5,3
130 I	12,4 ч	4,93 ^x	8,6 ^x	16,0 ^x	22,1 ^x
131 I	8,05 суток	11,7±0,5	19,2	26,2	32,9
133 I	21 ч	9,0±0,5	12,0±1,3	14,7±0,2	13,5
135 I	6,7 ч	2,3 ^x		4,4 ^x	-
140 Ba	12,8 суток	7,3±0,5	11,4±0,4	11,0	12,0
140 La	40,22 ч	3,3 ^x	6,2 ^x	8,9 ^x	10,9 ^x
141 Ce	33 дня	12,2±1,0	15,5±1,1	19,3±0,7	16,3
142 Pr	19,3 ч	0,23 ^x	0,38 ^x	0,63	1,41 ^x
143 Ce	33 ч	8,7±0,1	13,4±0,6	15,5	12,2
145 Pr	5,98 ч	6,0±0,1	10,4±0,1	13,0±0,2	10,3
147 Nd	11,1 суток	4,9±0,3	8,9±0,2	9,0	9,4±0,4
153 Sm	47 ч	1,0±0,10	1,9±0,05	2,7±0,3	2,8±0,1
157 Nd	15,2 ч	0,45±0,03	0,67	1,1±0,05	1,0
159 Gd	18,0 ч	0,20±0,02	0,27±0,05	0,55±0,05	0,55±0,05
Сечения деления		350	606	1090	1345

^x Независимые выходы по данным работы [148], остальные данные - по работе [137].

Т а б л и ц а 16

Выход продуктов деления ^{235}U ионами ^4He различных энергий, мбэрн [136]

Изотоп	Период полураспада	Энергия ионов ^4He , Мэв								
		23,5	26,2	27,8	30,7	35,3	40,4	41,0	44,3	46,2
^{89}Sr	52 дня					16		9,9	32	22
^{91}Sr	9,67 ч					19		17	52	35
^{95}Zr	65 суток	2,4	12	17	21	39	45	42	55	57
^{97}Zr	17 ч	6,5	15	15	12	58	45	44	45	48
^{99}Mo	67 ч	1,4							32	
^{103}Ru	39,6 суток	4,8				32			28	
^{105}Ru	4,44 ч	3,2				27			41	
^{106}Ru	357 суток					27			45	
^{111}Ag	7,5 суток	0,35	11						44	
^{113}Cd	53,5 ч	3,3	9,5	15	32	41		43	65	74
^{135}Ba	62,10 мин.	4,6	0,2			18		12	22	25
^{140}La	12,8 суток	3,4	7,4			12		8,4	14	15
^{141}Ce	33 дня	10		26	13		39			
^{143}Ce	33 ч	8,4		13	12					
^{144}Ce	284 дня	3,1		2,0	8,8		15	3,0		
^{146}Nd	11,1 суток			8,0				15		
^{146}Sm	103 суток			0,68				0,44		
^{152}Eu	15,2 ч	0,04		0,24				0,48		
^{155}Eu	4,78 суток			0,50				0,71		

Выход продуктов деления ²³⁵U зонами с различными энергиями

Изотоп	Период полураспада	Энергия нейтронов ²³⁵ U, Мэв														
		18,7	21,9	25,5	29,6	33,6	37,9	42,0	46,1	50,1	54,6	58,8	62,8	67,0	71,6	
		мбарн [136]		Выход по отношению к выходу ⁸⁸ Kr	мбарн [136]			Выход по отношению к выходу ⁸⁴ Kr, ¹³⁵ Ie	мбарн [136]		Выход по отношению к выходу ⁸⁴ Kr, ¹³⁵ Ie	мбарн		Выход по отношению к выходу ⁸⁴ Kr, ¹³⁵ Ie	мбарн	
⁷² Zn	46,5 ч													0,48		
⁸³ Kr	Стабильный						0,787 ^{xx}					0,836 ^{xx}		0,814 ^{xx}		0,323 ^{xx}
⁸⁴ Kr	То же						1,00 ^{xx}					1,00 ^{xx}		1,00 ^{xx}		1,00 ^{xx}
^{85m} Kr	4,4 ч			0,596 ⁺ +0,046 ^{xx}												
⁸⁵ Zr	10,76 года						0,320 ^{xx}					0,341 ^{xx}		0,361 ^{xx}		0,320 ^{xx}
⁸⁶ Kr	Стабильный						1,436					1,415		1,403		1,394
⁸⁷ Kr	76 мин			0,920 ⁺ +0,018												
⁸⁸ Kr	2,80 ч			1,00												
⁸⁹ Sr	52 дня	0,098			10	17	22		23	27					60	
⁹¹ Sr	9,67 ч	0,095			11	18	24		26	28					56	
⁹² Zr	65 суток		4,2		16	29	32		39	47			49		45	
⁹⁷ Zr	17,0 ч	0,071	4,3		17	31	31		42	49			50		56	
⁹⁹ Mo	67 ч				19		35								63	
¹⁰³ Ru	39,6 суток	0,017			12										52	
¹⁰⁵ Ru	4,44 ч				12										52	
¹⁰⁶ Ru	367 суток				11										60	
¹¹² Pd	21 ч				10		30								48	
¹¹¹ Ag	7,5 суток				11		33								72	

27

Изотоп	Период полураспада	Энергия ионов ^4He , МэВ														
		18,7	21,9	25,5	28,8	30,6	32,8	33,0	34,1	37,1	38,8	42,8	43,0	45	48,6	
		мбарн [136]		Выход по отношению к выходу ^{88}Kr	мбарн [136]			Выход по отношению к выходу ^{84}Kr , ^{131}Xe	мбарн [136]		Выход по отношению к выходу ^{84}Kr , ^{131}Xe	мбарн [136]		Выход по отношению к выходу ^{84}Kr , ^{131}Xe	мбарн [136]	
^{112}Ag	3,2 ч														48	
^{113}Ag	5,3 ч				11										73	
^{115}Cd	53,5 ч		0,87		12	18	36		38	48		51		60		
^{117}Cd	2,4 ч		0,90			15			35	45		57				
^{131}Xe	Стабильный							1,00 ^{xx}			1,00 ^{xx}		1,00 ^{xx}		1,00 ^{xx}	
^{132}Xe	То же							1,046 ^{xx}			1,018 ^{xx}		1,016 ^{xx}		1,007 ^{xx}	
^{134}Xe	"							1,109 ^{xx}			1,037 ^{xx}		1,018 ^{xx}		0,973 ^{xx}	
^{136}Xe	"							1,150 ^{xx}			1,162 ^{xx}		0,922 ^{xx}		0,864 ^{xx}	
^{139}Ba	22,9 мин	0,10			16	20			30	30						
^{140}Ba	12,8 суток	0,10			11	15	23		22	21					29	
^{141}Ce	33 дня		2,1		14		28		49						38	
^{143}Ce	33 ч		1,5		12		34		27						31	
^{144}Ce	284 дня		0,98		7,4		16		15						20	
^{147}Nd	11,1 суток				7,1		15		20						16	
^{156}Eu	15 суток				0,55		2,1		3,6						2,4	
^{157}Eu	15,2 ч				0,56		1,95		2,7						1,8	
^{159}Gd	18 ч				0,29		0,55								1,3	
^{161}Tb	6,9 суток								0,36						0,67	

^x В работе [136] приведены относительные выходы: по отношению к выходу ^{84}Kr (для изотопов криптона) и ^{131}Xe (для изотопов ксенона).

^{xx} Относительные выходы.

Таблица 18

Выходы продуктов деления ^{235}U ионами ^4He
различных энергий, мбарн [138]

Изотоп	Период полураспада	Энергия ионов ^4He , Мэв					
		20,5	23,1	25,95	28,2	33,8	39,9
72 _{Zn}	46,5 ч					(0,085)	0,43
82 _{Bt}	35,34 ч				0,064 ^x	0,12 ^x	0,20 ^x
83 _{Bt}	2,41 ч		0,66		3,12	5,3	7,6
89 _{Bt}	52 дни	0,38±0,02	2,12±0,03	5,9	11,3±0,7	17,6±1,4	20,6±0,1
91 _{Sr}	9,67 ч	0,57±0,09	3,09±0,08	7,8	14,7±0,3	24,7±0,3	29,9±1,1
92 _{Bt}	2,71 ч	(0,47)	3,09±0,20	10,0	15,6±2,0	26,9±0,8	28,0±1,5
93 _Y	10,2 ч					27,6	(50)
95 _{Zr}	65 суток	0,56	5,0±0,15		25,0±1,0	39,0±0,8	48,0±2,6
97 _{Zr}	17,0ч	0,83±0,03	5,0±0,19	15,3	26,5±1,7	41,0±2,3	49,0±1,2
103 _{Ru}	39,6 суток		3,15		22,5	37,7	48,5±0,6
105 _{Ru}	4,44 ч	(0,104)	2,0		17,8	25,0	39,8±1,8
106 _{Ru}	367 суток		(2,0)			(31)	42,6±2,2
112 _{Pd}	21ч			5,9	11,4±2,6	28,8±2,2	40,8±2,3
115 _{Cd}	53,5ч		1,10	4,63	11,4	27,6±1,6	41,0±0,6
115 _{Sn}	43 дни						5,0±0,15
130 _I	12,4ч				4,5 ^x	11,1 ^x	17,1 ^x
131 _I	8,05 суток	0,47	2,56		16,7±0,4	25,6±1,4	33,0±1,6
133 _I	21 ч	0,72	3,5±0,3		18,4±0,7	23,7±0,7	23,9±1,6
139 _{Ba}	82,9мин			(9,07)	17,0	28,5	31,2
140 _{Ba}	12,8 суток	0,57±0,10	3,4	8,70	13,5±0,5	20,5±0,7	22,0±0,2
140 _{La}	40,22 ч				2,2±0,15 ^{xx} , 2,7 ^x	5,7±0,1 ^{xx} , 4,3 ^x	8,1±0,7 ^{xx} , 8,5 ^x
141 _{Co}	33 дни	0,64	4,0		17,5±0,7	24,0±1,0	32,0±0,9
142 _{Pr}	19,3ч				0,22 ^x	0,48 ^x	0,67 ^x
143 _{Ce}	33 ч	0,61	3,0±0,4		15,5±0,5	22,0±1,3	27,0±0,8
145 _{Pr}	5,98ч					17,5	23,4
147 _{Nd}	11,1 суток	0,30	1,60±0,04		8,2±0,5	13,4±0,8	15,8±0,6
153 _{Sm}	47ч	0,05	0,44±0,02		2,7±0,4	4,0±0,06	5,2±0,14
156 _{Ru}	15 суток				0,74	1,54±0,14	2,1±0,15
157 _{Eu}	15,2ч	0,0165	0,038		0,39	1,16±0,12	1,66±0,66
159 _{Gd}	18ч				0,29	0,68±0,03	1,05±0,06
161 _{Tb}	6,9суток				0,09		0,50
Сечение деления [137]		10	87	290	580	1030	1386

^x Независимые выходы по данным работы [148].

^{xx} Независимые выходы по данным работы [138].

Т а б л и ц а 19

Выходы продуктов деления ^{238}U моноами ^4He
различных энергий, мбарн [137]

Изотоп	Период полу- распада	Энергия ионов ^4He , Мэв					
		19,8	24,1	31,0	33,8	38,8	39,9
^{72}Zn	46,5ч						0,54
^{82}Br	35,34ч				0,038 ^x		0,075 ^x
^{83}Br	2,41ч				2,7±0,3	2,2	5,3±0,5
^{89}Sr	52дня			3,66	8,8±0,9	22,5	14±1,0
^{91}Sr	9,67ч	0,06	1,1±0,1	15,6	16,5±0,7	29,4±0,9	29±2,0
^{92}Sr	2,71ч				17,7±1,1		32,1±1,0
^{93}Y	10,3ч		3,5	22,0±0,2	29,7±1,6	35,6±1,4	40,4±1,3
^{96}Zr	65 суток	0,28	5,8±0,1	35,1±1,5	43,5±2,6	48,6±2,6	50,5±1,6
^{97}Zr	17 ч	0,33	6,6	37,2±1,2	42,8±1,9	47,2±0,4	49,6±2,4
^{103}Ru	39,6 суток	0,35	5,48		42,0±0,7	43,8	49,7±3,0
^{105}Rh	4,44ч		4,74	27,7	31,8±1,3	37,5	37,6±1,3
^{106}Rh	367 суток				36,4±0,4		42,3±0,3
^{112}Pd	21ч	0,03	2,0±0,1	19,0±0,5		30,4±2,1	39,6
$^{115},^{115\text{m}}\text{Cd}$	535ч+ 143 дня	0,019	1,48	16,3	22	30,4	37,3±0,8
^{130}I	12,4ч				3,78 ^x		7,0 ^x
^{131}I	8,05 суток	0,13	3,71±0,4	25,4	29,1±0,6	31,6±1,6	40,9±1,1
^{133}I	21ч	0,23	4,1±0,1	26,3±1,7	31,4±0,5		39,4
^{139}Ba	32,9мин						43,9
^{140}Ba	12,8 суток	0,341	5,7±0,1	30,8±0,9		31,1±0,6	37,5±2,5
^{140}La	40,22ч				1,8 ^x		4,2 ^x
^{141}Ce	33 дня	0,34	5,2	29,2	33,4	27,2±1,7	47,2±0,3
^{143}Ce	33 ч	0,32	5,2	27,3±0,1	27,2	28,2±0,4	43,0±0,5
^{145}Pr	5,96ч				17,9±1,9		35,7±0,6
^{147}Nd	11,1 суток	0,082	2,43±0,15	6,74±0,1	13,0±1,0	15,1±0,4	19,0±0,9
^{153}Sm	47ч	0,017	0,68	0,40	3,5±0,5	2,1±0,2	5,5±0,8
^{157}Eu	15,2ч				1,6±0,5		1,8±0,2
^{159}Gd	18 ч				1,0±0,3	1,0	1,5±0,1
Сечение деления [137]		5,4	168	800	970	1127	131

^x Независимые выходы по данным работы [148].

Т а б л и ц а 20

Выход продуктов деления ^{238}U ионами ^4He
различных энергий, мбарн

Изотоп	Период полу-распада	Энергия янов ^4He , Мэв										
		22,6	25,2 /136/	25,2 /154/x	27,1	32,5 /136/	33,8	38,6	40,1	43,9	45,4	
		мбарн			м б а р н							
85m Kr	4,4ч			0,576+ +0,015								
87 Kr	76мин			0,942± ±0,033								
88 Kr	2,80ч			1,00								
89 Sr	50,5 суток								24/136/		27/136/	
91 Sr	9,67ч								27/136/		35/136/	
95 Zr	65 суток	4,7 /136, 234/			29/136, 234/	21	28 /136, 234/	38 /136, 234/	35/136, 234/	41 /136, 234/	36/136, 234/	
97 Zr	17 ч	8,0 /136, 234/			36/136, 234/	34	41/136, 234/	54/136, 234/	54/136, 234/	53/136, 234/	52/136, 234/	
99 Mo	66ч								59/136/			
103 Ru	39,8 суток	6,5 /136, 234/						47/136, 234/	44/136, 234/	51/136, 234/	47/136, 234/	
112 Pd	21ч								54/136/			
105 Ru	4,5ч	7,0 /136, 234/						36/136, 234/	53/136, 234/	55/136, 234/	48/136, 234/	
111 Ag	7,6 суток								43/136/			
113 Ag	5,3ч								49/136/			
115 Cd	53ч	2,6 /136, 234/			15,4 /136, 234/			48 /136, 234/	60 /136, 234/	58 /136, 234/	49/136, 234/	
117 Cd	50мин	1,9 /136/								61/136/		
129m Te	33,5 суток								31/136/			
132 Te	77,7ч								39/136/			
139 Ba	84мин	6,5 /136, 234/						36 /136, 234/		37 /136, 234/	42/136, 234/	
140 Ba	12,8 суток	5,8 /136, 234/					29 /136, 234/	35 /136, 234/	35 /136, 234/	36 /136, 234/	36/136, 234/	
141 Ce	33,1 суток				40/136/							
143 Ce	33ч		11,5		23/136, 234/			44 /136, 234/	49 /136, 234/	30 /136, 234/		
147 Nd	11,06 суток				15/136, 234/			27 /136, 234/	19/136, 234/			
156 Eu	15,4 суток				1,8 /136, 234/			3,4 /136, 234/	4,1 /136, 234/			
157 Eu	15,4ч				1,5 /136, 234/			2,5 /136, 234/	2,2 /136, 234/			
159 Gd	18ч								0,71/136/			
161 Tb	6,88 суток				0,29 /136/			0,46/136/				

x Выход по отношению к выходу ^{88}Kr .

Т а б л и ц а 2 I

Выходн продукты деления ²³⁷Np ионами ⁴He различных энергий, мбарн

Изотоп или массо- вое число	Период полу- распа- да	Энергия, ионов ⁴ He, Мэв					40,5
		20,0/337/	25,0/337/	38,4/337/	32,5/337/	37,5/337/	
⁷² Zn	46,5						0,41±0,02 /337,338/
A=72 ⁷⁶ As							0,52/337/ 0,14±0,08 ^x /338/
A=76 ⁷⁷ As	38,7ч						1,80/338/ 3,38±0,31 /337,338/
A=77 ⁸² Br	35,34ч						3,38/337/ 0,285±0,015 ^x /338/
A=82 ⁸³ Br	2,41ч	0,030±0,002	1,70±0,09	3,25±0,23	3,76±0,15	6,40±0,30	6,60/338/ 6,77±0,35 /337,338/
A=83 ⁸⁶ Nb	18,66 суток	0,038	1,73	3,35	3,92	6,74	7,10/337/ 0,76±0,10 ^x /338/
A=86 ⁸⁹ Sr	52дня	0,19±0,01	4,43±0,79	7,80±0,40	11,9±0,6	14,5±0,6	13,0/338/ 16,7±0,8 /337/
A=89 ⁹¹ Sr	9,67ч	0,190	4,43	7,80	11,9	14,5	16,7/337/ 0,23±0,02
A=91 ⁹³ Y	10,2ч	0,240	5,84	11,1	16,4	24,9	24,4±1,2/337/ 26,0/337/
A=93 ⁹⁵ Zr	65 суток	0,291	8,65±0,40	17,5±0,9	24,9±1,1	29,1±1,5	31,6±1,6/337/ 32,0/337/
A=95 ⁹⁶ Nb	23,4ч						1,57±0,16 ^x /338/
A=96 ⁹⁷ Zr	17 ч	0,47±0,03	10,2±0,5	20,7±1,0	29,8±1,6	34,1±1,6	37,5/338/ 36,6±1,8 /337,338/
A=97 ¹⁰³ Ru	39,6 суток	0,511	11,1	23,0	33,9	38,8	41,6/337/ 39,0/338/
A=103 ¹⁰⁵ Ru	4,44ч	0,61±0,17	13,6±2,0	29,1±1,0	33,1±1,7	43,4±2,3	48,4±2,4/337/
A=105 ¹⁰⁶ Ru	367 суток	0,609	13,6	29,1	33,1	43,4	48,4/337/ 0,47±0,12
A=106 ¹⁰⁹ Pd	13,47ч	0,466	13,5	27,5	31,9	41,3	48,4±2,4/337/ 48,4/337/
A=109 ¹¹¹ Ag	7,5 суток	0,41±0,07			32±1,6	38,5±2,2	46,1±2,3/337/
A=111 ¹¹² Pd	21ч	0,409			33	40,2	47,0/337/ 34,7±2,1
A=112 ¹¹² Ag	3,2ч						45,4±2,3/337/ 45,4/337/
A=112							49,0±8,4/337/
A=112			6,48±0,30	15,3±1,0	25,6±1,1	32,8±2,0	49,0/337/ 40,5±2,0 /337,338/
A=112							7,6±2,5 ^x /338/
A=112			6,75	16,1	27,2	36,4	43,4/337/ 43,0/338/

Продолжение табл. 21

Изотоп или массо- вое число	Период полу- распа- да	Энергия ионов ^4He , МэВ					40,5
		20,0/337/	25,0/337/	38,4/337/	32,5/337/	37,5/337/	
I13 Ag	5,3ч		5,69±0,30	14,9±1,0		32,2±4,0	42,5±2,0/337/
A=I13			5,69	14,9		32,9	42,5/337/
I156d под- цны	53,5 43дня	0,077±0,018	5,74±0,55	14,2±0,8	25,6±1,1	51,8±1,6	41,8±1,7/337/
A=I15		0,077	5,74	14,2	25,6	31,8	41,8/337/
I30 Г	12,4ч						15,6±2,6 ^x /338/
A=I30							47,5/338/
I31 Г	8,05 суток	0,29±0,03	9,19±0,41	17,7±1,4	26,4±1,3	27,6±1,2	23,9±1,7 /337,338/
A=I31		0,326	10,2	20,1	30,7	34,5	42,4/337/ 43,0/338/
I33 Г	21ч	0,46±0,03	9,19±0,50	17,1±1,9	18,9±1,0	18,1±1,0	20,4±1,0/337,338/
A=I33		0,696	13,9	28,6	34,4	38,5	43,0/337/ 47,0/338/
I36 Oв	13суток						20,4±1,6 ^x /338/
A=I36							43,0/338/
I40 Ba	12,8 суток	0,30±0,06	7,87±0,81	15,3±1,0	17,7±1,0	15,0±0,9	16,0±0,8/337,338/
I40 La	40,22ч						9,33±0,50 ^x /338/
A=I40		0,388	10,1	20,7	25,6	25,9	27,1/337/ 32,5/338/
I41 Ce	33дня						24,6±1,3/337/
A=I41							24,6/337/
I42 Pr	19,3ч						1,17±0,42 ^x /338/
A=I42							27,5/338/
I43 Ce	33ч	0,27±0,02	8,70±0,70	14,5±1,8	19,5±1,5	19,5±0,9	22,7±1,2/337/
A=I43		0,282	9,05	15,4	21,0	22,2	25,5/337/
I45 Pr	5,98ч						18,9±1,5/337/ 19,0/338/
A=I45							20,3 /337/
I47 Nd	11,1 суток	0,18±0,03	4,76±0,16	6,02±0,36	11,8±0,5	11,0±1,0	14,3±1,1/337,338/
A=I47		0,183	4,76	6,08	12,1	11,5	14,9/337/
I53 Sm	47ч	0,056±0,012	1,52±0,10	2,19±0,1	4,37±0,21	2,93±0,60	5,01±0,54/337,338/
A=I53		0,058	1,57	2,28	4,59	3,26	5,56/337/
I56 Eu	15суток						
A=I56							
I57 Eu	15,2 ч	0,012±0,002		0,92±0,05	1,45±0,09	1,14±0,14	1,27±0,36/337,338/
A=I57		0,013		1,06	1,73	1,52	1,65/337/
I59 Gd	18 ч				0,98±0,04	0,75±0,04	1,09±0,15/337,338/
A=I59					1,09	0,91	1,33/337/
I60 Tb							0,370±0,077 ^x /338/
A=I60							1,26/338/
I61 Tb	6,9 суток						0,79±0,06/337,338/
A=I61							0,90 /337/
Сечение деления/337/		10	300	640	890	1100	1300

x Независимые входы.

Т а б л и ц а 22

Выходы продуктов деления ^{238}Pu ионами ^4He различных энергий, мбарн /139/

Изотоп	Период полу- распа- да	Энергия ионов ^4He , Мэв						
		25,2	28,7	30,2	33,0	36,6	42,2	47,4
^{91}Sr	9,67ч		14		17	12	11	29
^{115}Cd $^{115\text{m}}\text{Cd}$ пол- ный	53,5ч+ 43дня	10	23	28	43	38	43	57
^{140}Ba	12,8 суток	10	12	17	20	22	15	19
^{143}Ce	33ч			25		34	22	
^{147}Nd	11,1 суток			17		23	20	
^{156}Eu	15 суток			2,8		3,6	3,7	
^{161}Tb	6,9 суток			0,48		1,9	1,0	
Сечение деления		430	640	980	1100	1000	1000	1400

Т а с л и ц а 23

Выходы продуктов деления ^{239}Pu ионами ^4He различных энергий, мбарн

Изотоп или мас- совое число	Период полу- распада	Энергия ионов ^4He , Мэв											
		20,2 [139]	21,5 [337]	24,0 [139]	24,5 [139]	27,5 [139]	32,0 [337, 338]	34 [139]	38 [139]	40,7 [139]	43,6 [139]	46,0 [139]	47,5 [139]
^{72}Zn	46,5ч						$0,14 \pm 0,05 / 337,$ $338/$						
$A=72$							$0,19 / 337/$						
^{76}As	26,8 ч						$0,21 \pm 0,018 / 338/$						
$A=76$							$0,84^x / 338/$						
^{77}As	38,7 ч						$0,67 \pm 0,05 / 337,$ $338/$						
$A=77$							$0,68 / 337/$						
^{82}Br	35,34ч			$0,05^x$			$0,46 \pm 0,18^x / 338/$						
$A=82$							$4,00 / 338/$						
^{83}Br	2,41ч		$0,166 \pm 0,008$	0,23			$5,6 \pm 2,1 / 337, 338/$						
$A=83$			$0,171$				$5,9 / 337/$						
^{86}Rb	18,66 суток						$0,58 \pm 0,37^x / 338/$						
$A=86$							$7,60 / 338/$						
^{89}Sr	52 дня	0,06	$0,65 \pm 0,03$	0,95	2,0	3,4	$11,2 \pm 1,3 / 337/$	4,3	15	9,5	16	14	15
$A=89$			$0,647$				$11,2 / 337/$						
^{91}Sr	9,67ч	0,11	$0,78 \pm 0,04$	2,1	3,5		$13,9 \pm 1,7 / 337/$	5,4	14	15	26	17	34
$A=91$			$0,802$				$14,6 / 337/$						
^{92}Sr	2,71ч	0,13						6,2	13	13		17	21
^{93}Y	10,2ч		$1,01 \pm 0,09$				$15,1 \pm 2,3 / 337/$						
$A=93$			$1,03$				$15,6 / 337/$						
^{95}Zr	65 суток		$1,69 \pm 0,07$				$22,2 \pm 1,0 / 337/$						
$A=95$			$1,69$				$22,6 / 337/$						
^{96}Nb	23,4ч						$1,55 \pm 0,25^x / 338/$						
$A=96$							$23,8 / 338/$						
^{97}Zr	17,0ч		$1,57 \pm 0,08$				$25,4 \pm 1,0 / 337, 338/$						
$A=97$			$1,71$				$29,7 / 337/,$ $36,0 / 338/$						
^{103}Ru	39,6 суток		$2,40 \pm 0,12$				$41,9 \pm 4,4 / 337/$						
$A=103$			$2,40$				$41,9 / 337/$						

Изотоп или мас- совое число	Период полу- распада	Энергия ионов ^4He , Мэв											
		20,2 [139]	21,5 [337]	24,0 [139]	24,5 [139]	27,5 [139]	32,0 [337, 338]	34 [139]	38 [139]	40,7 [139]	43,8 [139]	46,0 [139]	47,5 [139]
^{105}Ru	4,44ч		2,37±0,12				42,4±2,3/337/	8,6					
A=105			2,37				42,5/337/						
^{106}Ru	367суток						39,3±2,0/337/						
A=106							40,5/337/						
^{109}Pd	13,47 ч		1,80±0,10				32,0±1,5/337/						
A=109			1,80				32, /337/						
^{111}Ag	7,5суток						26,7±1,2/337/						
A=111							26,7/337/						
^{112}Pd	21ч		1,00±0,07				23,1±1,0/337/ 23,4/338/						
^{112}Ag	3,2ч						3,26±0,82 ^x /338/						
A=112			1,05				24,8/337/ , 25,4/338/						
^{113}Ag	5,3ч		0,75±0,04				26,1±1,9/337/						
A=113			0,750				26,1/337/						
^{115}Cd полный	53,5ч+43дня	0,048	0,60±0,05	0,7	1,4	2,6	22,9±1,4/337/	5,3	9	38	68	55	
A=115			0,600				22,9/337/						
^{117}Cd	2,4ч	0,04						6,2	18	23		48	85
^{130}I	12,4ч						11,9±1,1 ^x /338/						
A=130							35,0/338/						
^{131}I	8,05ч		1,45±0,07	1,6			25,5±9,0/337/ , 26,8/338/						
A=131			1,63				31,1/337/ , 37,0/338/						
^{133}I	21ч		1,70±0,08	2,1			19,2±1,0/337/ , 19,2±0,8/338/						
A=133			2,74				36,9/337/ 42,0/338/						
^{136}Cs	13суток						20,2 ^x /338/						
A=136							40,0/338/						
^{140}Ba	12,8 суток	0,19	1,43±0,08	3,1	4,5	6,6	16,3±1,4 /337, 338/	12	16	9,5	19	18	18
^{139}Ba	82,9мин	0,29			5,4	5,7				16		20	21

Изотоп или мас- совое число	Период полурас- пада	Энергия ионов ^4He . Мэв											
		20,2 [139]	21,5 [337]	24,0 [139]	24,5 [139]	27,5 [139]	32,0/337,338/	34 [139]	38 [139]	40,7 [139]	43,8 [139]	46,0 [139]	47,5 [139]
^{140}La	40,22						$9,99 \pm 2,9^x / 338 /$						
A=140			1,93				$25,9 / 337 /,$ $27,8 / 338 /$						
^{142}Pr	19,3 ч						$0,33 \pm 0,10^x / 338 /$						
A=142	-						$23,3 / 338 /$						
^{143}Ce	33ч		$1,40 \pm 0,16$	3,0			$14,2 \pm 2,2 / 337 /$	II					
A=143	-		1,49				$15,4 / 337 /$						
^{145}Ce	3,0 мин							IV					
^{145}Pr	5,98ч						$14,6 \pm 0,9 / 337, 338 /$						
A=145							$15,2 / 337 /$						
^{147}Nd	II, I суток		$0,97 \pm 0,07$				$11,5 \pm 0,6 / 337, 338 /$					12	
A=147	-		0,98				$11,9 / 337 /$						
^{153}Sm	47 ч		$0,29 \pm 0,03$				$5,22 \pm 0,25 / 337, 338 /$						
A=153	-		0,300				$5,49 / 337 /$						
^{156}Eu	15 суток			0,32			$1,86 \pm 0,08 / 337, 338 /$	0,7				2,9	
A=156	-						$2,04 / 337 /$						
^{157}Eu	15,2 ч		$0,081 \pm 0,006$	0,30			$1,56 \pm 0,24 / 337, 338 /$					2,3	
A=157	-		0,092				$1,95 / 337 /$						
^{159}Gd	18,0 ч		$0,092 \pm 0,012$				$1,63 \pm 0,10 / 337, 338 /$						
A=159	-		0,098				$1,85 / 337 /$						
^{160}Tb	72,3 суток						$0,47 \pm 0,18^x / 338 /$						
A=160	-						$1,40 / 338 /$						
^{161}Tb	6,9 суток						$0,912 \pm 0,21 / 337 /;$ $0,91 / 338 /$					1,9	
A=161							$0,98 / 337 /$						
Сечение деления		$5,0 / 139 /$	48	56	125	160	$900 / 337 /$	310	510	780	1460	1260	1900

x Независимые выходы.

Таблица 24

Отношения независимых выходов осколков к полным выходам соответствующих пепочек
(изобар) при делении ^{232}Th пестонами различных энергий

Изотоп	Период полу- распада	Энергия пестонов, Мэв													
		9,5 /331/	11,3 /331/	12,8 /153/	15/340/	17,2 /153/	18,6 /153/	25,8 /153/	29/340/	36,1 /153/	39,5 /153/	40,7 /153/	55,5 /153/	57 /340/	82,4 /153/
^{72}Ga	14,10ч									0,021		0,033	0,068		0,132
^{82}Br	35,34ч	0,00886±0,00226	0,00484±0,00123	0,0043			0,0067				0,035		0,062		0,109; 0,125
^{86}Rb	18,66 суток	0,00193±0,0004	0,0279±0,0071												
^{90}Y	64ч	0,0215±0,0054	0,0179±0,0046												
^{91}Y	58,8 суток	0,0139±0,0022	0,0643±0,0164												
^{95}Nb	35суток	0,147±0,037	0,111±0,028												
^{96}Nb	23,4ч	0,0251±0,0064	0,0179±0,0028												
^{97}Nb	72мин	0,0857±0,0133	0,0564±0,0108												
^{112}Ag	3,2ч	0,113±0,032	0,104±0,029			0,018		0,035				0,058	0,077; 0,089		0,154; 0,158
^{117}In	44мин				0,016± ±0,008				0,010± ±0,008					0,057± ±0,0015	0,16± ±0,08
^{134}Cs	2,9ч	0,00302±0,00056	0,00359±0,00067												
^{136}Cs	13суток	0,0378±0,0096	0,0462±0,0073												
^{140}La	40,22ч							0,043					0,22		0,22

Т а б л и ц а 25
238 U

Отношения независимых выходов осколков к полным выходам соответствующих цепочек (изобар) при делении
различных энергий

Изотоп	Период полу- распада	Энергия изотопов, Мэв							
		9,5 /325/	11,3 /325/	15 /340/	29 /340/	43 /340/	57 /340/	80 /340/	104 /340/
82 Br	35,34 ч	0,012±0,007	0,010±0,005						
86 Br	18,66 суток	0,007±0,005	0,0027±0,0015						
90 Y	64 ч	0,030±0,015	0,024±0,015						
91 Y	58,8 суток	0,090±0,025	0,098±0,015						
95 Nb	35 суток	0,023±0,008	0,0060±0,0009						
96 Nb	23,4 ч	0,015±0,004	0,0012±0,0004						
97 Nb	72 мин	0,0241±0,0006	0,0044±0,0005						
112 Ag	3,2 ч	0,100±0,015	0,080±0,005						
117 In	44 мин			0,006±0,004	0,060±0,015	0,075±0,015	0,087±0,017	0,12±0,04	0,18±0,05
132 I	2,3 ч	0,108±0,015	0,110±0,015						
134 Cs	2,9 ч	0,0012±0,0010	0,0004±0,0004						
136 Cs	13 суток	0,0464±0,0045	0,052±0,008						
140 La	40,22 ч	0,0163±0,0015	0,120±0,030						

Отношения независимых выходов осколков к полным выходам соответствующих цепочек (изобар) при делении ^{232}Th и ^{238}U дейтронами различных энергий

Изотоп	Период полураспада	Энергия дейтронов, МэВ			
		11,5 /331/	13,6 /133, 121/	11,4 /325/	13,6 /121, 133/
		^{232}Th		^{238}U	
^{82}Br	35,34ч	$0,000747 \pm 0,000158$	$(1,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ /133/	$0,026 \pm 0,015$	
^{86}Rb	18,66 суток	$0,00117 \pm 0,00025$		$0,0033 \pm 0,0020$	
^{90}Y	64 ч	$0,00529 \pm 0,00112$		$0,0172 \pm 0,0050$	
^{91}Y	58,8 суток	$0,0804 \pm 0,0150$		$0,150 \pm 0,025$	
^{95}Nb	35 суток	$0,0515 \pm 0,0109$		$0,0063 \pm 0,0035$	
^{96}Nb	23,4ч	$0,00135 \pm 0,00029$		$0,0071 \pm 0,0009$	
^{97}Nb	72 млн	$0,0400 \pm 0,0085$		$0,0561 \pm 0,0011$	
^{112}Ag	3,2 ч	$0,153 \pm 0,042$		$0,083 \pm 0,020$	
^{132}I	2,3 ч			$0,111 \pm 0,015$	
^{134}I	52 мин		$0,43 \pm 0,05$ /133/		$0,41 \pm 0,05$ /133/
^{134}Cs	2,9 ч	$0,000527 \pm 0,000111$		$0,0014 \pm 0,0010$	
^{136}Cs	13 суток	$0,0101 \pm 0,021$	$0,033 \pm 0,006$ /121, 133/	$0,065 \pm 0,015$	$0,037 \pm 0,01$ /121, 133/

Т а б л и ц а 27

Отношения независимых выходов осколков к полным выходам соответствующих цепочек (изобар) при делении ^{232}Th ионами ^4He различных энергий [203]

Энергия ионов $^4\text{He}^x$, Мэв	90 Y	96 Nb	136 Os	140 La
	64 ч	23,4 ч	13 суток	40,22 ч
24			0,041	
24,6			0,047	
25,4	$2,05 \cdot 10^{-4}$		0,051	0,00615
25,6	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$0,81 \cdot 10^{-3}$		0,0071
26				0,0066
26,3		$0,80 \cdot 10^{-3}$		
26,4			0,060	
27	$2,5 \cdot 10^{-4}$			0,0095
27,5	$3,1 \cdot 10^{-4}$			0,0102
28,1		$1,07 \cdot 10^{-3}$		
28,7			0,090	
30,5		$1,21 \cdot 10^{-3}$		
30,9			0,101	
31	$1,2 \cdot 10^{-4}$			0,0163
32,1			0,116	
32,6	$5,1 \cdot 10^{-4}$			0,0243
33,6		$1,68 \cdot 10^{-3}$		
34,5	$5,1 \cdot 10^{-4}$			0,0266
34,6			0,147	
35,1	$4,8 \cdot 10^{-4}$			0,0258
35,3				0,0279
35,4			0,145	
35,9	$3,9 \cdot 10^{-4}$			0,0307
36,2	$6,4 \cdot 10^{-4}$			0,0345
36,7			0,169	
37,7		$2,27 \cdot 10^{-3}$		
37,9	$4,9 \cdot 10^{-4}$			0,0414
38,8			0,202	
38,9		$2,53 \cdot 10^{-3}$		
39,3			0,189	
40,5	$9,5 \cdot 10^{-4}$			0,0569
41,0		$2,97 \cdot 10^{-3}$		
41,2			0,221	
41,6			0,220	
42,7	$13,8 \cdot 10^{-4}$			0,0697
42,9			0,248	
43,4	$18,0 \cdot 10^{-4}$	$3,47 \cdot 10^{-3}$		0,0688
43,5	$14,1 \cdot 10^{-4}$			0,0726
43,9				0,0709
44,1	$19,0 \cdot 10^{-4}$			0,0653
44,6		$3,68 \cdot 10^{-3}$		

^x Вычислена при использовании приведенных в работе [203] энергий возбуждения E^x по формуле $E_{^4\text{He}} = E^x + 5,0$ Мэв.

Отношения независимых и кумулятивных выходов осколков к полным выходам соответствующих пепочек (изобар) при делении ^{232}Th ионами ^4He различных энергий [336]

Изотоп	Период полу-распада	Энергия ионов гелия, \times Мэв												
		20-23	26,0	27,1	28,0	31,8	33,7	36,1	38,1	40,1	42,1	44,3	48,5	62,0
^{80}Br	17,6 мин						$\leq 0,00054$			$\leq 0,00063$		$\leq 0,00076$		$\leq 0,0025$
^{81}Kr	$2,1 \times 10^5$ лет											$\leq 0,00030$		
^{82}Br	35,34ч		$0,0056+ \pm 0,0014$				$0,00647+ \pm 0,00051$	$0,0073+ \pm 0,0004$	$0,081+ \pm 0,0004$	$0,0096+ \pm 0,0004$	$0,0120+ \pm 0,0006$	$0,0137+ \pm 0,0003$	$0,0183+ \pm 0,0015$	$0,0400+ \pm 0,0026$
^{87}Rb	18,66 суток											$0,00267+ \pm 0,00022$		
^{126}I	13 суток					$\leq 0,000054$		$\leq 0,00011$			$0,00019+ \pm 0,00005$	$0,00028+ \pm 0,00005$		$0,0039+ \pm 0,0004$
^{128}I	25,0 мин		$0,0019+ \pm 0,0002$	$0,0023+ \pm 0,0005$			$0,0045+ \pm 0,0003$	$0,0062+ \pm 0,0004$	$0,0082+ \pm 0,0004$	$0,0103+ \pm 0,0004$	$0,0129+ \pm 0,0005$	$0,0165+ \pm 0,0005$	$0,0219+ \pm 0,0005$	$0,0633+ \pm 0,0013$
^{129}Xe	Стабильный								$\leq 0,00064$	$0,00066+ \pm 0,00022$		$0,00122+ \pm 0,00013$	$0,0029+ \pm 0,0003$	$0,0062+ \pm 0,0004$
^{130}I	12,4ч		$0,0273+ \pm 0,0030$	$0,0354+ \pm 0,0021$			$0,0660+ \pm 0,0018$	$0,0806+ \pm 0,0019$	$0,0957+ \pm 0,0025$	$0,114+ \pm 0,002$	$0,129+ \pm 0,002$	$0,149+ \pm 0,002$	$0,160+ \pm 0,004$	$0,315+ \pm 0,004$
^{132}Cs	6,5 суток											$0,00137+ \pm 0,00011$		
^{134}Cs	2,05 года			$\leq 0,0068$			$0,0076+ \pm 0,0007$					$0,0302+ \pm 0,0013$		
^{135}I	6,7 ч	$0,78 \pm 0,02^{xx}$			$0,653+ \pm 0,015^{xx}$		$0,566+ \pm 0,012^{xx}$					$0,376+ \pm 0,009^{xx}$		
^{135}Xe	9,2ч	$0,22 \pm 0,010$			$0,333+ \pm 0,009$		$0,381+ \pm 0,009$					$0,523+ \pm 0,010$		
^{135}Cs	$3 \cdot 10^6$ лет	$\leq 0,009$			$0,014+ \pm 0,004$		$0,032+ \pm 0,004$					$0,038+ \pm 0,006$		
^{136}Cs	13 суток	$0,0223+ \pm 0,0035$		$0,0713+ \pm 0,0045$			$0,111+ \pm 0,006$					$0,230+ \pm 0,008$		
^{150}Pm	161мин											$0,025+ \pm 0,003$		

^x Вычислена при использовании приведенных в работе [336] энергий возбуждения E по формуле $E_{\text{He}} = E + 5,0$ Мэв.

^{xx} Кумулятивные выходы.

Таблица 29

Отношения независимых и кумулятивных выходов осколков к полным выходам соответствующих пелочек (изобар)

для деления ^{235}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Pu , ^{239}Pu в каналах ^4He различных энергий

Изо- топ	Пери- од полу- рас- пада	^{232}Th				^{235}U								^{238}U			^{237}Pu	^{239}Pu	
		Энергия нейтронов ^4He , МэВ [148]				Энергия нейтронов ^4He , МэВ								Энергия нейтронов ^4He , МэВ			Энергия нейтронов ^4He , МэВ [336]		
		25,3	29	34,5	40,5	24 [121]	28,2 [148]	33,0 [336]	33,8 [148]	38,6 [336]	39,9 [148]	43,0 [336]	45,7 [121]	45,6 [336]	24 [121]	33,8 [148]	39,9 [148]	40,5	32
76 80	La 26,8ч Fr 17,6 мин																	0,080	0,025
81	Kr 2,1г х 10 ⁹ лет												0,00074	0,0012±0,0003					
82	Fr 35,34ч	0,038	0,042	0,064	0,0909		0,023	0,0192± ±0,0014	0,025	0,0295± ±0,0015	0,0286	0,0410± ±0,0016	0,0525±0,0015		0,010	0,0156	0,043	0,114	
86	Rb 18,66 суток																	0,059	0,076
96	Rb 23,4ч																	0,042	0,085
97	Zr 17ч																	0,94 ^x	0,71 ^x
112	Rd 21ч																	0,94 ^x	0,91 ^x
112	Ag 3,2ч																	0,18	0,13
126	I 13 суток							0,00071± ±0,00015		0,0021± ±0,0002		0,0041± ±0,0004	0,0067±0,0005						
128	I 25мин							0,0204± ±0,0008		0,0421± ±0,0014		0,0669± ±0,0016	0,0938±0,0015						
129	Xe Ста- биль- ный							0,0018± ±0,0001		0,0039± ±0,0002		0,0075± ±0,0003	0,0132±0,0004						
130	I 12,4ч	0,361	0,39	0,391	0,451		0,205	0,164±0,005	0,30	0,251±0,006	0,352	0,318± ±0,006	0,376±0,006		0,102	0,158	0,33	0,322	
131	I 8,05 суток																	0,71 ^x	0,70 ^x
133	I 21ч																	0,44 ^x	0,46 ^x
135	I 6,7ч	0,128		0,090															
136	Cs 13 суток					0,084± 0,2647						0,4435		0,0292				0,474	0,50
140	Ba 12,8 суток																	0,50 ^x	0,58 ^x
140	La 40,22ч	0,201	0,269	0,262	0,31		0,117		0,126		0,21				0,042	0,034	0,287	0,35	
142	Pr 19,3ч	0,019	0,021	0,026	0,061		0,010		0,0145		0,019							0,043	0,114
160	Tb 72,3 дня																	0,294	0,33

^x Кумулятивные выходы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Leman W. e.a. - "Nucl. Sci. and Eng.", 1970, vol. 42, N 2, p. 191.
2. Гусев Н., Машкович В., Обвинцев П. Гамма-излучения радиоактивных изотопов и продуктов деления. М., Физматгиз, 1958.
3. Radiochemical Stud. The Fission Products, Ed. by O.D. Coryell, N. Sugarman. Vol. 4. N.Y. - L., McGraw-Hill book Co, 1951, p. 9.
4. Штейнберг Е.П., Гленденин Л.Е. - В кн.: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955 г.). Доклады иностранных ученых. Т. 7. Ядерная химия и действие излучения. М., Госхимиздат, 1958.
5. Duffield R.B., Schmitt R.A., Sharp W.A. - In: Proc. of the Second United Nat. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 15, Geneva, 1958, p. 202.
6. Katscoff S. - "Nucleonics", 1960, vol. 18, N 1, p. 201.
7. Katscoff S. - "Nucleonics", 1958, vol. 16, N 4, p. 98.
8. Зыкин Ю.А., Лбов А.А., Сельченков Л.И. Выходы продуктов деления и их распределение по массам. М., Госатомиздат, 1963; Zyvin Yu.A., Lbov A.A., Selchenkov L.I. Fission Product Yields and their Mass Distribution. N.Y., Consultants Bureau, 1964.
9. Иванов Р.Н. и др. - "Атомная энергия", 1957, т. 3, вып. 12, с. 546.
10. Wjörnerstedt R. - "Arkiv för fysik", 1959, vol. 16, N 2B, p. 293.
11. Грешилов А.А., Колобашкин В.М., Дементьев С.И. Продукты мгновенного деления U^{235} , U^{238} , Pu^{239} в интервале 0-1 ч. М., Атомиздат, 1969.
12. Гусев Н.Г. Защита от гамма-излучения продуктов деления. М., Атомиздат, 1968.
13. Горшков В.К. Физика и теплотехника реакторов. Прил. № 1 к журн. "Атомная энергия" за 1958 г. М., Атомиздат, 1958.
14. Аникина М.П. и др. - В кн.: Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958 г.). Доклады советских ученых. Т. 1. Ядерная физика. М., Атомиздат, 1959, с. 396.
15. Аникина М.П. и др. - "Атомная энергия", 1958, т. 4, вып. 2, с. 198.
16. Fleming W., Tomlinson R.H., Thode H.G. - "Canad. J. Phys.", 1954, vol. 32, p. 522.
17. Steinberg E.P. e.a. - "Phys. Rev.", 1954, vol. 95, p. 867.
18. Гречушкина М.П. Таблицы состава продуктов мгновенного деления U^{235} , U^{238} , Pu^{239} . М., Атомиздат, 1964.
19. Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.В. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.
20. Vidinosti D.R., Fickel H.P., Tomlinson R.H. См. [5], с. 459.
21. Власов В.А. и др. - В кн.: Нейтронная физика. М., Госатомиздат, 1961, с. 235.
22. Roeland L.W., Bollinger L.M., Thomas G.E. См. [5], с. 440.
23. Мостовая Т.А. См. [14], с. 347.
24. Stein W. - "Phys. Rev.", 1957, vol. 108, p. 94.
25. Кимель Л.Р., Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1966.
26. Roy J.C. - "Canad. J. Phys.", 1961, vol. 39, p. 315.
27. Личмен Р.Б. - В кн.: Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958 г.). Доклады иностранных ученых. Т. 2. Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1959, с. 342.
28. Протопопов А.Н. - В кн.: Физика деления атомных ядер. М., Госатомиздат, 1962, с. 24.
29. Селянов И.П. См. [14], с. 400.
30. Зыкин Ю.А., Лбов А.А., Сельченков Л.И. - "Атомная энергия", 1960, т. 8, вып. 5, с. 400.

31. Лонюшкин Е.К. и др. - "Атомная энергия", 1961, т.10, вып. I, с.13.
32. Halpern J. - "Ann. Rev. Nucl. Sci.", 1959, vol. 9, p.245; Халперн И. Деление ядер. М., Физматгиз, 1962.
33. Swiatecki W.J. - "Phys. Rev.," 1955, vol.100, p.936.
34. Thode H.G., Graham R.L. - "Canad. J. Res.", 1947, vol.25A, p.1.
35. MacNamara J., Collins C.B., Thode H.G. - "Phys.Rev.", 1950, vol.78, p.129.
36. Stanley C.W., Katcoff S.J. - "Chem.Phys.", 1949, vol.17, p. 653.
37. Wiles D., Coryell C. - "Phys.Rev.," 1954, vol.96, p.696.
38. Wiles D.R. e.a. - "Canad. J. Phys.," 1953, vol.31, p.419.
39. Steinberg E.P., Glendenin L.E. - "Phys.Rev.", 1954, vol.95, p.431.
40. Израэль Ю.А., Стукин Е.Д. Гамма-излучение радиоактивных выпадений. М., Атомиздат, 1967.
41. Albrecht L. - "Kernenergie", 1963, Bd 6, N.8, S.390.
42. Перфилов Н.А. - В кн.: Физика деления атомных ядер. М., Госатомиздат, 1962, с.175.
43. Эйсмонт В.И. - "Журн. эксперим. и теорет. физ.", 1962, т. 42, вып. I, с.178.
44. Лонюшкин Е.К. и др. - В кн.: Нейтронная физика. М., Госатомиздат, 1961, с.224.
45. Munge R., Hladik O. - "Kernenergie", 1962, Bd 5, N 6, S.472.
46. Butler J.P. e.a. См. [5], с. 156.
47. Hardwick W.H. - "Phys. Rev.", 1953, vol.92, N 4, p.1072.
48. Keneshea F.J., Saul A.M. - "Nucleonics", 1953, vol.11, N 11, p.26.
49. Regier R.B. e.a. - "Bull. Amer.Phys.Soc.", 1958, Ser.2, N 3, p.6.
50. Regier R.B., Burgus W.H., Tromp R.L. - "Phys.Rev.", 1959, vol.113, p.1589.
51. Nasuhoglu R. e.a. - "Phys.Rev.", 1957, vol.108, p.1522.
52. Los Alamos Radiochemistry Group. - "Phys.Rev.", 1957, vol.107, p.325.
53. Regier R.B. e.a. - "Phys.Rev.", 1960, vol.119, p.2017.
54. Борисова Н.И. и др. - В кн.: Физика деления атомных ядер. М., Госатомиздат, 1962, с.48.
55. Fickel H.R., Tomlinson R.H. - "Canad.J. Phys.", 1959, vol.37, N 8, p.916.
56. Крижанский Л.М. - "Атомная энергия", 1957, т.2, с.276.
57. Bartholomew R.M. e.a. - "Canad. J.Chem.", 1953, vol.31, p.120.
58. Yaffe L. e.a. - "Canad. J.Chem.", 1953, vol.31, p.48.
59. Bartholomew R.M., Baerg A.P. - "Canad.J.Chem.", 1956, vol.34, p.201.
60. Fleming W.H., Thode H.G. - "Canad. J. Chem.", 1956, vol. 34, p.153.
61. Горшков В.К., Аникина М.И. - "Атомная энергия", 1959, т.7, вып.2, с.144.
62. Крижанский Л.М., Мурия А.Н. - "Атомная энергия", 1958, т.4, вып.1, с.77.
63. Brown F. - "J.Inorg.Nucl.Chem.", 1955, vol.1, p.248.
64. Coryell C.D. e.a. - "Phys.Rev.", 1950, vol.77, p.755.
65. Glendenin L.E., Coryell C.D. - "Phys.Rev.", 1950, vol.77, p.755.
66. Inghram M.G. e.a. - "Phys.Rev.", 1949, vol.76, p.1717.
67. Кукавадзе Г.М. и др. - В кн.: Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1-5 июля 1955 г. Отд. химии. М., Изд-во АН СССР, 1955, с.205.
68. Pappas A.C., Wiles D.R. - "J.Inorg.Nucl.Chem.", 1956, vol.2, p.69.
69. Grummitt W.E., Wilkinson G. - "Nature", 1948, vol.161, p.520.
70. Blaues A.T. e.a. - "Canad. J.Chem.", 1956, vol.34, p.233.
71. Parkayastha B.C., Martin G.R. - "Canad. J.Chem.", 1956, vol.34, p.293.
72. Sattizahn J.E. e.a. - "Bull.Amer.Phys.Soc.", 1957, Ser.2, N 2, p.197.
73. Petrov H.G., Rocco G. - "Phys.Rev.", 1954, vol.96, p.1614.
74. Freiling F.C. e.a. - "Phys.Rev.", 1954, vol.96, p.102.
75. Hicks H.G. e.a. - "Phys. Rev.", 1955, vol. 100, p.1284.
76. Hicks H.G., Gilbert R.S. - "Phys.Rev.", 1955, vol.100, p.1286.
77. Jones W.H. e.a. - "Phys.Rev.", 1955, vol.99, p.184.

78. Lindner M., Osborne R.N. - "Phys.Rev.", 1954, vol.94, p.1323.
79. Bowles B.J., Brown N., Butler J.P. - "Phys.Rev.", 1957, vol.107, p.751.
80. Fleming W.H., Thode H.G. - "Phys.Rev.", 1953, vol.92, p.378.
81. Wetherill C.W. - "Phys.Rev.", 1953, vol.92, p.907.
82. Mucnanaga J., Thode H.G. - "Phys.Rev.", 1950, vol.80, p.471.
83. Parker P.L., Kuroda P.K. - "J.Inorg. and Nucl.Chem.", 1958, vol.5, p.153.
84. Kuroda P.K., Edwards R.R. - "J.Inorg. and Nucl.Chem.", 1957, vol.3, p.345.
85. Glendenin L.E., Steinberg E.P. - "J.Inorg. and Nucl.Chem.", 1955, vol.1, p.45.
86. Cuninghame J.G. - "J.Inorg. and Nucl.Chem.", 1958, vol.6, p.181.
87. Crouch W.A.G., Swainbank J.G. См. [5], с. 464.
88. Grummit W.E., Milton G.M. - "J.Inorg. and Nucl.Chem.", 1957, vol.5, p.93.
89. Аникина М.И., Эрплер Б.Б. - "Атомная энергия", 1957, т. II, вып. 3, с. 278.
90. Santry D.C., Yaffe L. - "Canad. J. Chem.", 1960, vol.38, p.421.
91. Keed G.W. - "Phys. Rev.", 1955, vol.98, p.1327.
92. Brown F., Yaffe L. - "Canad. J. Chem.", 1953, vol.31, p.242.
93. Burney L.R. e.a. См. [5], с. 449.
94. Tarrel J. e.a. - "Phys. Rev.", 1953, vol.92, p.1091.
95. Petruska J.A., Melaika E.A., Tomlinson R.H. - "Canad. J. Phys.", 1955, vol.33, p.640.
96. Inghram M.G., Hayden R.J., Hess D.C. - "Phys. Rev.", 1950, vol.79, p.271.
97. Croall J.F. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1961, vol.16, p.558.
98. Burney L.R. e.a. См. [5], с. 443.
99. Fritze K., McMullen C.C., Thode H.G. См. [5], с. 436.
100. Mickel H.R., Tomlinson R.H. - "Canad. J. Phys.", 1959, vol.37, p.926.
101. Wilson D.M., Petruska J.A., Tomlinson R.H. - "Canad. J. Chem.", 1956, vol.34, p.227.
102. Bayly J.C. e.a. - "Canad. J. Phys.", 1961, vol.39, p.1391.
103. Cuninghame J.G. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1957, vol.4, p.1.
104. Grummit W.E., Milton G.M. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1961, vol.20, p.6.
105. Turkevich A., Niday J.B. - "Phys. Rev.", 1951, vol.84, p.52.
106. Kennett T.J., Thode H.G. - "Canad. J. Phys.", 1957, vol.35, p.969.
107. Kafalas P., Crouthamel C.E. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1957, vol.4, p.239.
108. Wahl A.C. e.a. - "Nucl.Sci. Abstr.", 1957, vol.15, p.3285.
109. Бак М.А. и др. - "Атомная энергия", 1959, т. 6, вып. 5, с. 577.
110. Петржак К.А. и др. - в кн: Нейтронная физика. М., Госатомиздат, 1961, с. 217.
111. Keller R.H., Steinberg E.P., Glendenin L.E. - "Phys.Rev.", 1954, vol.94, p.969.
112. Turkovich A., Niday J.B., Tompkins A. - "Phys.Rev.", 1953, vol.89, p.552.
113. Протопопов А.Н. и др. - "Атомная энергия", 1956, т. 5, вып. 2, с. 130.
114. Wahl A.C., Bonner N.A. - "Phys.Rev.", 1952, vol.85, p.570.
115. Stevenson P.C. e.a. - "Phys.Rev.", 1960, vol.117, p.186.
116. Cuninghame J.G. - "J.Inorg. and Nucl.Chem.", 1957, vol.5, p.1.
117. Coleman R.F., Hawker B.E., Perkin J.B. - "J.Inorg. and Nucl.Chem.", 1960, vol.14, p.8.
118. Wahl A.C. - "J.Inorg. and Nucl. Chem.", 1958, vol.6, p.253.
119. Крижак И.Г., Платунова Н.Б., Протопопов А.Н. - "Радиохимия", 1960, т. II, с. 746.
120. Крижак И.Г., Лелнев К.П., Платунова Н.Б. - "Радиохимия", 1960, т. II, с. 743.
121. Coryell C.D. e.a. - "Canad.J.Chem.", 1961, vol.39, p.646.
122. Miller D.M., Martin D.E. - "Phys.Rev.", 1953, vol.90, p.561.
123. Васильев И.А., Петржак К.А. - "Журн. эксперим. и теорет. физ.", 1958, т.35, с. 1135.
124. Schmitt R.A., Sugarman H. - "Phys.Rev.", 1954, vol.95, p.1260.
125. Richter H.G., Coryell C.D. - "Phys.Rev.", 1954, vol.95, p.1551.
126. Katz L. e.a. - "Phys.Rev.", 1955, vol.99, p.98.
127. Knight J.D. e.a. - "J.Inorg. and Nucl.Chem.", 1959, vol.10, p.183.
128. Wolfberg K. e.a. - "J.Inorg. and Nucl.Chem.", 1960, vol.12, p.201.
129. Stevenson P.C. e.a. - "Phys.Rev.", 1958, vol.111, p.886.
130. Yaffe L., Mackintosh C.E. - "Canad. J. Res.", 1947, vol.25B, p.371.
131. Grummit W.E. e.a. - "Canad.J. Res.", 1947, vol.25B, p.357.

132. Choppin G.R., Meyer E.F. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1966, vol.28, N 8, p.1509.
133. Alexander J.M., Coryell C.D. - "Phys. Rev.", 1957, vol.108, p.1274.
134. Sugihara T.T. et al. - "Phys. Rev.", 1957, vol.108, p.1264.
135. Newton A.S. - "Phys. Rev.", 1949, vol.75, p.17.
136. Vandenberg R. et al. - "Phys. Rev.", 1958, vol.111, p.1358.
137. Colby L.J. et al. - "Phys. Rev.", 1961, vol.121, N 5, p.1415.
138. Gunnink R., Cobble J.W. - "Phys. Rev.", 1959, vol.115, p.1247.
139. Glass R.A. et al. - "Phys. Rev.", 1956, vol.104, p.434.
140. Milton J.C.D., Fraser J.S. - "Canad. J. Phys.", 1962, vol.40, N 11, p.1626.
141. Garrison J.D., Roos E.W. - "Nucl. Sci. and Eng.", 1962, vol.12, N 1, p.117.
142. Farrar H., Tomlinson R.H. - "Canad. J. Phys.", 1962, vol.40, N 8, p.945.
143. Kuroda P.K., Menon M.P. - "Nucl. Sci. and Eng.", 1961, vol.10, N 1, p.70.
144. Farrar H., Fickel H.R., Tomlinson R.H. - "Canad. J. Phys.", 1962, vol.40, N 8, p.1017.
145. Farrar H., Tomlinson R.H. - "Nucl. Phys.", 1962, vol.34, N 2, p.367.
146. Bildinosti D.R., Irish D.E., Tomlinson R.H. - "Canad. J. Chem.", 1961, vol.39, N 3, p.628.
147. Кеммендингер А. См.[27], с. 89.
148. Colby L.J., Cobble J.W. - "Phys. Rev.", 1961, vol.121, N 5, p.1415.
149. Cuninghame J.G., Kitt G.P., Rae E.R. - "Nucl. Phys.", 1961, vol.27, N 1, p.194.
150. Tewes H.A., James R.L. - "Phys. Rev.", 1952, vol.83, N 4, p.860.
151. Levy H.B. et al. - "Phys. Rev.", 1961, vol.124, N 2, p.544; Леви Г.Б. и др. - В кн.: Физика деления ядер, М., Госатомиздат, 1963, с. 335.
152. Broom K.M. - "Phys. Rev.", 1962, vol.126, N 2, p.627.
153. Kjelberg A., Taniguchi H., Yaffe L. - "Canad. J. Chem.", 1961, vol.39, N 3, p.635.
154. Karlsen M., Coryell C.D. - "Phys. Rev.", 1961, vol.124, N 6, p.1949.
155. Краут А. - "Nucleonik", 1960, vol.2, p.105, 149; Краут А. - В кн.: Физика деления ядер, М., Госатомиздат, 1963, с. 7.
156. Norvik W.E. - "Phys. Rev.", 1960, vol.119, N 5, p.1685.
157. Young E.G., Thode H.G. - "Canad. Phys.", 1960, vol.38, p.1.
158. Hyde B.K. The Nuclear Properties of the Heavy Elements. Vol. III. Edited by Cliffs, Prentice Hall (New Jersey), 1964; Гайд Б.К., Перлман Г., Сиборе Г.Г. Деление тяжелых элементов. Вып. 5. Деление ядер. Под ред. В.М.Стержневского. М., Атомиздат, 1969.
159. Leidler J.E., Brown P. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1964, vol.28, p.1509.
160. Sugarman N. - "Phys. Rev.", 1953, vol.89, p.570.
161. Kjelberg A., Pappas A.C. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1959, vol.11, p.173.
162. Kennedy T.J., Thode H.G. - "Phys. Rev.", 1956, vol.103, p.323.
163. Wanless R.K., Thode H.G. - "Canad. J. Phys.", 1955, vol. 33, N 9, p. 541.
164. Kozl G.W., Turkevich A. - "Phys. Rev.", 1953, vol. 92, p. 1473.
165. Паппас А. См. [4].
166. Wahl A.C. - "Phys. Rev.", 1955, vol. 99, p. 730.
167. Kato S., Kubasch W. - "Phys. Rev.", 1953, vol. 91, p. 1458.
168. Jadhav A.V. et al. - In: Proc. Nucl. and Radiat. Chem. Sympos. Vol. 1a. Delhi, Waltham, 1960, p. 3.
169. Школяков В.А. и др. - "Атомная энергия", 1967, т. 23, вып. 6, с. 478.
170. Kozl G.W., Kuroda P.K. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1964, vol. 28, N 3, p. 401.
171. Петржак К.А., Флеров Г.Н. - "Успехи физ. наук", 1961, т. 73, № 4, с. 686.
172. Croall I.P. UK Atom. Energy Res. Establ. Harwell. AERE-R 3209, 1960.
173. Петржак К.А. Физика деления атомных ядер. Прил. № 1 к журн. "Атомная энергия" за 1957 г. М., Атомиздат, 1957, с. 152.
174. Wahl A.C. et al. - "Phys. Rev.", 1962, vol. 126, N 3, p. 1112.
175. Walker W.H. Chalk River Report. CRRP-913, 1960, p. 16. См. также [158].
176. Petruska J.A., Thode H.G., Tomlinson R.H. - "Canad. J. Phys.", 1955, vol. 33, p. 613.
177. Sureshain S.S. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1966, vol. 28, N 9, p. 1763.
178. Ferguson R.L., O'Kelley G.D. ORNL-3705, 1962. См. также [177].

179. Bunney L.R., Soadden E.M. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1965, vol. 27, N 2, p. 273.
180. Maeck W.J., Abernathy R.M., Rein J.E. - "Trans. Amer. Nucl. Soc.", Ann. Meet., 1965, vol. 8, p. 10.
181. Ravindran N., Flynn K.F., Glendenin L.E. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1966, vol. 28, N 4, p. 921.
182. Крижанский Л. - В кн.: Труды Ташкентской конференции по мирному использованию атомной энергии. Т. I, Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1961, с. 222.
183. Rickard R.R., Goeking C.F., Wyatt E.I. - "Nucl. Sci. and Eng.", 1965, vol. 23, N 2, p. 115.
184. Marsden D.A., Yaffe L. - "Canad. J. Chem.", 1965, vol. 43, N 1, p. 249.
185. Bartholomew R.M. e.a. - "Canad. J. Chem.", 1959, vol. 37, p. 660.
186. McHugh J.A. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1966, vol. 28, N 9, p. 1787.
187. Baerg A.P., Bartholomew R.M., Betts R.H. - "Canad. J. Chem.", 1960, vol. 38, p. 2147. См. также [186].
188. Weber J.W. - "J. of Nucl. Mater.", 1963, vol. 10, N 1, p. 67.
189. Ganapathy R., Tin Mo, Meason J.L. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1967, vol. 29, N 1, p. 257.
190. Okazaki A., Walker W.H., Bigham C.B. - "Canad. J. Phys.", 1966, vol. 44, N 1, p. 237.
191. Okazaki A., Walker W.H. - "Canad. J. Phys.", 1965, vol. 43, p. 1036.
192. Farrar H., Clarke W.B., Thode H.G., Tomlinson R.H. - "Canad. J. Phys.", 1964, vol. 42, p. 2063.
193. Bidinosti D.K. Ph. D. Thesis, 1959. См. также [191].
194. Strom P.O. e.a. - "Phys. Rev.", 1966, vol. 144, N 3, p. 984.
195. Sarantities D.G., Gordon G.E., Coryell C.D. - "Phys. Rev.", 1965, vol. 138, N 2B, p. B353.
196. Norris A.E., Wahl A.C. - "Phys. Rev.", 1966, vol. 146, N 3, p. 926.
197. Daniels W.R., Hoffman D.C. - "Phys. Rev.", 1966, vol. 145, N 3, p. 911.
198. Кривохатский А.С., Романов Ю.Ф. Получение трансурановых и актиноидных элементов при нейтронном облучении. М., Атомиздат, 1970.
199. Сирато Сёдзи и др. - "Генсикаку кэнкю", 1963, т. 8, № 3, с. 356.
200. Соухов А.И., Перфилов И.А. - "Успехи физ. наук", 1967, т. 92, № 4, с. 621.
201. Cuminghame J.G. e.a. - "Nucl. Phys.", 1963, vol. 44, N 4, p. 588.
202. Wahl A.C., Norris A.E., Ferguson R.L. - "Phys. Rev.", 1966, vol. 146, p. 931, См. также [196].
203. Nethaway D.K., Levy H.V. - "Phys. Rev.", 1965, vol. 139, N 6B, p. B874.
204. Кузьминов В.Д. и др. - "Ядерная физика", 1970, т. 11, № 2, с. 297.
205. Kapoor S.S. e.a. - In: Proc. Nucl. Phys. and Solid. State Phys. Sympos., Chandigarh, 1964, Part A, vol. S1, p. 120.
206. Wahl A.C. Nethaway D.K. - "Phys. Rev.", 1965, vol. 131, N 2, p. 830.
207. Aras N.K., Gordon G.E. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1966, vol. 28, N 3, p. 763.
208. Vannorenbeeck J. - "Nucl. Phys.", 1962, vol. 37, p. 90. См. также [207].
209. Dropesky B.I., Orth C.J. - "Bull. Amer. Phys. Soc.", 1963, vol. 8, p. 377. См. также [207].
210. Strom P.O., Grant G., Pappas A.C. - "Canad. J. Chem.", 1965, vol. 43, N 9, p. 2, 493.
211. Weiss H.V. - "Phys. Rev.", 1965, vol. 139, N 2B, p. B304.
212. Trouther D.E., Wahl A.C., Ferguson R.L. - "Phys. Rev.", 1964, vol. 134, N 5B, p. 1027.
213. Hübenthal K.H. - "C.r. Acad. Sci.", 1967, vol. 264, N 21, p. B1468.
214. Weiss H.V., Reichert W.L. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1966, vol. 28, N 10, p. 2067.
215. Levine M.M. - "Nucl. Sci. and Eng.", 1961, vol. 9, N 4, p. 495.
216. Tercho G.P., Marinsky J.A. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1964, vol. 26, N 7, p. 1129.
217. Bosch H.E., Abecasis S.M. - "Informe Comis. nac. energia atom", 1959, N 4, p. 20.

218. Croall I.F., Willis H.H. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1963, vol. 25, p. 1213.
219. Fröhner F.H. - "Z. Phys.", 1962, vol. 170, N 1, p. 62.
220. Katcoff S., Rubinson W. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1965, vol. 27, N 7, p. 1447.
221. Мурин А.Н. Физика деления атомных ядер. Прил. № 1 к журн. "Атомная энергия" за 1957 г. М., Атомиздат, 1957, с. 32.
222. Glendenin L.E. e.a. - "Phys. Rev.", 1951, vol. 84, p. 861. См. также [221].
223. Present E. - "Phys. Rev.", 1947, vol. 72, p. 1.
224. Ganapathy R., Kuroda P.K. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1966, vol. 28, N 10, p. 2071.
225. Mo Tin, Rao M.H. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1968, vol. 30, N 2, p. 345.
226. Broom K.M. - "Phys. Rev.", 1964, vol. 133, N 4B, p. B874.
227. Iyer R.S. e.a. - In: Phys. and Chem. of Fission, Salzburg, 22-26 March 1965. Vol. 1. Vienna, 1965.
228. Bunney L.R., Scadden M.M. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1965, vol. 27, N 6, p. 1183, p. 439.
229. Iyer R.H. e.a. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1963, vol. 25, N 5, p. 465.
230. Кондратько М.В., Петржак К.А. - "Атомная энергия", 1967, т. 23, вып. 6, с. 559.
231. Кондратько М.В., Петржак К.А. - "Атомная энергия", 1966, т. 20, вып. 6, с. 514.
232. Петржак К.А., Седлецкий Р.В. - "Атомная энергия", 1963, т. 15, вып. 4, с. 308.
233. Meason J.L., Kuroda P.K. - "Phys. Rev.", 1966, vol. 142, N 3, p. 691.
234. Ford G.P. - "Phys. Rev.", 1960, vol. 118, N 5, p. 1261. Форд Дж. П. - в кн.: Физика деления ядер. М., Госатомиздат, 1963, с. 314.
235. Croall I.F. UK Atom. Energy Res. Establish. Harwell - Berkshire. AERE-R5086, 1967.
236. Cuninghame J.G. - "Philos. Mag.", 1953, vol. 44, p. 900.
237. Croall I.F., Willis H.H. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1962, vol. 24, p. 221.
238. Sattizahh J.E., Knight J.D., Kahu M. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1960, vol. 12, p. 206.
239. Stehney A.F., Sugarman N. - "Phys. Rev.", 1953, vol. 89, p. 194.
240. Baerg A.P., Bartholomew R.M. - "Canad. J. Chem.", 1957, vol. 35, p. 980.
241. Grummitt W.E., Wilkinson G. CRC-470, 1951.
242. Yaffe L. e.a. - "Canad. J. Chem.", 1954, vol. 32, p. 1017.
243. Santry D.C., Yaffe L. - "Canad. J. Chem.", 1960, vol. 38, N 3, p. 464.
244. Gevaert L.H. e.a. - "Canad. J. Chem.", 1970, vol. 48, N 4, p. 652.
245. Ashizawa F.T., Kuroda P.K. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1957, vol. 5, p. 12.
246. Heydegger H.R., Kuroda P.K. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1959, vol. 12, p. 12.
247. Gunten H.R. e.a. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1969, vol. 31, p. 3357.
248. Troutner D.E. e.a. - "Phys. Rev.", 1970, vol. C1, N 3, p. 1044.
249. Srinivasan B. e.a. - "Phys. Rev.", 1969, vol. 179, N 4, p. 1166.
250. Birgul O., Lyle S.J. - "Radiochimica Acta", 1969, Bd 11, N 2, S. 108.
251. Ames D.P. e.a. Report LA-1997, 1958, См. также [152].
252. Thein M. e.a. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1968, vol. 30, N 5, p. 1145.
253. Borden K.D., Kuroda P.K. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1969, vol. 31, N 6, p. 2623.
254. James R.H. e.a. - "Radiochimica Acta", 1964, Bd 3, N.1/2, S. 76.
255. Lyle S.J. e.a. - "Radiochimica Acta", 1964, Bd 3, N.1/2, S. 80.
256. Rao A.S. e.a. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1969, vol. 31, N 3, p. 591.
257. Петржак К.А. и др. - "Ядерная физика", 1970, т. II, № 6, с. 1178.
258. Gevaert L.H. e.a. - "Canad. J. Chem.", 1970, vol. 48, N 4, p. 641.
259. Methaway D.K. e.a. - "Phys. Rev.", 1969, vol. 182, N 4, p. 1251.
260. Vallis D.G., Thomas A.O. Report AERE-O-58-61, 1962. См. также [259].
261. Hicks H.G. e.a. - "Phys. Rev.", 1962, vol. 128, N 2, p. 700.
262. Wolfsberg K. - "Phys. Rev.", 1965, vol. 137, N 4B, p. B929.
263. Крижук И.Т. и др. - "Атомная энергия", 1964, т. 16, вып. 2, с. 146.
264. Аполлонова А.Н. и др. - "Радиохимия", 1962, т. 4, № 5, с. 587.
265. Ganapathy R., Inochi H. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1966, vol. 28, p. 3071.
266. Gorman D.J., Tomlinson R.H. - "Canad. J. Chem.", 1968, vol. 46, N 10, p. 1663.
267. Brown M.G. e.a. - "Radiochimica Acta", 1966, Bd 6, S. 16.

268. Крижак И.Т. и др. - "Ядерная физика", 1967, № 6, с. 919.
269. Amiel S. См. [227], т. 2, с. 171.
270. Denschlag H.O. e.a. - In: Phys. Chem. Fiss. Proc. 2nd IAEA Sympo., Vienna 1969. Vienna, 1969, p. 945.
271. Reactor Physics Constants. ANL-5800. 2nd ed. USAEC, 1963.
272. Namboodiri M.N. e.a. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1968, vol. 30, N 9, p. 2305.
273. Laeter J.R. de, Thode H.G. - "Canad. J. Phys.", 1969, vol. 47, N 13, p. 1409.
274. Davies W. - "Radiochimica Acta", 1969, Bd 12, S. 173.
275. Rider B.F. e.a. USAEC Report GEAP-5356, 1967; USAEC Report APED-5398, 1968. См. также [274].
276. Lisman F.L. e.a. USAEC Report IN-1207, 1968. См. также [274].
277. Wytttenbach A., Gunten H.R. von. См. [227], с. 415.
278. Crook J.M., Voigt A.F. TID-4500, 1963. См. также [277, 280].
279. Harvey J.W. e.a. - "Canad. J. Chem.", 1968, vol. 46, N 18, p. 2911.
280. Bresesti M.e.a. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1967, vol. 29, N 5, p. 1189.
281. Wytttenbach A. e.a. - "Radiochimica Acta", 1964, Bd 3, S. 118.
282. Croall I.F., Willis H.H. См. [227], с. 355.
283. Gunten H.R. von e.a. - "Phys. Rev.", 1967, vol. 161, N 4, p. 1192.
284. Greebler P. e.a. - "Nucl. Sci. and Eng.", 1957, vol. 2, p. 334.
285. Ford G.P., Gilmore J.S. LADC-1997, 1956. См. также [235, 307, 341].
286. Flynn H.F., Gunten H.K. von. См. [270], с. 731.
287. Борисова Н.И. и др. - "Ядерная физика", 1968, т. 8, № 4, с. 695.
288. Harvey J.W. e.a. - "Canad. J. Phys.", 1966, vol. 44, p. 1011.
289. Croall I.F., Willis H.H. UK Atomic Energy Author. Res. Group. AERE-R 6154, 1969.
290. Rider B.F. e.a. USAEC, Doc. GEAP-5505, 1967. См. также [289].
291. Lisman F.L. e.a. Idaho Nuclear Corp. IN-1277 (TID-4500), 1969. См. также [289].
292. Сковородкин Н.В. и др. - "Радиохимия", 1970, т. 12, № 3, с. 487.
293. Сковородкин Н.В. и др. - "Радиохимия", 1970, т. 12, № 3, с. 492.
294. Wahl A.C. e.a. См. [270], с. 813.
295. Gordon G.E. e.a. - "Nucleonics", 1966, vol. 24, N 12, p. 62.
296. Balcarczyk L. e.a. - "Nukleonik", 1965, Bd 7, N 4, S. 169.
297. Erdal B.R. e.a. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1969, vol. 31, N 10, p. 3005.
298. Marinsky J.A., Eichler E. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1960, vol. 12, p. 223.
299. Marmol P., Ferricos D.C. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1970, vol. 32, N 3, p. 705.
300. Niece L.H. e.a. - "Phys. Rev.", 1970, vol. C1, N 1, p. 312.
301. Delucchi A.A., Greendale A.E. - "Phys. Rev.", 1970, vol. C1, N 4, p. 1491.
302. Delucchi A.A. e.a. - "Phys. Rev.", 1968, vol. 173, N 4, p. 1159.
303. Erdal B.R. e.a. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1969, vol. 31, N 10, p. 2993.
304. Weiss H.V., Bellon N.E. См. [227], с. 423.
305. Parsa B. e.a. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1969, vol. 31, N 3, p. 585.
306. Large N.R., Bullock R.J. См. [270], с. 637.
307. Dange S.P. e.a. См. [270], с. 741.
308. Schüssler H.D. e.a. См. [270], с. 591.
309. Norea A. - "Phys. Rev.", 1969, vol. 182, N 4, p. 1331.
310. Tomita I. - "Radioisotopes", 1969, vol. 18, N 8, p. 331.
311. Thind K.S. e.a. См. [270], с. 845.
312. Mukherji Shankar. - "Nucl. Phys.", 1969, vol. A129, N 2, p. 297.
313. Wahl A.C. См. [227], с. 317.
314. Denschlag H.O. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1969, vol. 31, N 7, p. 1873.
315. Weiss H.V. e.a. - "Phys. Rev.", 1968, vol. 172, N 4, p. 1269.
316. Wish L. - "Phys. Rev.", 1968, vol. 172, N 4, p. 1262.
317. Weiss H.V. e.a. См. [270], с. 953.
318. Runnalis N.G. e.a. - "Phys. Rev.", 1969, vol. 179, N 4, p. 1188.

319. Qaim S.M., Denschlag H.O. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1970, vol. 32, N 6, p. 1767.
320. Weiss H.V. e.a. - "Phys. Rev.", 1969, vol. 188, N 4, p. 1893.
321. Runnalis N.G., Tröntner D.E. - "Phys. Rev.", 1970, vol. 01, N 1, p. 316.
322. Forster J.H. e.a. - "Canad. J. Chem.", 1966, vol. 44, N 24, p. 2951.
323. Khan A.H. e.a. - "Canad. J. Chem.", 1969, vol. 47, N 20, p. 3817.
324. Saha G.B. e.a. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1969, vol. 31, N 12, p. 3731.
325. Anderson J.L. e.a. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1968, vol. 30, N 12, p. 3167.
326. Davies J.H., Yaffe L. - "Canad. J. Phys.", 1963, vol. 41, N 5, p. 762.
327. Tilbury R.S., Yaffe L. - "Canad. J. Chem.", 1963, vol. 41, N 8, p. 1956.
328. Hagebø E. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1963, vol. 25, N 10, p. 1201.
329. Saha G.B., Yaffe L. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1970, vol. 32, N 3, p. 745.
330. Tomita I., Yaffe L. - "Canad. J. Chem.", 1969, vol. 47, N 16, p. 2921.
331. Freid S.H. e.a. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1968, vol. 30, N 12, p. 3155.
332. Benjamin P.P. e.a. - "Canad. J. Chem.", 1969, vol. 47, N 2, p. 301.
333. Foreman B.M. e.a. - "Phys. Rev.", 1959, vol. 116, N 2, p. 382.
334. Ramaniiah M.V., Wahl A.C. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1962, vol. 24, N 12, p. 1185.
335. Ford G.P., Leachman R.B. - "Phys. Rev.", 1965, vol. 137, N 4B, p. 826.
336. McHugh J.A., Michel M.C. - "Phys. Rev.", 1968, vol. 172, N 4, p. 1160.
337. Powers J.A. e.a. - "Phys. Rev.", 1966, vol. 152, N 3, p. 1096.
338. Wogman N.A. e.a. - "Phys. Rev.", 1966, vol. 152, N 3, p. 1088.
339. MacMurdo K.W., Cobble J.W. - "Phys. Rev.", 1969, vol. 182, N 4, p. 1303.
340. Hagebø E. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1965, vol. 25, N 5, p. 927.
341. Stella R. e.a. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1969, vol. 31, N 12, p. 3739.
342. Namboodiri M.N. e.a. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1968, vol. 30, p. 2305.
343. Schmitt H.W. e.a. - "Phys. Rev.", 1965, vol. 137, N 4B, p. B837.
344. Melayka E.A. e.a. - "Canad. J. Chem.", 1955, vol. 33, N 5, p. 830.
345. Fluharty R.G. e.a. См. [5], с. III.
346. Tong S.L., Fritze K. - "Radiochimica Acta", 1969, Bd. 12, N 4, S. 179.
347. Nisle R.G., Stepan I.E. - "Nucl. Sci. and Eng.", 1966, vol. 25, N 1, p. 93.
348. Cowan G.A. e.a. - "Phys. Rev.", 1966, vol. 144, N 3, p. 979.
349. Cowan G.A. e.a. - "Phys. Rev.", 1961, vol. 122, N 4, p. 1286.
350. Cowan G.A. e.a. См. [227], с. 347.
351. Cuninghame J.G. e.a. - "Nucl. Phys.", 1966, vol. 84, N 1, p. 49.
352. Faler K.T., Троп R.L. - "Phys. Rev.", 1963, vol. 131, N 4, p. 1746.
353. Борисова Н.И. и др. - "Ядерная физика", 1965, т. 2, № 2, с. 243.
354. Борисова Н.И. и др. - "Ядерная физика", 1967, т. 6, № 3, с. 454.
355. Дьяченко П.П. и др. - "Атомная энергия", 1963, т. 15, вып. 3, с. 246.
356. Glazunov M.P., Kiselev V.A. - "Kernenergie", 1960, vol. 3, N 9, p. 869.
357. Talât-Erben M. - "Techn. Repts. Ser. IAEA, Vienna", 1963, N 17, p. 61.
358. Talât-Erben M., Güven Binay - "Phys. Rev.", 1963, vol. 129, N 4, p. 1762.
359. Pate B.D. e.a. См. [5], с. 149.
360. Конеску Е. e.a. - "Arkiv. fys.", 1967, Bd 30, N 1-6, p. 319.
361. Божваров С. и др. См. [270], с. 465; препринт ОИИ № РЗ-4110, Дубна, 1968.
362. Newson H.W. - "Phys. Rev.", 1961, vol. 122, N 4, p. 1224.
363. Дьяченко П.П. и др. - "Ядерная физика", 1968, т. 8, № 2, с. 286.
364. Warhanek H., Vandenbosch R. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1964, vol. 26, N 5, p. 669.
365. Stella R. e.a. - "Ricerca scient.", 1968, vol. 38, N 12, p. 1190.
366. Cinfelotti L. - "Energia nucl.", 1968, vol. 15, N 4, p. 272.
367. Ramaniiah M.V. e.a. - In: Proc. Nucl. and Radiat. Chem. Sympos. Poona, 1967, vol. S1, p. 197.
368. Aumann D.C. e.a. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1969, vol. 31, N 7, p. 1935.
369. Saha G.B., Yaffe L. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1969, vol. 31, N 7, p. 1891.
370. Борисова Н.И. и др. Nuclear Data for Reactors. Vol. 2. Vienna, 1967, p. 88.

371. Kato S. e.a. - "Phys. Rev.", 1948, vol. 74, p. 631.
372. Armbruster P., Meister H. - "Zeitschr. für Phys.", 1962, Bd 170, N 3, S. 274.
373. Ruse S.A. - "Nature", 1966, vol. 209, N 5030, p. 1343.
374. Rudy C. e.a. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1968, vol. 30, N 2, p. 365.
375. Селицкий Ю.А. и др. - "Ядерная физика", 1966, т. 3, № 1, с. 65.
376. Yaffe L. См. [270], с. 701.
377. Немилев М.А. и др. - "Ядерная физика", 1965, т. 1, № 4, с. 633.
378. McHugh J.A., Michel M.C. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1968, vol. 30, N 3, p. 673.
379. Britt H.C., Whetstone S.L. - "Phys. Rev.", 1964, vol. 133, N 3B, p. B603.
380. Stanley L., Whetstone Jr. - "Phys. Rev.", 1964, vol. 133, N 3B, p. B613.
381. Unik J.P., Huizenga J.R. - "Phys. Rev.", 1964, vol. 134, N 1B, p. B90.
382. Дьяченко И.И., Кузьминов В.Д. - "Ядерная физика", 1968, т. 7, № 1, с. 36.
383. Баранов И.А. и др. - "Ядерная физика", 1969, т. 10, № 6, с. 1149.
384. Крижак И.Г., Шпаков В.И. - "Радиохимия", 1965, т. 7, № 6, с. 692.
385. Konecny E. e.a. См. [227], с. 401.
386. Reisdorf W., Armbruster P. - "Phys. Letters", 1967, vol. B24, N 10, p. 501.
387. Seki Masao. - "J. Phys. Soc. Japan", 1965, vol. 20, N 2, p. 190.
388. Shirato S. e.a. - "J. Phys. Soc. Japan", 1964, vol. 19, N 10, p. 1809.
389. Vandenbosch R. e.a. См. [227], с. 547.
390. Kjelberg A. e.a. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1969, vol. 31, p. 257.
391. Croall I.F., Cuninghame J.G. - "Nucl. Phys.", 1969, vol. A125, N 2, p. 402.
392. Воробьева В.Г. и др. - "Ядерная физика", 1966, т. 4, № 2, с. 325.
393. Апалин В. и др. - "Ядерная физика", 1965, т. 1, № 4, с. 639.
394. Marmol P. del., Neve de Mevergnies M. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1967, vol. 29, N 2, p. 273.
395. Glendenin L.E., Unik J.P. - "Phys. Rev.", 1965, vol. 140, N 5B, p. B1301.
396. Gönnewein F. - "Zeits. Phys.", 1964, Bd 181, N 3, S. 281.
397. Reisdorf W. - "Zeits. Phys.", 1968, Bd 209, N 1, S. 77.
398. Faisner H., Waldermuth K. - "Nucl. Phys.", 1964, vol. 58, N 2, p. 177.
399. Rao M.N., Kuroda K.K. - "Phys. Rev.", 1969, vol. 147, N 3, p. 884.
400. Glendenin L.E. См. [227], с. 369.
401. Васильев И.А., Петряк К.А. - В кн.: Труды Ленинградского технол. ин-та. 1961, т. 55, с. 5.
402. Kapoor S.S. e.a. - "Phys. Rev.", 1965, vol. 140, N 5B, p. B1310.
403. Ford G.P., Leachman R.B. См. [227], с. 333.
404. Moore M.S., Miller L.G. См. [227], с. 87.
405. Talât-Erben M., Biney Güven - "Phys. Rev.", 1964, vol. 134, N 5B, p. B972.
406. Rowman H.R. e.a. См. [227], т. 2, с. 125.
407. Aras N.K. e.a. - "Nucl. Phys.", 1965, vol. 69, N 2, p. 337.
408. Aras N.K. e.a. См. [270], с. 950.
409. Münzel H. e.a. См. [227], с. 587.
410. Münzel H. См. [270], с. 949.
411. Ramaniah M.V. e.a. См. [367], т. 51, с. 186.
412. Ramaniah M.V. e.a. См. [367], т. 51, с. 192.
413. Niday J.B. - "Phys. Rev.", 1961, vol. 121, N 5, p. 1471.
414. Nakahara H. e.a. - "Canad. J. Phys.", 1969, vol. 47, N 21, p. 2371.
415. Alexander J.M., Gazdik M. - "Phys. Rev.", 1960, vol. 120, N 3, p. 874.
416. Prakash S. e.a. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1969, vol. 31, N 5, p. 1217.
417. Desai R.D., Menon M.P. - "Phys. Rev.", 1966, vol. 150, N 3, p. 1027.
418. Saha G.B., Yaffe L. - "Canad. J. Chem.", 1969, vol. 47, N 4, p. 655.
419. Neiler J.W. e.a. - "Phys. Rev.", 1966, vol. 149, N 3, p. 894.
420. Воробьева В.Г. и др. - "Ядерная физика", 1969, т. 9, № 2, с. 296.
421. Сергачев А.И. и др. - "Ядерная физика", 1968, т. 7, № 4, с. 778.

422. Schmitt H.W. e.a. - "Phys. Rev.", 1966, vol. 141, N 3, p. 1146.
423. Bennett M.J., Stein W.E. - "Phys. Rev.", 1967, vol. 156, N 4, p. 1277.
424. Алхазов И.Д. и др. - "Ядерная физика", 1970, т. II, № 3, с. 501.
425. Петржак К.А., Тутян Г.А. - "Ядерная физика", 1969, т. 9, № 5, с. 949.
426. Кузьминов Е.Д., Сергачев А.И. См. [227], с. 611.
427. Thomas T.D. e.a. См. [227], с. 467.
428. Сенченко В.И. и др. - "Ядерная физика", 1967, т. 6, № 4, с. 708.
429. Артемьев Ю.М. и др. - "Ядерная физика", 1969, т. 9, № 1, с. 19.
430. Артемьев Ю.М. и др. - "Ядерная физика", 1970, т. II, № 2, с. 293.
431. Сенченко В.И. и др. - "Ядерная физика", 1967, т. 5, № 3, с. 514.
432. Дьяченко П.П. и др. - "Ядерная физика", 1968, т. 6, № 6, с. 1167.
433. Сонода Масааки и др. - "Генсикаку канкю", 1964, т. 9, № 4, с. 460.
434. Ferguson R.L. e.a. - "Phys. Letters", 1970, vol. B31, N 8, p. 526.
435. Gönnerwein F., Pfeiffer E. - "Zeitschrift für Physik", 1967, Bd 207, S. 209.
436. Britt H.C. e.a. - "Phys. Rev.", 1963, vol. 129, N 5, p. 2239.
437. Whetstone S.L. - "Phys. Rev.", 1964, vol. 133, N 3B, p. B613.
438. Brandt R. e.a. - "Phys. Rev.", 1963, vol. 131, N 6, p. 2617.
439. Barbier M. Induced Radioactivity. Amsterdam-London, North-Holland Publ. Co.,
440. Pleasanton F. - "Phys. Rev.", 1968, vol. 174, N 4, p. 1500.
441. Andritsopoulos G. - "Nucl. Phys.", 1967, vol. A94, N 3, p. 537.
442. Aumann D.C., Gindler J.E. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1970, vol. 32, N 3, p. 731.
443. Walter F.J. e.a. - "Phys. Rev.", 1964, vol. 133, N 6B, p. B1500.
444. Kapoor S.S. e.a. - "Phys. Rev.", 1965, vol. 137, N 3B, p. B511.
445. Gönnerwein F. e.a. См. [270], с. 944.
446. Crouch E.A.C. UK Atomic Energy Author. Res. Group. Harwell-Berkshire. AERE-R 6056, 1969.
447. Ramamoorthy A.N., Saha G.B., Yaffe L. - "Nucl. Phys.", 1970, vol. A150, N 3, p. 545.
448. Müller R., Gönnerwein F. - "Nucl. Instr. and Methods", 1971, vol. 91, N 3, p. 357.
449. Alexander J.M. e.a. - "Phys. Rev.", 1963, vol. 129, p. 2659.
450. Chinaglia B. e.a. - "Lett. al Nuovo cimento", 1970, vol.4, N 25, p. 1185.
451. Brown F., Oliver B.H. - "Canad. J. Chem.", 1961, vol. 39, p. 616.
452. Panontin J.A., Sugarman N. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1963, vol. 25, N 11, p. 1321.
453. March K.V., Miskel J.A. - "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1961, vol. 21, N 1-2, p. 15.
454. Douthett E.M., Templeton D.H. - "Phys. Rev.", 1954, vol. 94, p. 128.
455. Ishimori T. e.a. - "Radiochimica Acta", 1968, Bd 9, S. 187.
456. Mory J. e.a. - "Radiat. Eff.", 1970, vol. 5, N 1-2, p. 37.
457. Касилов В.И. и др. - "Укр. физ. журн.", 1971, т. 16, № 3, с. 489.
458. Noshkin V.E., Sugihara T.T. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1965, vol. 27, N 5, p. 943.
459. Kahn S., Forgue V. - "Phys. Rev.", 1967, vol. 163, N 2, p. 290.
460. Насыров Ф., Лиев С.В. - "Атомная энергия", 1966, т. 20, вып. 6, с. 464.
461. Mulas P.M., Axtmann R.C. - "Phys. Rev.", 1966, vol. 146, N 1, p. 296.
462. Mulas P., Axtmann R.C. - "Trans. Amer. Nucl. Soc.", 1967, vol. 10, N 1, p. 44.
463. Herwig L.C., Muller G.H. - "Phys. Rev.", 1954, vol. 95, p. 413.
464. Насыров Ф. - "Атомная энергия", 1964, т. 16, вып. 5, с. 449.
465. Насыров Ф. и др. - "Атомная энергия", 1965, т. 19, вып. 3, с. 244.
466. Good W.M., Wollan E.O. - "Phys. Rev.", 1956, vol. 101, N 1, p. 249.
467. Ching-shen Su, Wei-kuo Wu. - "Jap. J. Appl. Phys.", 1971, vol. 10, N 6, p. 762.
468. John W. e.a. - "Phys. Rev. Lett.", 1971, vol. 27, N 1, p. 45.
469. Balagna J.P. e.a. - "Phys. Rev. Lett.", 1971, vol. 26, N 3, p. 145.

470. Wolfsberg K., Ford G.P. - "Phys. Rev.", 1971, vol. 03, N 3, p. 1333.
471. Nethaway D.R., Mendoza B. - "Phys. Rev.", 1970, vol. 02, N 6, p.2289.
472. Курчатов Б.В. и др. - "Ядерная физика", 1971, т. 14, № 5, с. 943.
473. Meyer E.F. o.a. - "J. Inorg. and Nucl. Chem.", 1971, vol. 33, N 9, p. 2745.
474. Flynn K.F., Gunton H.R. - "Helv. Chim. Acta", 1969, Bd 52, S. 2216.
475. Барашков Ю.А. и др. - "Ядерная физика", 1971, т. 13, № 6, с. 1162.

3. ВЫХОДЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОДУКТОВ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Наиболее вероятным типом деления является деление на два осколка (бинарное деление). Со значительно меньшей вероятностью наблюдается деление на три осколка. Последнее может быть подразделено на два типа:

- деление с испусканием легких заряженных частиц и двух осколков с массой около 100 (к легким заряженным частицам относятся длиннопробежные α -частицы (^4He), а также ядра ^1H , ^2H , ^3H , ^3He , ^6He , ^8He , ^7Li и др.);

- деление с образованием трех осколков с одинаковыми или соизмеримыми массами (истинное тройное деление).

Механизм этих процессов совершенно различен.

Тройное деление в целом изучено хуже, чем бинарное. Это объясняется низкими выходами продуктов тройного деления. Более полно изучено тройное деление с образованием легких заряженных частиц. Наибольшее число экспериментальных данных относится к случаям деления тяжелых ядер с испусканием длиннопробежных α -частиц. Вероятность тройного деления с испусканием легких заряженных частиц практически определяется частотой деления с испусканием длиннопробежных α -частиц. Это связано с тем, что сумма выходов всех легких частиц по отношению к выходу ядер ^4He оставляет всего лишь $\sim 5-15\%$. Наибольшим выходом ($\sim 5-10\%$ от выхода ^4He) обладает ^3H .

Истинное тройное деление изучено еще хуже. Экспериментальные данные немногочисленны и недостоверны вследствие того, что вероятность истинного тройного деления на несколько порядков меньше, чем вероятность тройного деления с испусканием легких заряженных частиц.

В промежуточных областях бывает трудно установить, с каким типом тройного деления связан выход того или иного изотопа.

В разделе 3 обобщены экспериментальные данные по тройному делению [1 - 155]. Эти данные представлены на рис. 8-10 и в табл.30-32.

В табл.30 наряду с выходами продуктов тройного деления приведены энергетические характеристики легких продуктов тройного деления.

Данные по выходам некоторых продуктов тройного деления ^{238}U ионами ^3He ($E_{^3\text{He}} = 30,6 - 39,4$ Мэв) и ионами ^4He ($E_{^4\text{He}} = 18,56 - 39$ Мэв) приведены в табл.31 и 32.

На рис.8 и 9 представлены полные распределения осколков по массам при делении ^{238}U ионами ^3He и ^4He с энергиями 30,6 и 39 Мэв соответственно.

На рис.10 приведены зависимости выходов некоторых продуктов тройного деления (^{24}Na , ^{28}Mg , ^{38}S) от энергии бомбардирующих ^{238}U ядер ^3He , ^4He .

В заключение следует указать основные обзорные работы по тройному делению [1, 2, 15, 24, 52, 82, 87 - 89, 121, 142, 143]. Авторы этих обзоров в первую очередь ставили перед собой задачу описать историю исследований, технику экспериментов, физику явлений, а не собрать весь экспериментальный материал. В этих обзорах экспериментальный материал часто приводится лишь для иллюстраций. В последние годы появилось много новых работ, и попытка собрать основной экспериментальный материал по тройному делению заряженными частицами делается впервые.

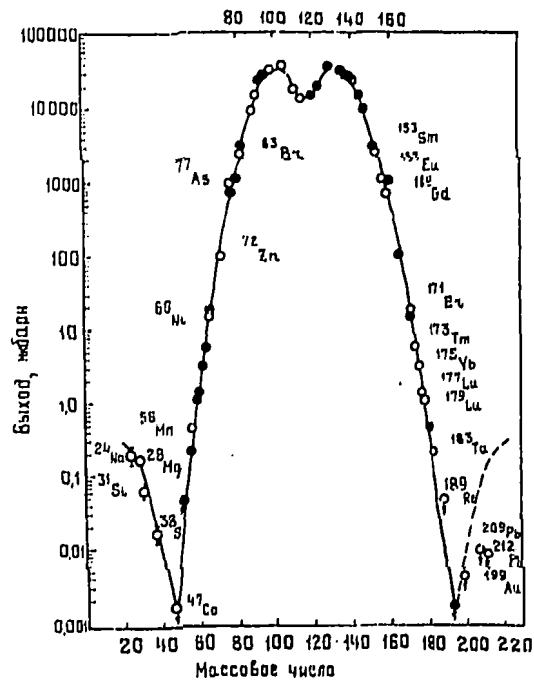


Рис. 8. Полные распределения по массам продуктов деления ^{235}U ионами ^3He с энергией 30,6 Мэв [96]:
 ○ - экспериментально измеренные величины;
 ● - отраженные значения

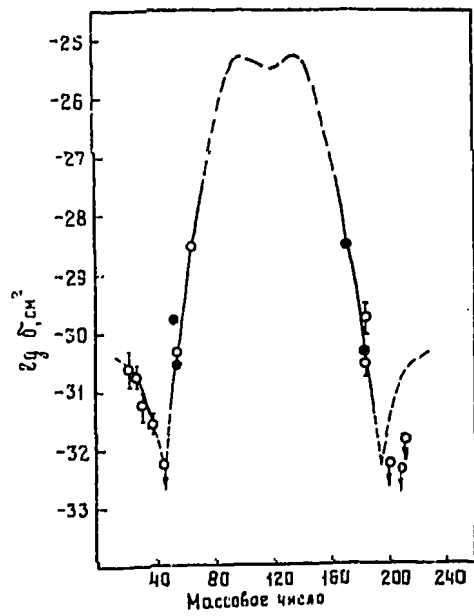


Рис. 9. Полные распределения по массам продуктов деления ^{238}U ионами ^4He с энергией 39 Мэв [97]:
 ○ - экспериментально измеренные величины;
 ● - отраженные значения

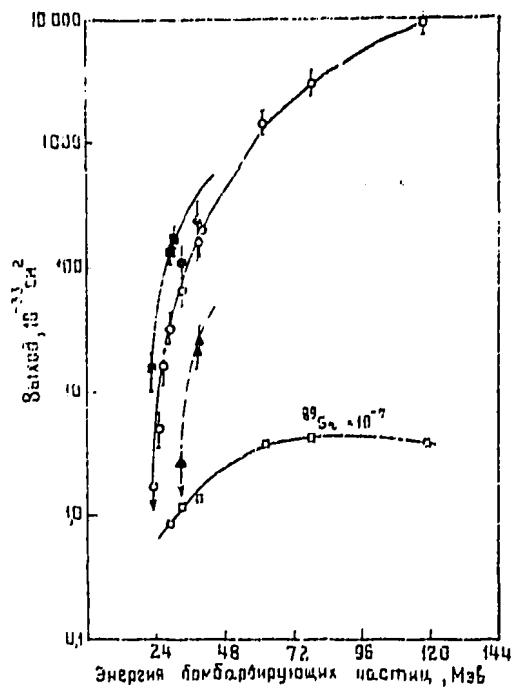


Рис.10. Зависимости выходов некоторых продуктов истинного тройного деления (^{24}Pu , ^{28}Me , ^{38}B), а также ^{89}Sr от энергии бомбардирующих ^{238}U ядер ^3He , ^4He [97]:

- - $^{238}\text{U} (^3\text{He}, f_T) ^{28}\text{Me}$;
- - $^{288}\text{U} (^4\text{He}, f_T) ^{24}\text{Pu}$;
- - $^{238}\text{U} (^4\text{He}, f_T) ^{28}\text{Me}$;
- ▲ - $^{238}\text{U} (^4\text{He}, f_T) ^{38}\text{B}$;
- - $^{238}\text{U} (^4\text{He}, f_O) ^{89}\text{Sr}$

Т а б л и ц а 30

Выходы и характеристики продуктов тройного деления
тяжелых ядер с образованием ^4He

Вид деления	Делящееся ядро	Число фрагментов по отношению к полному числу делений (бинарных)
Деление протонами с энергией 10,5 МэВ	^{232}Th	$(1,50 \pm 0,27) \cdot 10^{-3}$ [66] $(2,15 \pm 0,53) \cdot 10^{-3}$ [92]
Деление ионами ^4He с энергией 29,5 МэВ	^{232}Th	$(1,95 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$ [52, 66]
Деление ионами ^4He с энергией 42,0 МэВ	^{232}Th	$(2,72 \pm 0,28) \cdot 10^{-3}$ [52, 66] $(1,94 \pm 0,22) \cdot 10^{-3}$ [92]
Деление протонами с энергией 10,5 МэВ	^{238}U	$(1,66 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$ [52, 66] $(1,81 \pm 0,11) \cdot 10^{-3}$ [92]
Деление протонами с энергией 11 МэВ	^{238}U	$(2,12 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$ [52]
Деление протонами с энергией 12 МэВ	^{238}U	$(1,88 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$ [52]
Деление протонами с энергией 13 МэВ	^{238}U	$(2,04 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$ [52]
Деление протонами с энергией 14 МэВ	^{238}U	$(2,18 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$ [52]
Деление протонами с энергией 15 МэВ	^{238}U	$(2,20 \pm 0,13) \cdot 10^{-3}$ [52]

Продолжение табл. 30

Вид деления	Делящееся ядро	Число фрагментов по отношению к полному числу делений (бинарных)
Деление протонами с энергией 17 Мэв	^{238}U	$(2,28 \pm 0,14) \cdot 10^{-3}$ [52]
Деление протонами с энергией 17,5 Мэв	^{238}U	$(2,10 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$ [42, 52] $(2,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$ [42]
Деление протонами с энергией 21 Мэв	^{238}U	$(2,43 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$ [52]
Деление ионами ^4He с энергией 29,0-29,5 Мэв	^{238}U	$(2,56 \pm 0,29) \cdot 10^{-3}$ [52, 66] $(1,94 \pm 0,38) \cdot 10^{-3}$ [92]
Деление ионами ^4He с энергией 35,5 Мэв	^{238}U	$(2,13 \pm 0,30) \cdot 10^{-3}$ [92]
Деление ионами ^4He с энергией 42,0 Мэв	^{238}U	$(3,52 \pm 0,28) \cdot 10^{-3}$ [52, 66] $(2,01 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$ [92]

Т а б л и ц а 31

Выходы продуктов тройного деления ^{238}U , мбарн

Изотоп или массовое число	Период полураспада	Деление ионами ^3He с энергией 30,6 Мэв [96]	Деление ионами ^4He с энергией 39 Мэв [97]
^{24}Na	14,95 ч	$(197 \pm 39) \cdot 10^{-6}$	$(230 \pm 110) \cdot 10^{-6}$
A=24		$(197 \pm 39) \cdot 10^{-6}$	$230 \cdot 10^{-6}$
^{28}Mg	21,3 ч	$(173 \pm 12) \cdot 10^{-6}$	$(200 \pm 50) \cdot 10^{-6}$
A=28		$(173 \pm 12) \cdot 10^{-6}$	$200 \cdot 10^{-6}$
^{31}Si	159 мин	$(63 \pm 12) \cdot 10^{-6}$	$(60 \pm 30) \cdot 10^{-6}$
A=31		$(63 \pm 12) \cdot 10^{-6}$	$60 \cdot 10^{-6}$
^{38}S	172 мин	$(16,5 \pm 3,3) \cdot 10^{-6}$	$(25 \pm 6) \cdot 10^{-6}$
A=38		$(16,5 \pm 3,3) \cdot 10^{-6}$	$25 \cdot 10^{-6}$
^{47}Ca	4,535 суток	$\leq 1,6 \cdot 10^{-6}$	$\leq 5 \cdot 10^{-6}$
A=47		$\leq 1,6 \cdot 10^{-6}$	$\leq 5 \cdot 10^{-6}$
^{56}Mn	2,58 ч	$(450 \pm 68) \cdot 10^{-6}$	$(400 \pm 100) \cdot 10^{-6}$
A=56		$(450 \pm 68) \cdot 10^{-6}$	$400 \cdot 10^{-6}$
^{66}Ni	55 ч	$(15,9 \pm 1,6) \cdot 10^{-3}$	$(29 \pm 6) \cdot 10^{-3}$
A=66		$(15,9 \pm 1,6) \cdot 10^{-3}$	$29 \cdot 10^{-3}$
^{183}Ta	5,0 суток	$(211 \pm 32) \cdot 10^{-6}$	$(1,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$
A=183		$(211 \pm 32) \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$
^{184}Ta	8,7 ч		$(270 \pm 140) \cdot 10^{-6}$
A=184			$300 \cdot 10^{-6}$
^{189}Re	140 суток	$\leq 46 \cdot 10^{-6}$	

Продолжение табл. 31

Изотоп или массовое число	Период полураспада	Деление ионами ^3He с энергией 30,6 Мэв [96]	деление ионами ^4He с энергией 39 Мэв [97]
$\Lambda=189$ ^{199}Au	3,15 суток	$\leq 46 \cdot 10^{-6}$ $\leq 4,0 \cdot 10^{-6}$	$\leq 5 \cdot 10^{-6}$
$\Lambda=199$ ^{209}Pb	3,32 ч	$\leq 4,0 \cdot 10^{-6}$ $\leq 9,0 \cdot 10^{-6}$	$\leq 5 \cdot 10^{-6}$ $\leq 9 \cdot 10^{-6}$
$\Lambda=209$ ^{212}Pb	10,64 ч	$\leq 9,0 \cdot 10^{-6}$ $\leq 1,8 \cdot 10^{-6}$	$\leq 4 \cdot 10^{-6}$ $\leq 4 \cdot 10^{-6}$
$\Lambda=212$		$\leq 8,2 \cdot 10^{-6}$	$\leq 13 \cdot 10^{-6}$

Т а б л и ц а 32

Выходы продуктов тройного деления ^{238}U , мбарн [98]

Вид ионов	Энергия возбуждения, Мэв	Сечение бинарного деления	^{28}Mg (период полураспада 21,8 ч)	^{38}S (период полураспада 172 мин)	^{89}Sr (период полураспада 52 дня)
^3He	32,6	160	$(15,5 \pm 4,6) \cdot 10^{-6}$		1,8
	38,8	560	$(135 \pm 27) \cdot 10^{-6}$		
	39,4	600	$(172 \pm 35) \cdot 10^{-6}$	$(24,2 \pm 5) \cdot 10^{-6}$	4,7
^4He	18,56	128	$\leq 1,9 \cdot 10^{-6}$		
	20,0	240	$(5,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-6}$		
	21,4	370	$(16,1 \pm 4,8) \cdot 10^{-6}$		
	23,6	602	$(35 \pm 10) \cdot 10^{-6}$		7,9
	27,0	910	$(66 \pm 20) \cdot 10^{-6}$	$\leq 2,7 \cdot 10^{-6}$	10,9
	33,6	1320	$(168 \pm 42) \cdot 10^{-6}$	$(21 \pm 5) \cdot 10^{-6}$	
	34,0	1325	$(197 \pm 50) \cdot 10^{-6}$		
	34,2	1330	$(198 \pm 50) \cdot 10^{-6}$	$(25 \pm 6) \cdot 10^{-6}$	11,5
34,6	1350	$(194 \pm 48) \cdot 10^{-6}$	$(17 \pm 4) \cdot 10^{-6}$		

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Nobles R.A.-"Phys. Rev.", 1962, vol.126, p.1508.
2. Перфилов Н.А. Физика деления атомных ядер. Прил. № 1 к журн. "Атомная энергия" за 1957 г. М., Атомиздат, 1957, с.98.
3. Henderson D.J., Diamond H., Braid T.H.-"Bull Amer. Phys. Soc. Ser. II", 1961, vol.6, N 5, p.416.
4. Allen K.J., Dewan J.T.-"Phys. Rev.", 1950, vol.80, p.181.
5. Titterton K.T., Goward F.K.-"Phys. Rev.", 1949, vol.70, p.143.
6. Titterton K.T.-"Nature", 1951, vol.168, p.590.
7. Marshall L.-"Phys. Rev.", 1949, vol.75, p.1339.
8. Titterton E.W., Brinkley T.A.-"Nature", 1960, vol.187, p.228.
9. Мостовой Г.А.-В кн.: Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958 г.). Доклады советских ученых. Т.1. Ядерная физика. М., Атомиздат, 1959, с.347.
10. Watson J.C.-"Phys. Rev.", 1961, vol.121, N 4, p.230.
11. Fulmer C.B., Cohen B.C.-"Phys. Rev.", 1957, vol.108, p.370.
12. Green L.J., Livesey D.J.-"Phil. Trans. Roy Soc.", 1948, vol.241, p.323.
13. Tsien Gan-Tsiang e.a.-"Compt. Rend", 1947, vol. 227, p.272.
14. Demery J.-"Phys. Rev.", 1946, vol.70, p.274.
15. Hyde E.K. "The Nuclear Properties of the Heavy Elements". Vol. III. Englewood Cliffs, New Jersey, Prentice-Hall, 1961; Майс Э., Нердман Э. "Свойства тяжелых элементов". Вып. 3. Деление ядер. М., Атомиздат, 1960.
16. Дмитриев В.Н. и др. - "Журн. эксперимент. и теорет. физ.", 1960, т.38, вып.3, с.926.
17. Roy J.C.-"Canad. J. Phys.", 1961, vol.39, p.315.
18. Зыков М.А., Лбов А.А., Семьченко А.И. Выходы продуктов деления и их распределение по массам. М., Госатомиздат, 1963.
19. Богоске D.L.-"Phys. Rev.", 1964, vol.134, N 6B, p.B1219.
20. Перфилов Н.А., Соловьева З.И., Филон Р.А. - "Журн. эксперимент. и теорет. физ.", 1961, т.40, № 6, с.2274.
21. Перфилов Н.А., Соловьева З.И., Филон Р.А. - "Журн. эксперимент. и теорет. физ.", 1961, т.41, № 1, с.11.
22. Перфилов Н.А., Соловьева З.И., Филон Р.А., Удобенков Г.А. - ДАН СССР, 1961, т.190, № 3, с.581.
23. Бурмистров В.Р., Киселев Б.Г., Шилин Э.А., Кочетков В.Л.-"Ядерная физика", 1965, т.4, № 2, с.382.
24. Перфилов Н.А., Романов М.Ф., Соловьева З.И. - "Известия науки", 1960, т.71, № 3, с.471.
25. Green L.J., Livesey D.J.-"Nature", 1947, vol.159, N 4056, p.332.
26. Gamow G. e.a.-"Phys. Rev.", 1947, vol.71, p.327.
27. Tsien Gan-Tsiang e.a.-"A. Phys. et Radium", 1947, vol. 8, N 165, p.205.
28. Hill J.-"Phys. Rev.", 1952, vol.87, p.1042.
29. Netter M.F. e.a.-In: Proc. of the Second United Nat. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atom. Energy (Geneva, 1956). Vol.15. Geneva, 1958, p.416.

30. Sloth E.H., Horrocks D.L., Bruce E.J., Studier M.H.-"J. Inorg. Nucl. Chem.", 1962, vol.24, p.337.
31. Мостовая Т.А. - "Атомная энергия", 1961, т.10, № 4, с.372.
32. Перфилов Н.А., Соловьева З.И., Филов Р.А. - "Атомная энергия", 1963, т.14, № 6, с.575.
33. Малкин Л.З., Алхазов И.Д., Кривохатский А.С. и др. - "Атомная энергия", 1964, т.16, № 2, с.148.
34. Derynutter A.I., Nève de Mevergnies M.-In.: Compt. Rend Congr. Internat.Phys. Nucl. (Paris, 1964). Vol.2. Paris, 1964, p.1114.
35. Münze R., Hladik O.-"Kernenergie", 1962, vol.5, N 6, p.472.
36. Münze R., Hladik O., Reihard G.-"Kernenergie", 1962, vol.5, N 7, p.564.
37. Juric M.K.-"Bull. "Boris Kidric" Insts. Nucl. Sci.", 1964, vol.15, N 4, p.217.
38. Catala J., Domingo V., Casanova J.-"Nuovo cimento", 1961, vol.19, N 5, p.923.
39. Münze R.-"Kernenergie", 1962, vol.5, N 6, p.488.
40. Münze R., Hladik O.-"Kernenergie", 1962, vol.5, N 3, p.158.
41. Albenesius E.L., Ondrejcin R.S.-"Nucleonics", 1960, vol.18, N 9, p.100.
42. Atneosen R.A., Thomas T.D., Garvey G.T.-"Phys. Rev.", 1965, vol.139, N 2B, p.B307.
43. Schröder I.G., Derynutter A.J., Moore J.A.-"Phys. Rev.", 1965, vol.137, N 3B, p.B519.
44. Ramanna R., Nair K.G., Kapoor S.S.-"Phys. Rev.", 1963, vol.129, N 3, p.1350.
45. Marshall M., Scobie J.-"Phys. Lett.", 1966, vol.23, N 10, p.583.
46. Whetstone S.L., Thomas T.D.-"Phys. Rev. Lett.", 1965, vol.15, p.298.
47. Драпчинский Л.В. и др. - "Атомная энергия", 1964, т.16, с.144.
48. Соловьева З.И. - "Атомная энергия", 1960, т.8, с.137.
49. Перфилов Н.А., Соловьева З.И. - "Атомная энергия", 1958, т.5, с.175.
50. Перфилов Н.А., Соловьева З.И., Филов Р.А., Хлебников Г.И. - "Журн.эксперимент. и теорет. физ.", 1963, т.44, № 6, с.1832.
51. Панов А.А. - "Журн. эксперимент. и теорет. физ.", 1962, т.43, № 3, с.847.
52. Thomas T.D., Whetstone S.L.-"Phys. Rev.", 1966, vol.144, N 3, p.1060.
53. Андреев В.Н., Сироткин С.М. - "Журн.эксперимент. и теорет. физ.", 1964, т.46, № 4, с.1178.
54. Albenesius E.L.-"Phys. Rev. Lett.", 1959, vol.3, p.274.
55. Wegner H.E.-"Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. II", 1961, vol.6, p.307.
56. Whetstone S.L., Thomas T.D.-"Phys. Rev.", 1967, vol.154, N 4, p.1174.
57. Bowman H.R. e.a.-"Phys. Rev.", 1962, vol.126, p.2120.
58. Muga M.L. e.a.-"Phys. Rev.", 1961, vol.121, N 1, p.270.
59. Flynn K.F. e.a.-"Phys. Rev.", 1956, vol.101, p.1492.
60. Андреев В.Н. и др. - В кн.: Программа и тезисы докладов 18-го ежегодного совещания по ядерной спектроскопии (Рига, 25 января - 2 февраля 1968 г.). Л., "Наука", 1968, с.197.
61. Chwaszczewska J. e.a.-"Phys. Lett", 1967, vol.24B, N 2, p.87.

62. Mattangadi V.A. e.a.-In: Phys. and Chem. Phys. (Salzburg, 22-26 March 1965). Vol.II. Vienna, 1965, p.397.
63. Raisbeck G.M., Thomas T.D.-"Phys. Rev.", 1968, vol.172, N 4, p.1272.
64. Cospers S.W. e.a.-"Phys. Rev.", 1967, vol.154, N 4, p.1193.
65. Fraenkel Z., Thompson S.G.-"Phys. Rev. Lett.", 1964, vol.13, p.438.
66. Coleman J.A. e.a.-"Phys. Rev.", 1964, vol.133, N 3B, p.B724.
67. Андреев В.Н. и др.-"Ядерная физика", 1969, т.9, вып.1, с.23.
68. Андреев В.Н. и др. "Ядерная физика", 1968, т.8, с.88.
69. Krogulski T.e.a. - "Inst.badan jadrow PAN", 1968, N 1010, p.8; "Nucl.Phys.", 1969, vol.A128, N 1, p.219; in: Phys. and Chem. Phys. Proc. 2nd IAEA Sympos. (Vienna, 1969). Vienna, 1969, p.893.
70. Dakowski M. e.a.-"Phys. Lett.", 1967, vol.25B, p.213.
71. Vorobiev A.A. e.a.-"Phys. Lett.", 1969, vol.30B, N 5, p.332.
72. Nardi E. e.a.-In : Phys.and Chem. Phys. Proc. 2nd IAEA Sympos. (Vienna,1969). Vienna, 1969, p.143.
73. Muga M.L.-"Phys. Rev. Lett.", 1963, vol.11, N 3, p.129;
Muga M.L. - В кн.: Успехи физики деления ядер . М., Атомиздат, 1965, с.303.
74. Адамов В.М. и др. - "Ядерная физика", 1969, т.9, № 4, с.732; см. [72], с.900.
75. Адамов В.М. и др. - "Ядерная физика", 1967, т.6, № 5, с.930.
76. Blocki J. e.a.-"Nucl. Phys.", 1969, vol.A127, N 3, p.495.
77. Nagy L. e.a. - "Közp Fiz. Kutató int Közl", 1967, vol.15, N 2, p.85;
Надь Л. и др. - "Ядерная физика", 1968, т.8, № 3, с.443.
78. Fleischer R.L. e.a.-"Phys. Rev.", 1966, vol.143, N 3, p.943.
79. Rosen L., Hudson A.M.-"Phys. Rev.", 1950, vol.78, p.533.
80. Muga M.L.- См. [62], с.409.
81. Price P.B. e.a. Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei. Berkley and Los Angeles, Universitet of Calif. Press., 1963, p.332.
82. Feather N. - См. [72], с.83.
83. Benisz J., Panek T.-"Acta Phys. Polon.", 1967, vol.32, p.485.
84. Benisz H.-"Acta Phys. Polon.", 1969, vol.35, p.67.
85. Titterton E.W.-"Phys. Rev.", 1951, vol.83, p.1076.
86. Stoenner R.W., Hillman M.-"Phys. Rev.", 1966, vol.142, p.716.
87. Пик-Пичак Г.А. - В кн.: Материалы 4-й зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий . Т.1. Л., 1969. с.250.
88. Соловьевы З.И. - "Изв. АН СССР. Сер.Физ.", 1970, т.34, № 2, с.438.
89. Halpern I.-См. [62], с.569.
90. Cavallari F. e.a.-См. [72], с.891.
91. Воробьев А.А. и др. - "Атомная энергия", 1969, т.27, № 1, с.31.
92. Loveland W. e.a.- "Phys. Rev.", 1967, vol.163, N 4, p.1315.
93. Natowitz J.B. e.a.-"Phys. Rev.", 1968, vol.169, N 4, p.993.
94. Horrocks D.L.-"Trans. Amer. Nucl. Soc..", 1965, vol.8, p.12.
95. Thu Phong Doan e.a.-"Nucl. Phys.", 1967, vol.A96, N 3, p.588.
96. McMurdo K.W., Cobble J.W.-"Phys. Rev.", 1969, vol.182, N 4, p.1303.
97. Iyer R.H., Cobble J.W.-"Phys. Rev.", 1968, vol.172, N 4, p.1186.

98. Iyer R.H., Cobble J.W.-"Phys. Rev. Lett.", 1966, vol.17, N 10, p.541.
99. Carles C. e.a.- См. [72], с.119.
100. Krogulski T., Blocki J.-"Nucl. Phys.", 1970, vol.A144, N 3, p.617.
101. Demytter A.J., Neve de Mevergnies M.- См. [62], с.429.
102. Demytter A.J., Wagemans C.- См. [72], с.898.
103. Мостовая Т.А. и др. - "Атомная энергия", 1964, т.16, № 1, с.3.
104. Michandon A. e.a.-In:Compt. Rend Congr. Internat. Phys.Nucl.(Paris, 1964).Vol.2. Paris, 1964, p.1117;"Nucl.Phys.", 1965, vol.69, N 3, p.573.
105. Квитек И. и др. - "Ядерная физика", 1965, т.2, № 4, с.677; см. [62], с.439.
106. Панов А.А. - "Журн. эксперимент. и теорет. физ.", 1962, т.43, № 6, с.1998.
107. Mehta G.K., Melkonian E.-In:Proc. Nucl. Phys. and Solid. State. Phys. Symp. (Bombay, 1966); "Nucl. Phys.", 1966, p.33.
108. Nardi E. e.a.-"Phys. Rev.", 1969, vol.182, N 4, p.1244.
109. Muga M.L. e.a.-"Phys. Rev. Lett.", 1967, vol.18, N 11, p.404.
110. Fraenkel Z.-"Phys. Rev.", 1967, vol.156, N 4, p.1283.
111. Asghar M e.a.-"Nucl. Phys.", 1970, vol.A145, N 2, p.657.
112. Catala J. e.a.-"Anales de la Real sociedad espanola de fisica y quimica", 1960, vol.A56, N 1-2, p.29.
113. Muga M.L., Rice C.R.- См. [72], с.107.
114. Saha G.B., Yaffe L.-"Canad. J. Chem.", 1969, vol.47, N 4, p.655.
115. Дмитриев В.Н. и др. - "Атомная энергия", 1963, т.14, № 6, с.574.
116. Dutta S.P.-"Indian J. Phys.", 1953, vol.27, p.547.
117. Juric M.K.- "Bull. "Boris Kidric" Inst. Nucl. Sci.", 1964, vol.15, N P338, p.278.
118. Wollen E.D. e.a.- "Phys. Rev.", 1947, vol.72, p.447.
119. Schmitt H.W. e.a.-"Phys. Rev. Lett.", 1962, vol.9, N 10, p.427.
120. Адамов В.М. и др. - "Ядерная физика", 1969, т.10, № 4, с.721; см. [72], с.901.
121. Feather N.-"Proc. Roy Soc. Edinburgh", 1964, vol.66A, p.192.
122. Feather N. - См. [62], p.387.
123. Fong P.- См. [72], с.133.
124. Feather N.-"Phys. Rev.", 1968, vol.170, N 4, p.1118.
125. Melkonian E., Mehta G.K.- См. [62], с.355.
126. Blocki J. e.a.- См. [72], с.115.
127. Schmitt H.W., Feather N.-"Phys. Rev.", 1964, vol.134, N 33, p.565.
128. Соловьева З.И., Филов Р.А. - "Журн.эксперимент. и теорет. физ.", 1962, т.43, № 4, с.1146.
129. Дмитриев В.Н. и др. - "Журн. эксперимент. и теорет. физ.", 1960, т.39, № 3, с.556.
130. Boneh Y. e.a.-"Phys. Rev.", 1967, vol.156, N 4, p.1305.
131. Gazit Y. e.a.- См. [72], с.891.
132. Iyer R.H., Cobble J.W.-In: Proc. Nucl. Phys. and Solid. State. Phys. Sympos. (Bombay, 1968). Vol.2, s.1. 1968, p.34.
133. Thu Phong Doan e.a.-"Compt.Rend Acad. Sci.", 1967, vol.264, N 11, p.B900.
134. Medveczky L. e.a.- См. [72], с.897.

135. Michandon A. e.a.-"Compt.Rend Acad. Sci.", 1963, vol.256, N 7, p.1490.
136. Bouch Y. e.a.- См. [72], с.891.
137. Catala J. e.a.-"Anales Real. Soc. Espanola de fis y quimica", 1960, vol.A56, N 1-2, p.19.
138. Münze R., Reinhard G.-"Kernenergie", 1963, vol.6, N 6, p.274.
139. Smith Y. e.a.-"Jurnal Atomic Energy Commis.", 1968, N 1168, p.12.
140. Katoise A. e.a.-"Israel Atomic Energy Commis.", 1967, N 1128, p.18.
141. Titterton E.W., Brinkley T.A.-"Phil. Mag.", 1960, vol.41, p.500.
142. Шнл А.С.- См. [62], с.317.
143. Kraut A.-"Nucleonik", 1960, vol. 2, p.105, 149; Краут А. - В сб.: Физика деления ядер. М., Госатомиздат, 1963, с.7.
144. Bollini D. e.a.-"Nuovo cimento", 1967, vol.B51, N 1, p.235.
145. Соловьева З.И.-"Ядерная физика", 1968, т.8, № 3, с.454.
146. Benisz J., Urbanski E.-"Acta Phys. Polon.", 1969, vol.36, N 4, p.707.
147. Benisz J., Panek T.-"Acta Phys. Polon.", 1967, vol.32, N 4, p.673.
148. Chwaszczewska J. e.a.-"Inst. Badań Jadrow PAN", 1968, N 1033, p.6.
149. Chwaszczewska J. e.a.-"Acta Phys. Polon.", 1969, vol.35, N 1, p.187.
150. Medveczky L. e.a.-"Acta Phys. Acad. Scient. Hung", 1970, vol.28, N 1-3, p.169.
151. Sowiński M. e.a.-"Acta Phys. Polon.", 1968, vol.33, N 5, p.819.
152. Muga M.L.-"Phys. Rev.", 1967, vol.161, N 4, p.1266.
153. Cambiaghi M. e.a.-"Nuovo cimento", 1969, vol.B59, N 2, p.236.
154. Nervik W.E. -"Phys. Rev.", 1960, vol.119, N 5, p.1685.
155. Перфилов Н.А. и др. - ДАН СССР, 1961, т.136, № 3, с.581.

КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ДЛЯ РАСЧЕТА ГЕТЕРОГЕННЫХ
ЭФФЕКТОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В.В.Коробейников, А.Я.Куранова, Г.Н.Мантуров, М.Н.Николев,
Б.Г.Рязанов, С.Х.Саберов, Д.А.Усиков

Описан комплекс программ, организованных по модульному принципу, предназначенных для расчета резонансных и гетерогенных эффектов в реакторных сборках. Основная библиотека нейтронных констант - АРАМАКО. Используется также библиотека констант индикаторов - резонансных, пороговых, деления. В расчетных модулях применяется метод Монте-Карло. Дополнительно в комплекс включен модуль нульмерного расчета, учитывающий замедление нейтронов по Грюлингу-Герцелю. Подробно описаны подгрупповой метод, способы получения констант (подгрупповых, групповых, температурных производных), а также каждый модуль комплекса и общие принципы организации комплекса (управляющая программа). Данная работа может служить руководством при составлении задания на расчет по комплексу. Все программы написаны на языке АЛГОЛ-60 в системе транслятора ТА-2М для ЭВМ М220 - М222.

Отличительная черта современной атомной науки и техники - переход к построению дешевых ядерных установок, конкурентоспособных с другими производителями энергии. В связи с этим на передний план выдвигаются задачи оптимизации, цель которых - максимально удешевить установку, сохранив требуемые рабочие характеристики. Для оптимизации сборки инженеру-конструктору требуется рассчитать множество вариантов и в каждой определить поля энерговыделения, коэффициенты реактивности и воспроизводства, выгорание, эффективность органов регулирования, эффекты Доплера и другие величины. В настоящее время написаны и успешно эксплуатируются программы для соответствующих расчетов. Однако вследствие разобщенности этих программ коллективы расчетчиков основную часть времени затрачивают на передачу информации из одной программы в другую. Создание комплекса позволило бы производить такую передачу с помощью ЭВМ, а также сократить штат людей, обслуживающих отдельные программы. Так как входная и выходная информация не унифицированы, составители вынуждены курировать расчеты после передачи программы пользователям. Эта не свойственная им работа значительно снижает эффективность труда.

Включение основных расчетных программ в комплекс позволило бы значительно ускорить вариантные расчеты на ЭВМ и определять оптимальные системы с несравненно большей достоверностью, чем вручную. Эта проблема была поставлена около восьми лет назад. Наиболее существенным шагом была разработка системы ФИХАР [1-3], которая эксплуатируется в Научно-исследовательском институте атомных реакторов. Система ориентирована на пользователя. В ней предполагается, что все модули связаны едиными входными и выходными форматами, промежуточная информация хранится и передается при помощи системы архивов. Архивы создает сама система, и поэтому пользователь не заботится о согласовании отдельных модулей, входящих в данный расчет. Система ФИХАР предназначена для постановки на ЭВМ высокого класса. Как показала практика расчетов, эффективность ее работы на ЭВМ класса БЭСМ-4 низка.

Авторы поставили перед собой задачу так организовать взаимодействие программ, чтобы они могли эффективно работать на ЭВМ второго поколения М220 и ЕС-1030. Описываемая ниже система взаимодействия модулей является попыткой такого рода.

Комплекс программы, который вошел в систему, был ориентирован с самого начала на расчеты методом Монте-Карло. Это отразилось в первую очередь на выборе исходной системы констант. Была использована подгрупповая система 26-групповых констант АРАМАКО /4, 5/, которая позволяет на современном уровне учитывать резонансные и гетерогенные эффекты. Имеется трехлетний опыт работы комплекса. За это время он показал себя гибкой и достаточно быстрой в счете системой, легко пополняемой новыми модулями. Широкое использование форматной печати на входе, при вводе исходных данных, на выходе при представлении результатов, а также система синтаксического контроля исходных данных очень удобны при работе с комплексом.

Составители комплекса, имея в виду задачи оптимизации реакторов, а также исследования по дальнейшему повышению точности констант, используемых в ядерно-физических расчетах, собираются включить программы типа 9M, M26 (быстрые аналитические одномерные программы) и программы расчета термализационных эффектов, в том числе программу ЯМКА. Будут включены константные библиотеки и программы для расчета заданы, а также несколько программ Монте-Карло, которые дадут возможность непосредственно рассчитывать тепловые, резонансные и гетерогенные эффекты в сложных геометриях. Особое внимание будет уделено разработке эффективного алгоритма поиска экстремума функций многих переменных. Таким образом будет заложена основа для написания программ оптимизации, определения коэффициентов чувствительности и решения других задач, которые требуют одновременной проработки многих модулей.

Объединение столь большого числа программ предъявляет новые требования к системам обслуживания комплекса. В частности, стало необходимым снабдить все модули системой контроля входной информации, чтобы не допустить авартов внутри модулей. Так как система непрерывно развивается, необходимо разработать специальный модуль экспресс-информации, который мог бы оперативно информировать потребителей о всех переделках и новых возможностях комплекса. Это будет многотомный сводный отчет, который хранится на ленте и обладает тем преимуществом перед обычными отчетами, что непрерывно пополняется и исправляется по мере поступления новой информации.

1. ОРГАНИЗАЦИОННАЯ СТРУКТУРА КОМПЛЕКСА

1. Библиотека стандартных программ для обеспечения работы алгольных программ

Библиотека записана в зоне 2II(8) длиной 7300(8) кодов. Система обеспечения стандартных подпрограмм (СОСП) выбрана на основе длительного опыта обслуживания потребителей в математическом отделе Физико-энергетического института. Некоторые СОСП (из имеющихся в трансляторе ТА-2M) не включены в библиотеку. При необходимости их следует записать в библиотеку.

Для обеспечения передачи управления из одной алгольной программы в другую используется СОД ('NEXT'). В зоне 2II(8) записана программа, обеспечивающая работу СОД('NEXT').

2. Взаимодействие модулей комплекса. Управляющая программа

Под модулем понимается совокупность программ, решающих определенную задачу (например, программы подготовки подгрупповых констант образуют константный модуль). Модулями являются те программы или их совокупности, которые пишет потребитель для своих нужд. В данной системе управляющая программа также является модулем.

Решение поставленной задачи достигается последовательной отработкой модулей. Перед началом работы комплекса должна быть определена цепочка модулей, а управляющая программа обеспечит требуемый порядок отработки модулей. Управляющая программа, согласно заданию передает управление (вызывает очередной модуль), а после того, как модуль проработал, управление вновь передается в управляющую программу.

Передача информации из модуля в модуль производится посредством интерфейсов, которые пишет составитель модуля. Отсутствие автоматизированной системы архивов

является основным отличительным признаком описываемой модульной системы. Выбор каналов порождает информацию от модуля к модулю осуществляется программистом. Это позволяет комплексу работать с высокой скоростью на ЭВМ среднего класса.

Чтобы решать любые задачи, составленные из модулей, необходимо иметь следующую информацию: задание на порядок отработки модулей; управление на работу каждого модуля; сообщения, поступающие в модуль после их отработки; список тех модулей, которые уже отработали. Информация о работе комплекса хранится в нулевой МОЗУ (0-МОЗУ) в первых 80 ячейках. Таким образом, каждый модуль может использовать любые запоминающие устройства машины, но не должен затирать эти ячейки. Если модуль нуждается в этих ячейках, он должен быть снабжен системой спасения.

Управление на работу модуля задается десятичным числом. Перед тем как передать управление в следующий модуль, управляющая программа переводит это число в двоичное представление и каждый разряд записывается в соответствующую ячейку массива INTEGER ARRAY АВСМ [1:28]. Например, число 3 есть $1 \times 2^0 + 1 \times 2^1 + 0 \times 2^2 + \dots$ и в массиве АВСМ в первые две ячейки будут занесены единицы, а в остальные - нули. Массив АВСМ управляющая программа записывает в 0-МОЗУ начиная с ячейки 4001(10). В ячейку 28 массива АВСМ записывается порядковый номер вызываемого модуля. Когда модуль отработал, перед передачей управления в управляющую программу в соответствии с этим номером будет занесен номер модуля в список отработавших модулей.

Выбранный способ задания управления на работу модуля удобен тем, что при написании модулей можно за каждым признаком, определяющим работу модуля, сохранять определенную ячейку в массиве АВСМ. Изменение содержания какого-либо признака не влечет за собой переделку тех частей программы, которыми управляют другие разряды. Например, для каждой программы предусмотрен отладочный режим, при котором имеется много промежуточных печатей. Для этого необходимо задать единицу, допустим, в разряд 4 (P4) массива АВСМ. Иногда используется сразу несколько разрядов АВСМ для одного признака (например, через управление задается необходимое число историй).

Комплекс начинает работать всегда с нулевой программы, которая вводит список модулей и управлений к ним. Номера модулей и управлений набиваются на отдельных перфокартах как одиночные десятичные числа со своими контрольными суммами. Пакет заданий складывается так:

номер первого вызываемого модуля;
управление для первого вызываемого модуля;
номер второго вызываемого модуля;
управление для второго вызываемого модуля;
..... ;
число 0.

Появление числа 0 указывает, что список задания исчерпан.

Нулевая программа печатает название комплекса, версию, задание на работу комплекса и передает управление в управляющую программу. (Ограничения: номера программ не должны выходить из интервала 0:31, управление - из интервала $0:2^{27}$; список модулей в задании не должен превышать 18.)

Управляющая программа печатает номер отработавшего модуля и сообщение, которое от него поступило, номер следующего вызываемого модуля и управление на него, а также расшифровывает управление, представляя его в двоичном виде - так, как оно записано в массиве АВСМ. Печатается порядковый номер вызываемой программы и в нее передается управление.

Ниже перечислены управляющие массивы:

НОП [1:19] с 1 по 19 ячейку;
ПРИКАЗ [1:19] " 21 " 39 " ;
СООБЩ [1:19] " 41 " 59 " ;
ЗАДАНИЕ [1:18] " 61 " 78 " .

В массиве ЗАДАНИЕ записывается последовательность модулей согласно заданию на работу комплекса.

В массиве ПРИКАЗ записывается соответствующий набор управлений для модулей, записанных в массиве ЗАДАНИЕ.

В массиве СООБЩ модуль записывает (или не записывает) сообщение. Номер ячейки массива СООБЩ берется равным АВСМ [28].

В массиве ПОП модуль записывает свой номер. Номер ячейки массива ПОП, в которую производится эта запись, берется также равным АВСМ [28].

Конечные подпрограммы модулей рекомендуется снабжать следующей стандартной шапкой:

```
BEGIN   INTEGER   NIP , СООБЩ;  
INTEGER ARRAY   АВСМ [1:28];  
COD ('READ - СМОЗ' , АВСМ, 4001, 27);  
NIP: =
```

и окончанием:

```
BEGIN   INTEGER   ARRAY ПОП , СООБЩ [1:19];  
COD ('READ - СМОЗ' , ПОП, 1, 18);  
COD ('READ - СМОЗ' , СООБЩ, 41, 18);  
СООБЩ [АВСМ [28]] : = СООБЩ; ПОП [АВСМ [28]] : = NIP;  
COD ('WRITE - СМОЗ' , ПОП, 1, 18);  
COD ('WRITE - СМОЗ' , СООБЩ, 41, 18);  
  
COD ('NT' , 15);  
END; END.
```

Пояснения. COD('READ-СМОЗ'), COD('WRITE - СМОЗ') обеспечивают соответственно считывание и запись в О-МОЗУ. COD ('NT' , 15) вызывает управляющую программу, которая имеет номер 15.

Для тех подпрограмм модулей, из которых управление не передается в управляющую программу, может понадобиться лишь вызов массива АВСМ. Управление внутри подпрограмм модуля передается через COD ('NT'), минуя управляющую программу. Таким образом, с точки зрения управляющей программы модуль выступает как одна программа.

Управляющая программа может быть простой, но по мере усложнения комплекса также может значительно усложняться. В описываемом виде она осуществляет простейшие функции: следит за порядком прохождения модулей, правильностью задания и отработки модулей (по сообщениям, поступающим от модулей).

Естественным развитием управляющей программы будет переход на содержательный язык, при помощи которого формулируется задание на работу комплекса.

Следует заметить, что в таких сложных системах, как описываемый комплекс, значительно увеличивается вероятность ошибки при составлении задания. Поэтому все модули, в которых есть ввод информации с перфокарт, снабжены системой редактирования с целью обнаружения синтаксических ошибок, таких, как дробные номера изотопов, отрицательные сечения, выход за допустимые границы и т.п. При обнаружении такой ошибки, если она не допускает дальнейшей нормальной работы комплекса, печатается информация о причине останова и расчет прекращается. Основное значение системы редактирования - не допустить авостов в рекомендованных модулях. Однако гарантировать, что такие авосты не произойдут, нельзя, поэтому составители комплекса обращаются ко всем пользователям с просьбой сообщать о событиях такого рода.

3. Каталог нейтронных констант АРАМАКО

Каталог подгрупповых констант АРАМАКО описан в работе [5]. Он содержит данные для 50 изотопов. Над каталог в комплексе отводятся зоны с $^{52}\text{I}(8)$, в которой записан водород.

Предусмотрена возможность пополнения каталога новыми обобщенными изотопами, которые представляют собой смесь нескольких изотопов. Пополнение производится при помощи модуля I2 (см. подраздел 4 раздела Ш).

Существует также каталог индикаторов - резонансных, пороговых, деления. Это позволяет рассчитывать одновременно числа процессов на этих индикаторах, широко используемых в нейтронно-физических экспериментах (см. подраздел 8 раздела Ш).

4. Комплекс программ подготовки подгрупповых констант

АРМОНТ

Комплекс АРМОНТ предназначен для получения подгрупповых констант ядерных реакторов и защиты, которые предполагается использовать для расчетов по методу Монте-Карло.

Форма представления рассчитанных констант - подгруппная. Исходной библиотекой является 26-групповая библиотека подгрупповых констант АРАМАКО [5]. На основе этой библиотеки комплекс АРМОНТ рассчитывает:

- изотопные подгрупповые константы и их температурные производные;
- зонные подгрупповые константы и их температурные производные;
- изотопные групповые константы и их температурные производные;
- зонные групповые константы и их температурные производные;
- гомогенизированные групповые константы (с учетом температуры, резонансной и гетерогенной блокировки);
- энергетический спектр потока нейтронов в сборке с выводом $K_{эфф}$ на единицу посредством введения утечки для нульмерного реактора, рассчитанного на полученных гомогенизированных константах.

Расчет гомогенизированной сборки, по замыслу, должен предоставлять быструю, но грубую информацию о сборке. Предполагается, что некоторые программы Монте-Карло будут использовать рассчитываемые сечения утечки.

Наряду с указанными основными применениями комплекса предусмотрена возможность широкого экспериментирования с подгрупповыми константами. Имеется в виду возможность применять различные алгоритмы получения констант, так как исследование свойств системы подгрупповых констант, которая лишь недавно стала входить в практику расчетов, представляется актуальным и интересным.

Для расширения области применимости библиотеки констант АРАМАКО предусмотрена возможность замены констант любой группы, любого изотопа на константы, которые потребитель считает более точными. По-видимому, эта возможность будет систематически использоваться при расчетах тепловых систем для уточнения констант тепловой и эпитепловой групп.

В настоящее время в каталоге АРАМАКО хранится около 50 изотопов, всего каталог может вместить 57 изотопов. На число изотопов в зоне и сборке практически ограничений нет: в зоне не более 100 изотопов, в сборке не более 200 изотопов. Число зон не более 100. Заменить константы можно не более чем в 67 группах (суммарно по изотопам в сборке). Расчетное время для одной зоны, состоящей из 7-9 изотопов, примерно 2 мин.

Программы, составляющие комплекс, написаны на языке АЛГОЛ в системе транслятора ТА-2М (версия ФЭИ-1973). В процессе счета используются 0 или 1-МОЗУ и 0-6-барабаны. Комплекс АРМОНТ записан на одной ленте под программным номером 2.

П. ПОДГРУППОВОЙ МЕТОД ПРЕДСТАВЛЕНИЯ КОНСТАНТ

В этом разделе дан обзор подгруппового представления констант и терминология, используемая при описании программ и в системе редактированной выдачи.

I. Основные предпосылки подгруппового описания

Подгрупповой метод как способ компактного описания энергетической зависимости сечений в резонансной области был рассмотрен в работах [4-6]. Авторы данной статьи сузили рамки подгруппового подхода и не касаются способов его применения для области энергий, в которой ширины резонансов больше средних потерь энергии нейтронов в упругих соударениях. В этой области энергий используется так называемая расстановка подгрупп [5], которую можно интерпретировать, почти не искажая смысла термина, как переход к большему числу групп или как дробление группы на более мелкие. В каталоге АРАМАЛО имеется информация о расстановке подгрупп.

Итак, предполагается, что ширины резонансов меньше средней потери энергии при соударениях нейтронов с ядрами. Пусть на пластину вещества падает мононаправленный поток нейтронов $\mathcal{J}_{ln}(E)$, отличный от нуля в области энергий от E_n до E_b . $\mathcal{J}_{ln}(E)$ - спектр падающих нейтронов. Поток нормирован

$$\int_{E_n}^{E_b} \mathcal{J}_{ln}(E) dE = 1.$$

Поток излучения, прошедшего без столкновения через пластинку толщиной x , обозначен $T(x)$:

$$T(x) = \int_{E_n}^{E_b} \mathcal{J}_{ln}(E) e^{-\Sigma(E)x} dE,$$

где $\Sigma(E)$ - сечение. Функцию $T(x)$ называют функцией пропускания, в данной работе она названа модулированной изотопом i , если поток падающего излучения $\mathcal{J}_{ln}(E)$ получен как поток нерассеянного излучения, прошедшего через слой вещества, состоящего из изотопа типа i .

Подгрупповое описание основывается на следующих экспериментальных фактах [7], которые авторы называли аксиомами подгруппового описания сечений:

A1. Функция $T(x)$ с весьма быстрой сходимостью ($n \leq 5$) может быть описана рядом

$$T(x) = \sum_{p=1}^n a_p e^{-\Sigma_p x}, \quad (I)$$

где $a_p \geq 0$, $\sum_{p=1}^n a_p = 1$, $\Sigma_p > 0$.

A2. Функция $T(x)$ слабо зависит (не зависит в пределах погрешностей измерений) от вида $\mathcal{J}_{ln}(E)$, если не является модулированной тем же изотопом, для которого определяется $T(x)$. К формуле (I) приводит решение следующей задачи. На пластинку падает поток нейтронов. С вероятностью a_p нейтрон взаимодействует с веществом, имея сечение Σ_p . Эта вероятностная интерпретация помогает понять физический смысл формулы (I). Действительно, когда среда имеет резонансную структуру, каждый нейтрон, проходящий в интервале энергий ΔE , взаимодействует с определенным значением полного сечения. Если упростить картину и представить форму резонанса в виде ступенчатой пирамиды, а поток предположить постоянным в пределах ΔE , задача сводится к формуле (I). Утверждение аксиомы A2 является следствием того, что резонансов в рассматриваемой области ΔE много.

A3. После столкновения нейтрон "забывает" о том, в какой подгруппе он находился до столкновения. Другими словами, величины a_p , Σ_p зависят лишь от энергии налетающего нейтрона.

Все три положения подгруппового представления можно сформулировать на эквивалентном математическом языке, который будет в дальнейшем широко использоваться. Авторы определяют функцию $P(\Sigma)$ как решение интегрального уравнения

$$T(x) = \int_{E_n}^{E_b} \mathcal{J}_{ln}(E) e^{-\Sigma(E)x} dE = \int_0^{\infty} P(\Sigma) e^{-\Sigma x} d\Sigma. \quad (2)$$

Предполагается, что $\int_0^{\infty} P(\Sigma) d\Sigma = 1$, $P(\Sigma) \geq 0$.

Таким образом, $P(\Sigma)$ является плотностью вероятности того, что нейтрон из пучка налетающих нейтронов $J_{Ln}(E)$ взаимодействует с сечением Σ .

Если функция пропускания описывается формулой (1), то решением уравнения (2) будет

$$P(\Sigma) = \sum_{p=1}^n \alpha_p \delta(\Sigma - \Sigma_p). \quad (3)$$

В терминах $P(\Sigma)$ аксиома A2 может быть записана

$$P(\Sigma_1, \Sigma_2) = P(\Sigma_1) P(\Sigma_2),$$

то есть, если Σ_1 и Σ_2 - сечения различных изотопов, плотность вероятности попадания нейтрона в первом изотопе на сечение Σ_1 и во втором на сечение Σ_2 равна произведению плотностей вероятностей. Если $J_{Ln}(E)$ - поток, модулированный тем же изотопом, то

$$P(\Sigma_1, \Sigma_2) = P(\Sigma_1) \delta(\Sigma_2 - \Sigma_1).$$

Важнейшими характеристиками функции $P(\Sigma)$ являются ее моменты:

$$M(n) = \int_0^{\infty} \Sigma^n P(\Sigma) d\Sigma;$$

$$\bar{\Sigma} = \int_0^{\infty} \Sigma P(\Sigma) d\Sigma = \sum_{p=1}^n \alpha_p \Sigma_p - \text{первый момент};$$

$$M(0) = \sum_{p=1}^n \alpha_p = 1 - \text{нормировка долей};$$

$$M(-1) = \sum_{p=1}^n \frac{\alpha_p}{\Sigma_p} - \text{характеристика резонансной блокировки}.$$

Функция пропускания $T(x)$ является характеристической функцией моментов

$$M(n) = (-1)^n \frac{d^{(n)}}{dx^n} T(x) \Big|_{x=0}, \quad n \geq 1;$$

$$M(0) = T(x) \Big|_{x=0};$$

$$M(-n) = (-1)^n \int \int \dots \int_n T(x) dx \Big|_{x=0}, \quad n \geq 1.$$

(4)

Характеристическая функция служит полезным математическим инструментом. В силу аксиомы A2 для среды, состоящей из смеси различных изотопов, общая функция пропускания есть произведение изотопных функций пропускания

$$T(x) = \prod_{\text{по всем изотопам } i} T_i(x). \quad (5)$$

На языке функций $P(\Sigma)$ суммарная $P(\Sigma)$ есть свертка изотопных $P_i(\Sigma)$;

$$P(\Sigma) = P_1(\Sigma) * P_2(\Sigma) * \dots, \quad (6)$$

где * - знак свертки;

$$P_1(\Sigma) * P_2(\Sigma) = \int_0^{\infty} P_1(\Sigma) P_2(\Sigma - \Sigma') d\Sigma'.$$

Если необходимо найти выражение для моментов многокомпонентной среды, то проще всего продифференцировать формулу (5), воспользовавшись формулой бинома Ньютона.

Авторы подготовили аппарат, чтобы сформулировать основную задачу подгруппового метода - получение констант обобщенного изотопа.

2. Свертка и получение констант обобщенного изотопа

Операция свертки изотопов применяется, если в среде содержатся различные изотопы, каждый из которых имеет подгрупповое описание сечений. Цель свертки - охарактеризовать в компактной форме совокупность изотопов, то есть совокупность изотопов представить одним изотопом (в дальнейшем он называется обобщенным), который имел бы подгрупповые параметры, адекватно описывающие исходную совокупность изотопов. Если применить формулу (6), то $P(\Sigma)$ смеси выразится суммой

$$P(\Sigma) = \sum_{i=1}^{n_1} \sum_{j=1}^{n_2} \dots \sum_{k=1}^{n_k} a_{1i} a_{2j} \dots a_{nk} \delta[\Sigma - (\Sigma_{1i} + \Sigma_{2j} + \dots + \Sigma_{nk})], \quad (7)$$

где a_{qr} - доля q -го изотопа r -й подгруппы;
 Σ_{qr} - сечение q -го изотопа r -й подгруппы.

Так как $\sum_{p=1}^{n_q} a_{qp} = 1$, $a_{qp} \geq 0$, то

$$\sum_{i=1}^{n_1} \sum_{j=1}^{n_2} \dots \sum_{k=1}^{n_k} a_{1i} a_{2j} \dots a_{nk} = 1.$$

Следовательно, $P(\Sigma)$ - подгрупповое описание обобщенного изотопа, имеющего Π подгрупп

$$\Pi = \Pi_1 \Pi_2 \dots \Pi_k. \quad (8)$$

Однако следует стремиться к тому, чтобы описать этот изотоп небольшим числом подгрупп, желательно не больше некоторого заданного числа, хотя при этом теряется точность описания изотопа по сравнению с формулой (7). Ниже этот вопрос рассматривается подробнее.

Следует определить, что понимается под потерей точности. Возможны два критерия.

Критерий I. Кинетические уравнения переноса в подгрупповом представлении формулируются так, что основной величиной, характеризующей распространение нерассеянного излучения, является функция пропускания смеси [6]

$$T(x) = \int_0^{\infty} P(\Sigma) e^{-\Sigma x} d\Sigma,$$

где $P(\Sigma)$ определяется формулой (7). Поэтому функция пропускания смеси должна быть как можно более точно аппроксимирована другой функцией $\tilde{P}(\Sigma)$, имеющей меньше членов в сумме

$$\tilde{P}(\Sigma) = \sum_{p=1}^{\tilde{\Pi}} \tilde{a}_p \delta(\Sigma - \tilde{\Sigma}_p). \quad (9)$$

Строго это требование можно записать так: функция $P(x)$ будет определять "плату" за ошибку в описании функции пропускания при данном x . Необходимо получить минимум интегральной платы

$$\frac{1}{2} \int_{x_n}^{x_k} \frac{[T(x) - \tilde{T}(x)]^2}{\rho^2(x)} dx = \min, \quad (10)$$

где x_n, x_k - интервал толщин, на котором аппроксимируется функция пропускания. Тогда $\tilde{a}_p, \tilde{\Sigma}_p$ определяются из уравнений

$$\frac{\partial}{\partial a_p} \cdot \frac{1}{2} \int_{x_n}^{x_k} \frac{[T(x) - \tilde{T}(x)]^2}{\rho^2(x)} dx = 0 ;$$

$$\frac{\partial}{\partial \Sigma_p} \cdot \frac{1}{2} \int_{x_n}^{x_k} \frac{[T(x) - \tilde{T}(x)]^2}{\rho^2(x)} dx = 0$$

при наличии ограничений, позволяющих a_p и Σ_p придать физический смысл долей и сечений

$$\tilde{a}_p \geq 0, \quad \sum_{p=1}^{\tilde{N}} \tilde{a}_p = 1, \quad \tilde{\Sigma}_p \geq 0.$$

Функция "платежа" $\rho(x)$ определяется в зависимости от того, как определялась функция пропускания данного изотопа.

1. Если $T(x)$ определяют теоретически по детальному ходу сечений $\Sigma(E)$, то

$$\rho^2(x) = E [T_{f,\Sigma}(x) - \bar{T}(x)]^2,$$

где $T_{f,\Sigma}(x) = \int_{E_n}^{E_k} f_{Ln}(E) e^{-\Sigma(E)x} dE$ -

функция пропускания для данного спектра $f_{Ln}(E)$ и детального хода сечений $\Sigma(E)$; $\bar{T}(x)$ - функция пропускания, средняя по множеству всевозможных спектров f_{Ln} и сечений $\Sigma(E)$, в соответствии с ошибками определения $\Sigma(E)$; E - математическое ожидание на множестве всевозможных спектров f_{Ln} и детальных ходов сечений $\Sigma(E)$.

2. Если $T(x)$ определяют из эксперимента, например из эксперимента по пропусканию, то

$$\rho^2(x) = E [T_{f,\sigma}(x) - \bar{T}(x)]^2,$$

где усреднение производится по множеству экспериментальных функций f_{Ln} и по σ - ошибкам измерений $T(x)$.

Хотя в таком виде задача поставлена наиболее точно и корректно, для ее решения требуется сложный алгоритм поиска минимума при ограничениях. Поэтому исторически решение задачи пошло иным путем, который используется в комплексе АРМОНТ и описывается ниже.

Критерий 2. Для приемлемого описания функции пропускания достаточно взять не более четырех подгрупп. Однако, как показывают расчеты, уже 3-подгрупповое приближение довольно точно и поэтому, с целью уменьшения объема информации, в комплексе АРМОНТ принимается число подгрупп, не превышающее трех.

При получении констант обобщенных изотопов с 3-подгрупповым представлением имеется возможность сохранить шесть моментов. Это моменты полного сечения $M(-3), M(-2), M(-1), M(0), M(1), M(2)$. Система уравнений для определения полных сечений и долей подгрупп

$$M(n) = \sum_{p=1}^3 a_p \Sigma_p^n, \quad (II)$$

где $n = -3, -2, \dots, 2$, является физической, т.е. $a_p \geq 0, \Sigma_p \geq 0$. В работе [8] показано: если левая часть системы (II) имеет вид

$$M(n) = \sum_{j=1}^N a_j \Sigma_j^n, \quad (I2)$$

где $a_j \geq 0$, $\Sigma_j \neq 0$, $\Pi \geq 3$, то решения системы (II) будут физическими. Согласно формуле (7) левые части имеют указанный вид. Следует отметить неассоциативность операции получения обобщенного изотопа (или неассоциативность свертки). При сворачивании трех резонансных изотопов с целью получения обобщенного изотопа возможны два пути: вначале первый изотоп свернуть со вторым, а затем полученный обобщенный изотоп — с третьим; одновременно свернуть все три изотопа. Результаты будут различными.

Однако операция свертки была бы ассоциативной при сохранении лишь последовательности прямых моментов $M(0), M(1), \dots, M(5)$. Это видно из того, что после n -кратного дифференцирования характеристической функции смеси изотопов (5) с целью определения n -момента получается выражение для n -момента смеси через $0, 1, \dots, n$ -моменты составляющих изотопов. Когда наряду с прямыми моментами сохраняются и обратные, как, например, в формуле (II), невозможно выразить все моменты смеси через соответствующие моменты составляющих изотопов. Это видно из свойств характеристической функции для отрицательных моментов

$$M(-n) = (-1)^n \int \dots \int T(x) dx \Big|_{x=0}$$

или из того, что $\frac{1}{\Sigma_1 + \Sigma_2}$ нельзя выразить в виде конечного ряда от $\frac{1}{\Sigma_1}$ и $\frac{1}{\Sigma_2}$.

Таким образом, обобщенные изотопы следует получать одновременной сверткой составляющих изотопов. Тем не менее при составлении комплекса АРМОНТ оставлена возможность одновременной свертки с целью определения степени неассоциативности. Так как при этом константы обобщенного изотопа заносятся в каталог АРАМАКО, одновременно открывается возможность пополнять каталог константами смесей изотопов (различными типами сталей и пр.).

Решение системы (II) в явном виде получено в работе [9]. Способ решения следующий. Уравнение для $M(-3)$ умножается на Σ_1 и из него вычитается уравнение для $M(-2)$. Затем уравнение для $M(-2)$ умножается на Σ_2 и из него вычитается уравнение для $M(-1)$. Так, последовательно умножая и вычитая, приходят к системе из пяти уравнений. Затем та же процедура повторяется для этих уравнений с той разницей, что умножение производится на Σ_2 . Получается система из четырех уравнений. Процедура повторяется с умножением на Σ_3 . Окончательно получается система трех уравнений

$$\begin{aligned} M(0) Z_1 + M(1) Z_2 + M(2) Z_3 &= -M(3); \\ M(1) Z_1 + M(2) Z_2 + M(3) Z_3 &= -M(4); \\ M(2) Z_1 + M(3) Z_2 + M(4) Z_3 &= -M(5), \end{aligned} \quad (I3)$$

где Z_1, Z_2, Z_3 — симметрические полиномы

$$\begin{aligned} Z_1 &= -\Sigma_1 \Sigma_2 \Sigma_3; \\ Z_2 &= \Sigma_1 \Sigma_2 + \Sigma_1 \Sigma_3 + \Sigma_2 \Sigma_3; \\ Z_3 &= -(\Sigma_1 + \Sigma_2 + \Sigma_3), \end{aligned} \quad (I4)$$

которые являются корнями кубического уравнения

$$\Sigma^3 + \Sigma^2 Z_3 + \Sigma Z_2 + Z_1 = 0. \quad (I5)$$

После того, как найдены $\Sigma_1, \Sigma_2, \Sigma_3$, из исходной системы (II) находятся доли ρ_1, ρ_2, ρ_3 .

Для получения парциальных подгрупповых сечений Σ_x решается система из трех уравнений

$$\sum_{p=1}^3 \rho_p \Sigma_{xp} \Sigma_p^n = L_x(n), \quad \text{где } n = -2, -1, 0; \quad (I6)$$

a_p и Σ_p берутся из решения системы (II);

$$L_x(n) = \sum_{j=1}^n a_j \Sigma_{xj} \Sigma_j^n.$$

Смысл j, Π, a_j, Σ_j тот же, что в формулах (7) и (12). Данные уравнения сохраняют среднее значение парциального сечения и отношение парциального сечения к полному. К сожалению, положительность решений $\Sigma_{xp} \geq 0$ не гарантирована. Если систему (16) заменить на систему

$$\sum_{p=1}^3 a_p \Sigma_{xp} \Sigma_p^{\alpha(n)} = L_x[\alpha(n)], \quad (17)$$

где $n = 1, 2, 3$; $\alpha(n)$ - некоторые действительные числа, то, как показано в работе [9], всегда существует такая функция $\alpha(n)$, для которой $\Sigma_{xp} \geq 0$. Алгоритма, который реализовал бы эту идею, нет, и поэтому решается система (16). Если получается отрицательное парциальное сечение, то считается, что $\Sigma_{xp} = \Sigma_x$ для $p = 1, 2, 3$, то есть во всех подгруппах парциальное сечение полагается равным среднему. Появление отрицательных сечений наблюдается редко. Оно происходит, например, если сворачиваются два изотопа, один из которых неделящийся и входит в подавляющей концентрации, а другой неделящийся и имеет иное число подгрупп. Тогда в результате сильного "перекося" долей и полных сечений (обобщенный изотоп будет близок к изотопу с подавляющей концентрацией) сечение деления обобщенного изотопа может в одной из подгрупп стать отрицательным.

Трудности, связанные с возможностью получения отрицательных сечений, не являются внутренним дефектом подгруппового метода. Причина их - недостаточная разработка численных алгоритмов, реализующих идеи подгруппового метода.

Определить функцию платежа так, как она определялась для функции пропускания, нельзя. Там функция платежа представлялась одним функционалом, смысл которого был ясен из физического смысла задачи. В случае построения функции платежа для аппроксимации парциальных сечений задачу можно решить, введя набор критериев. Пусть $P(\Sigma_x, \Sigma)$ - точная плотность вероятности иметь сечение Σ_x и одновременно полное сечение Σ ; $\tilde{P}(\Sigma_x, \Sigma)$ - функция, при помощи которой нужно аппроксимировать точную функцию $P(\Sigma_x, \Sigma)$;

$$Q_i = \int f_i(\Sigma_x, \Sigma) P(\Sigma_x, \Sigma) d\Sigma_x d\Sigma -$$

набор функционалов от интересующих функций $P(\Sigma_x, \Sigma)$. Критерий оптимальности выбора параметров $\tilde{P}(\Sigma_x, \Sigma)$ можно записать в виде суммы

$$\sum_{i=1}^k \frac{(Q_i - \tilde{Q}_i)^2}{\sigma_i^2} = \min, \quad (18)$$

где $\tilde{Q}_i = \int f_i(\Sigma_x, \Sigma) \tilde{P}(\Sigma_x, \Sigma) d\Sigma_x d\Sigma$;

σ_i - вес функционала i в общем платеже. Сумма берется по всем введенным критериям. Поиск оптимальных сечений сводится к поиску минимума (18) при физических ограничениях на искомое значение параметров - парциальных сечений.

3. Зонные и изотопные подгрупповые константы

Подгрупповой подход позволяет корректно учитывать гетерогенные резонансные эффекты, под которыми подразумевается следующее. Пусть на пути нейтрона имеются три среды, из которых первая и третья состоят из одного и того же резонансного изотопа. Нейтрон, имеющий энергию E , будет и в первой, и в третьей среде взаимодействовать с полным сечением Σ . Следовательно, если нейтрон в первой среде находился в первой подгруппе,

то, долгов до третьей среди без взаимодействия, он будет находиться в той же подгруппе. Чтобы охарактеризовать такую ситуацию, следует перенумеровать все изотопы, входящие в состав сборки, и для каждого рассматриваемого нейтрона определить, на какой из подгрупп данного изотопа он находится. Допустим, что среда состоит из нескольких зон, которые содержат суммарно два изотопа. Первый имеет две подгруппы и доли a_{11} , a_{12} , а второй – три подгруппы и доли a_{21} , a_{22} , a_{23} . Прежде чем рассмотреть судьбу данного нейтрона, разыгрывается, согласно долям, в какой подгруппе первого и второго изотопов будет находиться нейтрон. Пусть для первого изотопа получилась первая подгруппа, для второго – третья. Длины свободного пробега и вероятность реакций будут разыгрываться согласно определенным подгруппам, независимо от того, в какой из зон произошло взаимодействие. После взаимодействия процесс определения подгрупп повторяется, но уже при новой энергии нейтрона.

Набор подгрупп для каждого изотопа, который имеет нейтрон на рассматриваемом отрезке его истории, называется вектором подгрупп.

Необходимость указанным образом учитывать эффекты пространственной корреляции резонансных изотопов требует соответствующей подготовки констант, которые получили название изотопных подгрупповых констант. Прежде чем окончательно сформулировать термин "изотопные подгрупповые константы", необходимо вспомнить содержание аксиомы А2 подгруппового метода, который постулирует некоррелируемость энергетического хода сечений различных резонансных изотопов. Опираясь на это свойство, можно представить исходную информацию в более компактном виде, чем при задании подгрупповых констант всех входящих в сборку изотопов.

Можно точно сформулировать задачу на языке векторов подгрупп или характеристических функций для многозонныхборок. Однако это сложный путь. Имея в виду применение констант для расчета по методу Монте-Карло, в котором нет надобности формулировать кинетическое уравнение, можно обойтись описанием процедуры получения изотопных констант для многозонныхборок.

Пусть имеются две зоны. Первая содержит изотопы 1, 2, 3, вторая – 1, 4, 5, 6. Одновременно в обе сборки входит лишь изотоп 1. Следовательно, можно записать состав зон иначе:

первая зона	1	2
вторая зона	1	3,

где 1 – обобщенный изотоп, состоящий из изотопа 1; 2 – обобщенный изотоп, полученный сверткой изотопов 2, 3; 3 – обобщенный изотоп, полученный сверткой изотопов 4, 5, 6. Вместо задания констант для шести изотопов задаются константы для трех изотопов.

Окончательно можно сформулировать задачу выделения комплексов изотопов как задачу выделения изотопов, встречающихся лишь в данной зоне, и последующей свертки каждого комплекса изотопов с целью получения эквивалентных обобщенных изотопов.

В результате указанного преобразования сборка характеризуется набором обобщенных изотопов, имеющих свою нумерацию 1, 2, ..., которая в описываемых ниже программах называется обобщенной нумерацией.

Следует упомянуть случай, когда некоторая совокупность изотопов встречается в зонах с одинаковой относительной концентрацией. Так бывает, например, если одинаковая сталь входит в несколько зон. Тогда эту совокупность можно считать обобщенным изотопом, входящим в зоны с различной концентрацией. В описании программ возможность подобного выделения обобщенных изотопов будет рассмотрена подробно (см. подраздел 4 раздела III).

4. Температурные производные подгрупповых констант

Одна из важных задач, для решения которой предназначен комплекс подготовки констант АРМОНТ, – это расчет температурных производных от подгрупповых констант (долей полных и парциальных сечений). Получаемые данные необходимы для расчета температурных

коэффициентов реактивности по методу Монте-Карло [11]. Это новое направление в методе Монте-Карло позволяет с большой точностью (примерно с такой же, как расчет $K_{эфф}$) рассчитывать температурные эффекты, связанные с изменением плотности, поверхности и эффекта Доплера. При этом используется в полной мере преимущество метода Монте-Карло, позволяющее рассчитывать сложные геометрии.

Температурная зависимость всех подгрупповых параметров выражается формулой

$$q(T) = \Delta q \left(\sqrt{\frac{T}{T_0}} - 1 \right), \quad (19)$$

где $T_0 = 300^\circ\text{K}$; Δq - константа, задаваемая в библиотеке АРАМАКО; T - текущая температура ($T \geq T_0$) [5].

Таким образом, температурная производная есть

$$\frac{\partial q(T)}{\partial T} = \frac{\Delta q}{2\sqrt{T T_0}}. \quad (20)$$

Чтобы от температурных производных элементарных изотопов перейти к температурным производным обобщенного изотопа, следует продифференцировать обе части уравнений (II) и (I6). В результате из уравнения (II) получается сложная система нелинейных уравнений относительно α'_p и Σ'_p , аналитическое решение которой найти трудно.

В описываемом комплексе производные определяются численно как $\frac{\Delta q(T)}{\Delta T}$, где ΔT выбирается равным 0,03 задаваемой температуры. При этом дважды решаются системы (II) и (I6) для температуры T и $1,03 T$. Так как алгоритмы решения уравнений (II) и (I6) быстрые, а базис в $0,03 T$ достаточно мал, получается хорошее приближение для истинной производной (20).

5. Групповые константы

Комплекс АРМОНТ позволяет рассчитывать групповые константы для зон и обобщенных изотопов, а также их температурные производные. Групповые константы получаются на основе подгрупповых констант и поэтому учитывают эффекты резонансной блокировки, ранее определявшиеся через факторы резонансной блокировки [12].

Переход от более точного подгруппового описания к приближенному групповому, как и при всякой аппроксимации, может быть совершен различными способами, в зависимости от того, какие из характеристик необходимо сохранить. Наиболее обще задача ставится в терминах функций пропускания. Вводится весовая функция $\rho(x)$ и минимизируется выражение, аналогичное формуле (10), где $T(x)$ - функция пропускания в подгрупповом методе

$$T(x) = \sum_{p=1}^{\Pi} \alpha_p e^{-\Sigma_p x};$$

$\tilde{T}(x) = e^{-\Sigma x}$ - функция пропускания группового подхода. Однако и здесь будут использоваться моментные критерии.

Под полным сечением понимается сечение, которое обеспечивает сохранение средней длины свободного пробега при переходе от подгруппового описания к групповому. Средняя длина свободного пробега в подгрупповом подходе

$$\bar{\lambda} = \sum_{p=1}^{\Pi} \frac{\alpha_p}{\Sigma_p} \quad (21)$$

и, следовательно,

$$\bar{\Sigma} = \frac{1}{\bar{\lambda}} = \frac{1}{\sum_{p=1}^{\Pi} \frac{\alpha_p}{\Sigma_p}}. \quad (22)$$

Для парциальных сечений естественно сохранить вероятность данной реакции x

$$P_x = \sum_{p=1}^n a_p \frac{\Sigma_{xp}}{\Sigma_p} \quad (23)$$

Следовательно, парциальные групповые сечения, рассчитанные по подгрупповым, выражаются формулой

$$\Sigma_x = P_x \bar{\Sigma} = \left(\sum_{p=1}^n a_p \frac{\Sigma_{xp}}{\Sigma_p} \right) / \left(\sum_{p=1}^n \frac{a_p}{\Sigma_p} \right) \quad (24)$$

Учет температуры в групповых сечениях производится через подгрупповые константы, которые имеют температурные зависимости (19).

Температурные производные групповых констант получаются, как и подгрупповых, по формуле $\frac{\Delta \Sigma_x}{\Delta T}$, где ΔT выбирается равным 0,03 K; Σ_x - рассчитываемое сечение.

III. ОПИСАНИЕ МОДУЛЕЙ

В приложениях 1 и 2 приведены тексты модулей 32 и 49, причем в модуль 32 не включены подпрограммы 37-40, которые представляют собой различные версии геометрии. Эти подпрограммы и тексты остальных модулей депонированы и могут быть высланы в порядке, установленном для депонированных работ.

I. Модуль 7. Пересчет зонных подгрупповых констант в гомогенные групповые

Описываемый модуль пересчитывает зонные подгрупповые константы, определенные модулем I2, в эквивалентные гомогенные групповые константы. Гомогенные групповые константы получаются следующим образом:

А. Без учета выедания потока в зонах, т.е. для зон, толщины которых порядка длин свободного пробега нейтронов в них. Полное (транспортное) сечение $\bar{\Sigma}_t$ в каждой зоне определяется из условия сохранения средней длины свободного пробега

$$\bar{\Sigma}_t = \frac{1}{\sum_{p=1}^n \frac{a_p}{\Sigma_{tp}}}$$

где Σ_{tp} - подгрупповое полное сечение;

a_p - доля подгруппы;

n - число подгрупп в зоне.

Парциальные сечения в зоне $\bar{\Sigma}_x$ находятся из условия сохранения среднего значения

$$\bar{\Sigma}_x = \left(\sum_{p=1}^n \frac{a_p \Sigma_{xp}}{\Sigma_{tp}} \right) \bar{\Sigma}_t$$

где Σ_{xp} - подгрупповое парциальное сечение.

Когда определены полные и парциальные сечения по зонам, программа переходит к расчету гомогенных констант среды.

Полное сечение $\bar{\Sigma}_t$ для среды, как и для зон, находится из условия сохранения средней длины пробега

$$\bar{\Sigma}_t = \frac{1}{\sum_{i=1}^L \frac{v_i}{\bar{\Sigma}_{ti}}} \quad (25)$$

где $\bar{\Sigma}_{tL}$ - полное сечение в зоне L ;

V_L - объемная доля зоны L ;

Z - число зон в сборке.

Парциальные сечения определяются по формуле

$$\bar{\Sigma}_x = \left(\sum_{L=1}^Z V_L \frac{\bar{\Sigma}_{xL}}{\bar{\Sigma}_{tL}} \right) \bar{\Sigma}_t, \quad (26)$$

где $\bar{\Sigma}_{xL}$ - средние парциальные сечения в зоне.

Средние по сборке потери летаргии $\bar{\xi}$ в результате упругого рассеяния определяются по формуле

$$\bar{\xi} = \frac{\sum_{L=1}^Z \xi_L \frac{\bar{\Sigma}_{eL}}{\bar{\Sigma}_{tL}} V_L}{\sum_{L=1}^Z \frac{\bar{\Sigma}_{eL}}{\bar{\Sigma}_{tL}} V_L}, \quad (27)$$

где ξ_L - средняя потеря летаргии в результате упругого замедления в зоне.

Б. Учет выедания потока в зонах. Модуль может рассчитывать сечения в предположении, что потоки выедаются в зонах по закону $1/\Sigma_L$. Это приближение справедливо, когда толщины зон велики по сравнению с длинами свободного пробега нейтронов в них. Тогда в формулах (25)-(27) вместо V_L используется

$$\omega_L = \frac{\frac{V_L}{\bar{\Sigma}_{tL}}}{\sum_{L=1}^Z \frac{V_L}{\bar{\Sigma}_{tL}}}.$$

Модуль отдельно рассчитывает сечения на водороде. Для водорода определяются только полное сечение и сечение захвата по формулам (25), (26).

Управления на работу модуля

P6 = 0 - сечения рассчитываются без учета выедания потока в зонах (как описано в пункте А).

P6 = 1 - сечения рассчитываются с выеданием в зонах по закону $1/\Sigma_L$ (см. пункт Б).

P10 = 0 - нет отладочной печати.

P10 = 1 - отладочная печать.

Порядок ввода исходных данных

Модуль 7 обрабатывает зонные константы, рассчитанные модулем I2 и записанные на ленте. Так как при расчёте зонных констант число слоев (зон) уже было определено в модуле I2, повторный ввод числа слоев в модуль 7 не требуется. Задается лишь толщины зон и вводятся последовательно как одиночные числа со своими контрольными суммами.

Формат результатов

Результаты расчета модуль 7 записывает на МБТ в следующем порядке:

Идентификатор	Начало на МБТ
ИСХ [I:I9]	80
ST [I:IP]	I00
SA [I:IP]	I00+2(IP+I)
КСИ [I:IP]	I00+3(IP+I)
НЮФ [I:IP]	I00+4(IP+I)
SING [I:INC]	I00+5(IP+I)
PING [I:MN]	I00+5(IP+I)+INC+I

ИдентификаторНачало на МБИ

STH [I:ГР]
 SAH [I:ГР]
 TC [0:СЭ]

100+5 (ГР+I)+ГНС+I+МН+I
 100+6 (ГР+I)+ГНС+I+МН+I
 500

Обозначения:

МН = (ГНС-1) ГНС/2;

ИСХ - информационный массив;

ИСХ [1] = ГР - число групп;

ИСХ [2] = ГНС - число групп, в которых учитывается неупругий переход;

ИСХ [3] = $\begin{cases} 0 - \text{нет горячего, нет водорода;} \\ 1 - \text{есть горячее, нет водорода;} \\ 2 - \text{нет горячего, есть водород;} \\ 3 - \text{есть горячее, есть водород;} \end{cases}$

ИСХ [4] = СЭ - число зон;

ST - полные сечения;

SA - сечения захвата плюс деления;

KCI - средние групповые потери летаргии в упругих столкновениях;

НЮФ - произведение сечения деления на число вторичных нейтронов;

SINГ - сечения неупругих переходов;

SINГ[1] - полное сечение неупругого взаимодействия в группе 1;

SINГ[2] - полное сечение неупругого взаимодействия в группе 2;

PINГ - нормализованная вероятность неупругих переходов;

PINГ [1] = $\frac{\sum_{i \rightarrow 1} i_{1n}}{SINГ[1]}$;

PINГ [2] = $PINГ[1] + \frac{\sum_{i \rightarrow 2} i_{2n}}{SINГ[1]}$;

.....
 PINГ [ГНС - 1] = $PINГ[ГНС - 2] + \frac{\sum_{i \rightarrow ГНС-1} i_{ГНС-1n}}{SINГ[1]}$;

PINГ [ГНС] = $\frac{\sum_{i \rightarrow ГНС} i_{ГНСn}}{SINГ[2]}$;

.....
 PINГ [ГНС + 1] = $\frac{\sum_{i \rightarrow ГНС+1} i_{ГНС+1n}}{SINГ[2]} + PINГ[ГНС]$;

.....
 PINГ [ГНС-1+ГНС-2] = $\frac{\sum_{i \rightarrow ГНС-1} i_{ГНС-1n}}{SINГ[2]} + PINГ[ГНС-1 + ГНС-2-1]$;

.....
 PINГ [(ГНС-1)/2)(ГНС)] = $\frac{\sum_{i \rightarrow ГНС-1} i_{ГНС-1n}}{SINГ[ГНС-1]}$.

Таким образом, переходы в группу ГНС определяются по разности. Например,

$$\frac{\sum_{i \rightarrow ГНС} i_{ГНСn}}{SINГ[1]} = 1 - PINГ[ГНС-1].$$

Для того чтобы перебрать в цикле нормализованные вероятности переходов в группе Г, начало и конец цикла вычисляются по формулам:

начало = ГНС(Г-1)+Г(3-Г)/2;

конец = Г(2ГНС-Г+1)/2.

SAH - сечения захвата на водороде;

STH - полное сечение взаимодействия нейтронов с водородом;

TC - объемы зон: TC[0] = 0; для $i \geq 1$ TC [i] = TC [i-1] + объем 1-й зоны.

**Краткое описание модуля, принципы работы
алгоритма**

Модуль 7 используется как в качестве самостоятельного модуля, так и в качестве подпрограммы в других модулях (например, 8, 18). Рассмотрим, как это делается.

Возможны два способа. Первый, более общий, заключается в том, что данный вызываемый модуль напоминает содержание массивов ПОП, ПРИКАЗ, ЗАДАНИЕ, СООБЩ, затем заменяет их модифицированными массивами и таким образом принуждает управляющую программу обслуживать себя. И лишь выполнив свою работу, восстанавливает старые значения массивов ПОП, ПРИКАЗ, ЗАДАНИЕ, СООБЩ.

Второй способ, который использован в модуле 7, заключается в том, что управляющая программа анализирует номер вызываемого модуля и, если он равен 8, вызывает модуль 7. В свою очередь модуль 7 анализирует, какой модуль должен работать согласно списку ЗАДАНИЕ, и передает управление, минуя управляющую программу, прямо в данный модуль 8.

Для реализации второго способа требуется заново транслировать управляющую программу и включаемый модуль (в описываемом случае - 7), поэтому второй способ менее предпочтителен, чем первый, и оправдать его можно лишь тем, что его применили составители данного комплекса, когда еще не вполне была осознана общая идеология применяемой модульной системы.

2. Модуль 8. Аналитический расчет нульмерного реактора

Рассчитывается асимптотический поток и сечение замедления в приближении Грюлинг-Герццеля с использованием постоянных сечений внутри групповых интервалов.

Спектр деления аппроксимируется линейно внутри группы в масштабе летаргии о сохранении групповых долей спектра деления. Приближенная форма спектра деления в зависимости от энергии взята в виде

$$\chi(E) = 0,4527 e^{-\frac{E}{0,965}} \operatorname{sh} \sqrt{2,29E}.$$

В таком приближении, используя результаты работы [137], плотность замедления внутри группы j можно записать в виде

$$Q_j(u) = \left(\frac{\xi \Sigma_s \rho}{\Sigma} \right)_j \left[1 - e^{-\frac{\Sigma_j(u-u_{j-1})}{(\xi \Sigma_s + \lambda \Sigma)_j}} \right] + \left(\frac{\xi \Sigma_s}{\Sigma} \right)_j \kappa (u - u_{j-1}) + Q_{j-1}^+ e^{-\frac{\Sigma_j(u-u_{j-1})}{(\xi \Sigma_s + \lambda \Sigma)_j}},$$

где $\Sigma = \Sigma_a + \Sigma_{\text{утечки}}$;

$$\rho_j = W_j^{in} + \nu_j + \kappa_j \left[u_{j-1} - \left(\frac{\xi \Sigma_s + \lambda \Sigma}{\Sigma} \right)_j \right],$$

где κ_j и ν_j - коэффициенты разложения спектра деления:

$$\chi_j(u) = \kappa_j u + \nu_j;$$

W_j^{in} - источники за счет неупругого рассеяния;

$$W_j^{in} = \frac{1}{\Delta u_j} \sum_{k=1}^{j-1} \gamma_k \Sigma_{k \rightarrow j}^{in}; \quad Q_{j-1}^+ = Q_{j-1}(u_{j-1}).$$

Поток в группе j можно представить в виде

$$\varphi_j = \frac{I_j + \lambda_j (W_j^{in} \Delta u_j + E_j)}{(\xi \Sigma_s + \lambda \Sigma)_j},$$

где E_j - групповые доли спектра дозирования

$$I_j = \left(\frac{\xi \Sigma_s + \lambda \Sigma}{\Sigma} \right)_j \left(1 - e^{-\left(\frac{\xi \Sigma_s + \lambda \Sigma}{\xi \Sigma_s + \lambda \Sigma} \right)_j} \right) \left\{ \alpha_{j-1} - \left(\frac{\xi \Sigma_s \rho}{\Sigma} \right)_j + \left(\frac{\xi \Sigma_s}{\Sigma} \right)_j \left[(\rho \Delta u)_j + \frac{\kappa_j \Delta u_j^2}{2} \right] \right\}$$

Сечение замедления в группе j определяется через вероятность замедления и поток

$$\Sigma_{замj} = \frac{(1/u_j)}{f_j}$$

В процессе расчета определяется параметр утечки α , который удовлетворяет уравнению

$$\sum_j (\nu \Sigma_f)_j \psi_j(\alpha) = 1$$

Сечение утечки определится по формуле

$$\Sigma_{утечкиj} = \begin{cases} \Sigma_{t,j} \left(\frac{\alpha / \Sigma_{t,j}}{\operatorname{arctg}(\alpha / \Sigma_{t,j})} - 1 \right) & \text{для среды с } K_{\infty} > 1 \\ \Sigma_{t,j} \left(\frac{\alpha / \Sigma_{t,j}}{\operatorname{arctg}(\alpha / \Sigma_{t,j})} - 1 \right) & \text{для среды с } K_{\infty} \leq 1 \end{cases}$$

Модуль 8 состоит из трех подпрограмм, которые имеют программные номера 7, 8, 9. Подпрограмма 7 является модулем 7, который включен в модуль 8 на принципах, описанных в подразделе I данного раздела (см. "Краткое описание модуля, принципы работы алгоритма"). Подпрограмма 9 проводит форматную распечатку результатов.

Управление на работу модуля

- PI = 0 - нет отладочной печати в подпрограмме 8;
- PI = I - отладочная печать в подпрограмме 8;
- PG = 0 - сечения рассчитываются без учета выедания потока в зонах.
- PG = I - сечения рассчитываются с учетом выедания потока в зонах (см. соответствующие ряды управления модуля 7);
- PIO = 0 - нет отладочной печати в подпрограмме 7;
- PIO = I - отладочная печать в подпрограмме 7;
- PI2 = 0 - нет отладочной печати в подпрограмме 9;
- PI2 = I - отладочная печать в подпрограмме 9.

Порядок ввода исходных данных

Исходные данные для расчета по модулю 8 - зонные константы, рассчитанные по модулю 12 и записанные на ленту.

С перфокарт вводятся толщины зон так, как описано в подразделе I данного раздела (см. "Порядок ввода исходных данных").

Формат результатов

Результаты расчета записываются на МБ1. На нем записаны все массивы, которые выдает модуль 7 (см. "Формат результатов" модуля 7). Добавления и изменения следующие: Содержание массива ISX [1:19] :

- ISX [1] = GP - число групп;
- ISX [2] = GNC - число групп, в которых учитываются неупругие переходы;

$$ИСК [3] = КСР \begin{cases} 0 - \text{нет водорода, нет горячего;} \\ 1 - \text{нет водорода, есть горячее;} \\ 2 - \text{есть водород, нет горячего;} \\ 3 - \text{есть водород, есть горячее;} \end{cases}$$

$$ИСК [4] = \begin{cases} \alpha, \text{ если } K_{\infty} < 1; \\ 1, \text{ если } K_{\infty} \geq 1; \end{cases}$$

$$ИСК [5] = K_{\infty},$$

где α - геометрический параметр (α - квадрат),

K_{∞} - коэффициент размножения бесконечной среды;

ГГ [1:ГР] - начало на МБИ $100+6(ГР+1)+ГНС+1+МН+1$;

СБ [1:ГР] - начало на МБИ $100+6(ГР+1)+ГНС+1+МН+1$;

СР [1:ГР] - начало на МБИ $100+ГР+1$;

ГГ - групповые потоки в сборке, выведенной при помощи геометрического параметра на критичность; нормировка сделана следующим образом: вначале массив ГГ отнормирован так, что сумма потоков оказывается равной 1, затем полученные групповые потоки разделены на групповые интервалы латергии;

СБ - сечение упругого замедления в следующую группу;

СР - сечение упругого рассеяния в группах.

Краткое описание модуля, принципы работы алгоритма

Принципы работы модуля ясны из приведенных выше описаний. В существующей версии модуля в нельзя рассчитывать водородсодержащие среды. Время работы модуля около 3 мин.

3. Модуль 10. Форматная распечатка констант, подготовленных модулем 12

Управление на работу модуля

P4 = 0 - нет отладочной печати.

P4 = 1 - отладочная печать.

Порядок ввода исходных данных

Исходными данными для работы модуля 10 служат константы, рассчитанные модулем 12 и записанные на ленту. Рекомендуется включать модуль 10 вслед за модулем 12. Время работы модуля около 3 мин.

4. Модуль 12. Подготовка подгрупповых констант

Описываемый модуль состоит из подпрограмм I-6, II, I2.

Управление на работу модуля

P1 = 0 - рассчитываются константы для обобщенных изотопов.

P1 = 1 - рассчитываются зонные константы (зонными называются константы

такого рода, когда все изотопы, составляющие какую-либо зону, заменяются одним эквивалентным обобщенным изотопом).

P2 = 0 - задаются температуры зон.

P2 = 1 - температуры не задаются; программа принимает температуру всех зон 300°K .

P3 = 0 - температурные производные констант не вычисляются.

P3 = 1 - температурные производные вычисляются.

P4 = 0 - определяются подгрупповые константы.

P4 = 1 - рассчитываются групповые константы (в зависимости от P1 или P3 это будут либо групповые константы обобщенных изотопов, либо зонные групповые константы; в случае вычисления температурных производных это будут производные групповых констант).

P5 = I - заменяются константы для некоторых изотопов в группах исходного каталога АРАМАКО на константы, которые задает потребитель; например, будут заменены константы тепловой группы ^{235}U .

P6 = I - режим "для служебного пользования"; в форматных распечатках названия изотопов заменяются на уоловные номера.

P7 = I - информация на состав обобщенных изотопов задается извне; режим позволяет определить зависимость подгрупповых констант от способа их получения (совместная свертка, последовательная свертка и т.п.).

P8 = I - "приудительная свертка"; например, обобщенный изотоп должен быть получен сверткой изотопов 1, 2, 3; соответствующим образом составленное задание (см. ниже "Порядок ввода исходных данных") заставит программу получить константы обобщенного изотопа не одновременной сверткой изотопов, а, например, вначале сверткой изотопов 1 и 2, а затем полученного обобщенного изотопа с изотопом 3.

P9 = I - рассчитывается обобщенный изотоп, который заносится в каталог АРАМАКО; при помощи этой операции каталог пополняется "конструкционными материалами" - смесями различных изотопов.

P10 = I - "загрузочный режим", применяемый в случае изменений в каталоге АРАМАКО, а также изменений спектра нейтронов деления, границ групп, названий изотопов, групповых летаргий (применять P10=I при P9=I не надо, все замены программы производит автоматически).

P11 - P15 = I - отладочный режим работы подпрограмм, составляющих модуль I2; наличие единицы в соответствующих разрядах приводит:

P11	-	печать	в	подпрограммах	1	и	12;
P12	-	печать	в	подпрограмме	2;		
P13	-	"	"	"	3;		
P14	-	"	"	"	4;		
P15	-	"	"	"	5.		

P16 = I - подпрограмма 4 работает в отладочном режиме при вычислении констант определенного изотопа и группы, которые задаются в качестве исходных данных.

P17 = I - печатается информация при расчете моментов; так как печати здесь очень много - 10 x 3 (числа изотопов) чисел, эта печать выделяется в качестве самостоятельного управления при отладочном режиме работы подпрограммы 4.

P18 = I - информационная печать, если при расчете подгрупповых констант обобщенных изотопов по общему алгоритму получаются отрицательные сечения; далее программа переходит к нестандартным алгоритмам, чтобы избежать появления отрицательных сечений (чтобы не загромождать выдачу, рекомендуется производить печать только тогда, когда изучаются алгоритмы получения подгрупповых констант).

P19 = I - информационная печать в случае применения нестандартных алгоритмов получения температурных производных (см. ниже "Краткое описание модуля, принципы работы алгоритма").

P20 = 0 - рассчитываются транспортные сечения.

P20 = I - рассчитываются полные сечения.

Порядок ввода исходных данных

Все исходные данные - одиночные десятичные числа со своими контрольными суммами.

<u>Идентификатор</u>		<u>Управление</u>	
СЭ - число зон	}	P7 = 0, P2 = 0	
КИС1 - число изотопов в первой зоне		P7 = 0, P2 = 0	
ТЕМ - температура первой зоны		P7 = 0, P2 = 0	
А - номер первого изотопа		}	СЭ раз
В - концентрация первого изотопа	КИС1 раз		
ЧРИ - число различных обобщенных изотопов	}	PI ₁ = 0, P7 = I	
КИС2 - число изотопов в первом обобщенном изотопе		PI = 0, P7 = I	
ТЕМ - температура первого обобщенного изотопа		}	PI = 0, P2 = 0, P7 = I
А - номер первого изотопа из состава обобщенного изотопа			
В - концентрация первого изотопа из состава обобщенного изотопа		}	PI = 0, P7 = I
КИС3 - число обобщенных изотопов в слое			
А - номер обобщенного изотопа	}	СЭ раз	
В - концентрация обобщенного изотопа			КИС3 раз
ИО - номер, под которым обобщенный изотоп вносится в каталог АРАМАКО; 52 ≤ ИО ≤ 56		P9 = I	
НАЗ - название, которое получает вносимый в каталог изотоп		P9 = I	
ИП - номер обобщенного изотопа, для которого производится отладочная печать в 4-й подпрограмме		PI6 = I	
ГП - группа, для которой производится отладочная распечатка		PI6 = I	
ТИП - условное число, равное:		P5 = I	
0 - информация о подстановках вводится с перфокарт;			
1 - информация о подстановках вводится с перфокарт и записывается в архив;			
2 - информация о подстановках вводится из архива			
ПОДСТ - число подстановок констант		P5 = I	

<u>Идентификатор</u>	<u>Управление</u>
ПП [1:5] - паспорт подстанции: 1 - зона, для которой действует подстанция; 2 - изотоп (номер по АРАМАКО), на который действует подстанция; 3 - группа, для которой производится подстанция; 4 - признак подстанции: 0 - неупругие сечения (для группы), 1 - групповые константы; 5 - длина подстанции - ДП	P5 = I
ПАД [1:ДП] - исходные данные на подстанцию; информация в массиве ПАД записывается в порядке, который принят в каталоге АРАМАКО /5/	P5 = I

ПОДСТ раз

Обобщенный изотоп можно получить одновременной сверткой входящих в его состав изотопов. Возможен и другой путь: вначале из обобщенного изотопа выделить комплексы изотопов, затем свернуть их и из полученных обобщенных изотопов дальнейшей совместной сверткой получить требуемый обобщенный изотоп. Необходимо следить, чтобы комплексы полностью исчерпывали содержание обобщенного изотопа, к которому применяется принудительная свертка. Водород в содержание комплексов не ставится. Комплексов, из которых составлен обобщенный изотоп, не должно быть более 12. В комплекс не должно входить более 12 изотопов. Порядок ввода исходных данных для принудительной свертки следующий:

<u>Идентификатор</u>	<u>Управление</u>
ССИ - суммарное число комплексов, на которое разбиваются исходные обобщенные изотопы	P8 = I
КИС - число изотопов, составляющих комплекс	P8 = I
А - зона, которой принадлежит данный комплекс	P8 = I, P1 = I
А - номера изотопов по АРАМАКО, входящие в комплекс	P8 = I

ССИ раз

КИС раз

Формат результатов

Константы, рассчитанные модулем I2, записываются погруппно на ленту. Если температурные производные сечений не определялись, то вся информация размещается в зонах 393-42I. Когда рассчитываются температурные производные, то используются дополнительно зоны 426-45I.

Информация в зонах 393-42I распределена следующим образом:

Зона 393. Записан массив $MO[I:19]$. Он содержит информацию, которая определяет длины массивов, записанных в следующих зонах. Раскрывая содержание массива MO , явторы одновременно употребляют идентификаторы, которые используются в программах подготовки констант.

1. $ГР$ - число энергетических групп.
2. $ВИ$ - суммарное по зонам число обобщенных изотопов; например, если среда состоит из двух зон, причем в первой содержатся изотопы 1 и 2, а во второй - 2 и 3, то $ВИ = 4$.
3. $СЭ$ - число зон.
4. $ГНС$ - число групп, в которых учитываются неупругие переходы.
5. $ЧРИ$ - число различных изотопов в сборке; для примера, приведенного в пункте 2, $ЧРИ = 3$.
6. $КСГ$ - число различных обобщенных изотопов, содержащих горючее.
7. $КСН$ - число различных обобщенных изотопов, содержащих водород.
8. $АВСМ[1] - P1$.
9. $АВСМ[3] - P3$.
10. $АВСМ[6] - P6$.
11. $СМ$ - число $3I$.
12. $АВСМ[4] - P4$.
- 13-19 - нули.

Зона 394. Записан массив $MI[I:1+СЭ+2(ВИ+ЧРИ)]$. Он содержит информацию о составе зон и температурах. Массив составлен из шести линейно расположенных друг за другом массивов. Опишем их в порядке вхождения в массив MI .

- $BI [0 : СЭ]$ - массив, который указывает число изотопов в зоне.
 $BI [0] = 0$; $BI [i + 1] = BI [i] +$ число обобщенных изотопов в зоне $i + 1$.
 $IT [1 : ВИ]$ - номера обобщенных изотопов.
 $KI [1 : ВИ]$ - гомологичный массиву IT массив концентрации.
 $ЛОГ [1 : ЧРИ]$ - массив признаков:

$$ЛОГ = \begin{cases} 0 - \text{изотоп не содержит ни водород, ни горючее;} \\ 1 - \text{изотоп содержит горючее и не содержит водород;} \\ 2 - \text{изотоп содержит водород и не содержит горючее;} \\ 3 - \text{изотоп содержит и водород, и горючее.} \end{cases}$$

$ТЕМ2 [1 : ЧРИ]$ - температуры обобщенных изотопов.

Пример. Сборка состоит из двух зон:

Номер изотопа	Концентрация	Номер изотопа	Концентрация
1	1,0	1	2
2	0,5	3	0,7
4	0,01		

1 - изотоп, который содержит водород и не содержит горючее. Его температура $300^{\circ}K$.
 4 - изотоп, который содержит и водород, и горючее. Его температура $600^{\circ}K$. Остальные изотопы не содержат ни водород, ни горючее. Их температура $700^{\circ}K$. Тогда массив MI будет состоять из 21 числа:
 0; 3; 5; 1; 2; 4; 1; 3; 1; 0,5; 0,01; 2; 0,7; 2; 0; 0; 3; 300; 700; 700; 600.

Зоны 395-420. В указанных 26 зонах записываются константы, подготовленные модулем I2. Первая группа записывается в зоне 395, вторая - в зоне 396 и т.д. Рассмотрим содержание массива $M2 [I:K+9ЧРИ+3КСГ+2КСН]$, представляющего какую-либо группу. $K = I+ГНС-Г$, если номер рассматриваемой группы $Г \leq ГНС$, и $K=0$, если $Г > ГНС$.

Если $\Gamma \leq \Gamma_{НС}$, то в начале массива М2 записаны сечения неупругих переходов в следующем порядке:

$$\underbrace{SIN, PIN[\Gamma:\Gamma_{НС}-1]}_{\text{СЭ раз}},$$

где SIN - сечение неупругого перехода в зоне; PIN - нормализованная матрица вероятностей перехода нейтрона из группы Γ в группу j в результате неупругого столкновения.

$PIN[\Gamma]$ - доля нейтронов из числа испытавших неупругое соударение и оставшихся в той же группе Γ .

$PIN[\Gamma+1] = PIN[\Gamma] +$ доля нейтронов, которая перешла в группу $\Gamma+1$. Таким образом, доля нейтронов, которые переходят в группу $\Gamma_{НС}$, находится по разности $1 - PIN[\Gamma_{НС}-1]$.

Следующими за неупругими сечениями записаны

$$\underbrace{ТАБР[1:2, 1:3] \quad ДП[1:2] \quad НСД[1:3], \quad КСИ, \quad СТН, \quad ВАН}_{\text{ЧРИ раз}},$$

где ТАБР $[\Gamma, p]$ - транспортные (полные) сечения взаимодействия нейтрона с рассматриваемым обобщенным изотопом в подгруппе p минус сечение неупругого взаимодействия;

ТАБР $[2, p]$ - сечение захвата (радиационный захват плюс захват с делением) в подгруппе p ;

ДП $[1]$ - доля 1-й подгруппы;

ДП $[2] = ДП[1]$ - доля 2-й подгруппы;

1 - ДП $[2]$ - доля 3-й подгруппы;

НСД $[p]$ - сечение деления; массив НСД записывается, если ЛОГ $[i] = 1$ или 3,

где i - рассматриваемый обобщенный изотоп;

КСИ - средняя потеря летаргии;

СТН - полное сечение взаимодействия с водородом;

ВАН - сечение захвата на водороде;

СТН и ВАН записываются, если ЛОГ $[i] = 2$ или 3.

Зона 42I. В зоне записан массив МЗ $[1:GP - 2+12]$. Он составлен из массивов:

1. DU $[1:GP]$ - групповые летаргии.

2. EG $[0:GP]$ - энергетические границы групп.

EG $[0] = 10,5$ мэв;

EG $[1] = 6,5$ мэв;

EG $[25] = 0,215 \cdot 10^{-6}$ мэв;

EG $[26] = 0$ мэв.

3. СНД $[1:II]$ - нормализованный спектр нейтронов деления.

СНД $[1]$ - доля вторичных нейтронов в группе 1.

СНД $[2] = СНД[1] +$ доля вторичных нейтронов в группе 2.

.....

СНД $[II] = 1$.

Когда проводится расчет температурных производных, то помимо указанной информации в зонах 393-42I в зоны 426-45I записываются температурные производные в том же формате, что и описанный выше для зон 395-420, с той разницей, что вместо сечений, долей, летаргий и т.п. записаны соответствующие им температурные производные.

Краткое описание модуля, принципы работы алгоритма

Модуль I2 состоит из подпрограмм 1, 2, 3, 4, 5, 6, II, I2. Его работа всегда начинается с подпрограммы I2, которая вводит исходные данные и осуществляет синтаксический контроль.

Если информация на формирование обобщенных изотопов задается извне, то после отработки подпрограммы 12 вызывается подпрограмма 2. Если обобщенные изотопы выделяются автоматически, вызывается подпрограмма 1, которая и выполняет эту работу, и, только когда подпрограмма 1 отработает, управление передается в подпрограмму 2.

Подпрограмма 2 формирует внутренний список изотопов, особо выделяя водород, который не сворачивается с другими изотопами. Если сборка содержит только водород, управление передается в подпрограмму 5. Если будет использована подстановка констант, управление будет передано подпрограмме 6. Подпрограмма 6 вводит информацию о подстановках с перфокарт или из архива, который расположен в зоне 453. Затем управление передается подпрограмме 3.

Подпрограмма 3 готовит задание для работы основной подпрограммы 4, которая и занимается сверткой изотопов и получением обобщенных изотопов.

За одну проработку подпрограмма 4 может свернуть не более 12 изотопов и получить не более 12 обобщенных изотопов, поэтому может быть многократно повторена последовательность отработки подпрограмм 3 - 4 - 5.

Подпрограмма 5 записывает результаты свертки на ленту. Если рассчитанный изотоп заносится в каталог АРАМАКО, расчет ведется так, что информация на ленту не записывается, однако нельзя считать, что предыдущий расчет констант сохранился, так как изменяются массивы MO и MI.

Первый расчет, который ведется по модулю 12 после дублирования ленты комплекса, должен содержать в управлении P(0)=1. По этому признаку печатается содержание каталога АРАМАКО и происходит перекос информации на ленте, чтобы в дальнейшем обеспечить более быструю работу модуля.

Время работы модуля - около 2 мин на расчет одной зоны.

Ближайшие перспективы развития модуля 12, которые отразятся на входном и выходном форматах, следующие: 1) предполагается снять ограничение на максимальное число подгрупп в каталоге АРАМАКО, которое в настоящее время равно трем; 2) в формат выходных данных будет введена реакция $n-2n$.

По мере того как модуль 12 будет исправляться и модифицироваться, соответствующая информация будет выдаваться через экспресс-информацию о комплексе.

5. Модуль 13. Расчет гомогенного реактора методом Монте-Карло

Этот модуль написан для изучения эффектов замедления нейтронов. Метод Монте-Карло обуславливает возможность следить за энергией по непрерывной шкале и таким образом получать сечения замедления из группы в группу с учетом внутригруппового спектра.

Анизотропия упругого рассеяния нейтронов в системе центра масс и, как следствие, изменение вероятности потери энергии при упругих столкновениях учитываются при помощи эффективного атомного веса изотопов. Пусть ξ - средняя потеря лентаргии в результате упругого рассеяния (с учетом анизотропии). Тогда атомный вес определяется по известной формуле (14)

$$A = \frac{2}{\xi} - \frac{2}{3}.$$

Даже для $A = 2$ погрешность этого выражения составляет всего 3,5%. Найденный таким образом атомный вес не совпадает с истинным атомным весом изотопа и различие обусловлено анизотропией рассеяния.

Потери энергии в упругих соударениях определяются по формуле (14)

$$\frac{E}{E_0} = \frac{1+d}{2} + \frac{1-d}{2} \cos \chi, \quad (28)$$

где E_0 - энергия нейтрона до соударения,

E - энергия после соударения,

$$\mu = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2, \quad (29)$$

$\mu = \cos^2 \chi$ - косинус угла рассеяния в системе центра масс.

Предположим, что $\cos \chi$ распределен равномерно на интервале $-1+1$. При анизотропном рассеянии в системе центра масс это допущение эквивалентно сохранению лишь средних потерь энергии и искажению более высоких моментов функции плотности вероятности потерь энергии. Формулу (28) перепишем в виде

$$\frac{E}{E_0} = \left(\frac{1+\mu}{2} \right) \left(1 + \frac{1-\mu}{1+\mu} \mu \right);$$

подставляя вместо μ его выражение через A (2), получаем

$$\frac{E}{E_0} = \frac{A^2+1}{(A+1)^2} \left(1 + \frac{2A}{(A+1)^2} \mu \right) = \frac{A^2+2A\mu+1}{(A+1)^2}. \quad (30)$$

В случае водорода $A=1$ и формула (30) упрощается

$$\frac{E}{E_0} = \frac{1+\mu}{2}. \quad (31)$$

Так как μ - случайное число, распределенное равномерно в интервале $-1+1$, а в машине генерируются равномерно распределенные случайные числа j на отрезке $0+1$, для водорода используют формулу

$$\frac{E}{E_0} = j.$$

При неупругих рассеяниях предполагается, что нейтрон будет иметь энергию, равномерно распределенную внутри группы, в которую он переходит. Это предположение остается в силе и для случая, когда нейтрон остается в той же группе (нейтрон тогда может увеличить свою энергию).

Нейтроны выпускаются по спектру деления. Причем считается, что их начальная энергия внутри группы распределена равномерно.

Программа может работать в двух режимах. Во-первых, можно разыгрывать естественные траектории, которые обрываются при захвате нейтрона. Во-вторых, можно вести траектории до тех пор, пока вес нейтрона не станет меньше заданного числа ξ . Для быстрых сборок эта модификация позволяет проследить нейтроны дальше, чем блуждание по обрывающимся траекториям.

Предусмотрена возможность выпускать нейтроны не по спектру деления, а при фиксированной энергии, равной верхней границе какой-либо группы.

Основным выходом программы являются рассчитанные вероятности упругого замедления из группы, которое определяется отношением числа нейтронов, покинувших данную группу, к общему числу столкновений в данной группе. Сечения замедления определяются затем как произведение полученной вероятности на полное сечение в группе.

Управление на работу модуля

$P1 - P4$ - двоичное число, определяющее число историй. Обозначим это число N .
Несколько примеров:

$$P1=1, P2=0; P3=0; P4=0 \quad - \quad N = 1;$$

$$P1=0, P2=1, P3=0, P4=0 \quad - \quad N = 2.$$

Число историй ИСТОП получается из N по формуле $ИСТОП = 2500 N + 100$.

При всех $P1-P4=0$ получаем 100 историй - отладочный вариант.

$P5=1$ - отладочная печать.

$P5=0$ - нет отладочной печати,

$P7=1$ - блуждание ведется по необрывающимся траекториям; рассмотрение истории пре-

рывается, когда вес нейтрона становится меньше заданного числа ξ , определяемого разрядами управления P16 - P19.

P11 - P15 - двоичное представление номера группы, из верхней границы которой выпускаются нейтроны, если все P11 - P15 = 0; нейтроны выпускаются по спектру деления; если какой-либо из разрядов P11 - P15 не равен нулю, группа определяется двоичным представлением, например группа 3 задается признаками P11=1, P12=1, P13=0, P14=0, P15=0.

P16 - P19 - двоичное представление числа M, определяющего ξ ; например, P16=1, P17=1, P18=1, P19=0 - M=7; зная M, определяем ξ по формуле

$$\xi = 10^{-15} \cdot 10^M.$$

Порядок ввода исходных данных

Исходными данными для расчета по модулю I3 служат константы, рассчитываемые модулями I2 и 7. Причем модуль 7 включен в модуль I3 как подпрограмма, так что фактически требуется задание лишь на отработку модуля I2.

Число историй, метод прослеживания историй (естественный или по необрывающимся траекториям), момент обрыва истории, номер группы, из которой выпускаются нейтроны, и прочие исходные данные вводятся через управление для модуля, так что с перфокарт требуется лишь ввод исходных данных, необходимых для проработки модуля 7 (объемы зон).

Формат результатов

Результаты расчета записываются на МБГ. На барабанах записаны массивы констант, рассчитанных модулем 7 (см. "Формат результатов" модуля 7). Кроме того, записаны после отработки модуля I3:

Идентификатор	Начало на МБГ
ИСХ [I:IG]	80
S3 [I:IG]	101 + GP
Ф [I:IG]	460

Содержание информационного массива ИСХ:

ИСХ [1] = GP - число групп;

ИСХ [2] = ГНС - число групп, в которых учитывается неупругий переход;

ИСХ [3] = $\begin{cases} 0 & \text{- нет горючего, нет водорода;} \\ 1 & \text{- есть горючее, нет водорода;} \\ 2 & \text{- нет горючего, есть водород;} \\ 3 & \text{- есть горючее, есть водород;} \end{cases}$

ИСХ [4] = K_∞ - коэффициент размножения бесконечной среды;

S3 - сечения ухода из группы в результате упругого замедления;

Ф - поток нейтронов в бесконечной среде (нормировка произведена следующим образом: вначале поток отнормирован так, что сумма по группам равна 1, затем поток в каждой группе делится на групповой интервал летаргии).

Все результаты расчетов, точности определения потоков и сечений программа распечатывает в форматном виде.

Краткое описание модуля, принципы работы алгоритма

Модуль I3 состоит из двух подпрограмм. Первая подпрограмма - это включенный в модуль I3 модуль 7, вторая - собственно модуль I3.

Подпрограмма 2 состоит из трех блоков:

- 1 - подготовка констант, сформированных модулем 7 для расчета методом Монте-Карло;
- 2 - блок Монте-Карло;
- 3 - обработка результатов.

Время счета зависит от типа задания и сборки. Для быстрыхборок расчет проводится в 4-5 раз быстрее, чем для тепловых. Блуждание по необрывающимся траекториям также увеличивает время расчета в 5-6 раз. Среднее время расчета быстрой сборки по естественным траекториям примерно 5 мин на 2500 историй.

6. Модуль I4. Репликация комплекса

Этот модуль предназначен для дублирования комплекса. На свободный магнитофон ставится чистая лента под программным номером I. Открывается запись. В результате работы модуля I4 произойдет разметка и перепись ленты комплекса. Следует помнить, что полученная таким образом лента еще не является исходной. Для того чтобы в дальнейшем работал модуль I2, следует при первом обращении к модулю I2 задать в PIO единицу. Кроме того, программа репликации не дублирует содержание архива, предназначенного для подстановки констант (см. подраздел 4). Модуль позволяет также отдельно проводить разметку и перепись.

Управление на работу модуля

- PI = 0 - проводится разметка ленты под программным номером I.
- PI = I - разметка не проводится.
- P2 = 0 - проводится перепись комплекса.
- P2 = I - перепись не проводится.
- P3 = 0 - информация на разметку считывается из зоны I38.
- P3 = I - информация на разметку вводится с перфокарт.
- P4 = 0 - информация на перепись считывается из зоны I39.
- P4 = I - информация на перепись вводится с перфокарт.
- P5 = I - информация на перепись, введенная с перфокарт, записывается в зону I39.
- P6 = I - отладочный режим (печать) работы программы репликации.
- P7 = I - информация на разметку, введенная с перфокарт, записывается в зону I38.

Порядок ввода исходных данных

Исходные данные на разметку и перепись - массивы длиной 1023 числа. Первое число соответствует длине зоны I и т.д. Числа набиваются как десятичные. Длина зоны не должна превышать 4096. Контрольная сумма считается через каждые 60 чисел, как это принято в трансляторе TA-2M. Вначале вводится массив на разметку, затем - на перепись.

Краткое описание модуля, принципы работы алгоритма

Модуль в процессе работы, по мере разметки и переписи печатает информацию в виде таблиц. Исходные данные подвергаются синтаксическому контролю.

7. Модуль I9. Расчет многослойной плоской ячейки реактора методом Монте-Карло

Описываемый модуль предназначен для расчета реактора, построенного из чередующихся одинаковых зон

$$\dots \parallel 1 \mid 2 \mid 3 \mid 4 \parallel 1 \mid 2 \mid 3 \mid 4 \parallel \dots \xrightarrow{Z}$$

Каждая зона состоит из нескольких слоев (например, четыре слоя). Высота бесконечная, решетка бесконечная по оси Z. Утечка нейтронов учитывается сечениями увода.

Расчет проводится в подгрупповом приближении по макроконстантам зон (слоев). Замедление учитывается при помощи сечений замедления.

Определяются коэффициент размножения, групповые потоки в слоях, активации индикаторов в слоях.

Модуль написан для обчета экспериментальных стендовыхборок.

Управление на работу модуля

- P1 = 0 - нет отладочной печати в подпрограмме 1.
 P1 = 1 - отладочная печать в подпрограмме 1.
 P2 = 0 - нет отладочной печати в подпрограмме 2.
 P2 = 1 - отладочная печать в подпрограмме 2.
 P3 = 0 - рассчитывается бесконечный реактор с $k^2 = 0$.
 P3 = 1 - рассчитывается реактор, в котором ввод задан при помощи сечений увода для эквивалентной гомогенной среды.
 P4 - P5 - двоичное представление числа нейтронов в массиве источника.
 P4 = 0, P5 = 0 - 100 нейтронов в массиве источника.
 P4 = 1, P5 = 0 - 200 нейтронов в массиве источника.
 P4 = 0, P5 = 1 - 300 нейтронов в массиве источника.
 P4 = 1, P5 = 1 - 400 нейтронов в массиве источника (пока не допускается).
 P6 - P8 - двоичное представление числа предварительных итераций; например, P6 = 1, P7 = 1, P8 = 0 - четыре предварительные итерации массива источника (число историй будет равно $4 \cdot 2,5 \cdot$ число нейтронов в массиве источника).
 P9 - P15 - 1 + число основных итераций; например, P9 = 1, P10 = 0, P11 = 1, P12 = 0, P13 = 0, P14 = 0, P15 = 0 - 6 итераций массива источника (число историй будет равно $6 \cdot 2,5 \cdot$ число нейтронов в массиве источника).
 P19 = 1 - отладочная печать в подпрограмме 3.

Порядок ввода исходных данных

Для расчета по модулю I9 ввода исходных данных с перфокарт не требуется. Для работы модуля I9 нужно, чтобы к этому моменту проработали модули I2 и 8.

Формат результатов

Результаты расчета по модулю I9 хранятся на МБИ:

Идентификатор	Начало на МБИ	Длина
ИСХ1 - информационный массив	80	I9
NF	100	ГР
NC	$100 + (ГР + 1) \cdot 2$	ГР
NЗ	$100 + (ГР + 1) \cdot 2$	ГР
F1	$100 + (ГР + 1) \cdot 3$	ГР
J1	$100 + (ГР + 1) \cdot 4$	ГР
Ф	$100 + (ГР + 1) \cdot 5$	
NT	$100 + (ГР + 1) \cdot 5 + (ГР + 1) \cdot СЭ + 1$	
NIN	$100 + (ГР + 1) \cdot 5 + (ГР + 1) \cdot (СЭ + 1) \cdot 2$	

Обозначения:

ГР - число групп (26), СЭ - число слоев в зоне;

содержание массива ИСХ1:

- ИСХ1 1 - число групп = ГР;
 ИСХ1 3 - число слоев = СЭ;
 ИСХ1 4 - число групп, в которых учитывается неупругое рассеяние (II);
 ИСХ1 6 - число слоев с горючим;
 ИСХ1 7 - k^2 ;
 ИСХ1 8 - $\left(\frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma_a} \right)_{\text{макс}}$;
 ИСХ1 9 - число историй;
 ИСХ1 10 - $K_{\text{эфф}}$;

объяснение идентификаторов массивов, записанных на МБІ:

- NF - среднее по ячейке число делений;
- NC - среднее по ячейке число захватов;
- NЗ - среднее по ячейке число упругих замедлений;
- F1 - среднее $1 / \Sigma_t$;
- J1 - среднее $1 / \Sigma_t^2$;
- Ф - средний поток в каждом слое;
- NT - среднее число столкновений в каждом слое;
- NIN - среднее по ячейке число неупругих переходов.

Массивы NF, NC, NЗ, F1, J1, Ф, NT, NIN используются для расчета гомогенных констант: сечения деления среднего по ячейке; сечения захвата среднего по ячейке; полного сечения нулевой гармоники; полного сечения первой гармоники; сечения неупругих переходов. Одновременно с указанными величинами выдаются точности их определения.

Результаты расчетов по модулю I9 выдаются в виде таблиц. Для экспериментов вычисляются скорости реакций на всех существующих индикаторах, согласно каталогу индикаторов (см. подраздел 8), и средние по слоям потоки.

Краткое описание модуля, принципы работы алгоритма

Модуль I9 состоит из трех алгоритмических программ. После отработки каждой программы управление передается в следующую.

Подпрограмма I. Подготовка констант. Эта программа формирует массив сечений в соответствии с потребностями подпрограммы 2. Для экономии оперативной памяти в подпрограмме 2 используется погруппный вызов сечений с магнитного барабана. Подпрограмма подготавливает эти массивы и записывает их друг за другом на магнитный барабан. Массив МЗИД имеет следующую структуру:

СЭ	СЭ·ГНС-Г	СЭ·З·З	2·СЭ	З·КСФ
SIN	PIN	TABP	ДП	НСФ

Обозначения:

- SIN - неупругие сечения для каждого слоя;
- PIN - вероятности неупругих переходов из группы Г во все последующие до IO-й;
- TABP - массив сечений реакций, содержит следующую информацию:

- 1,2,3 - транспортные сечения трех подгрупп;
- 4,5,6 - сечения захвата для трех подгрупп;
- 7,8,9 - сечения остатка для трех подгрупп;

ДП - доли:

- 1 - доля I подгруппы;
- 2 - доля первой плюс второй подгруппы;

НСФ - сечения деления для трех подгрупп.

Кроме формирования и записи на МБЗ массива МЗИД программа I передает через МБІ в подпрограмму 2 следующие массивы:

ЛОГ - I - есть горячее в слое } СЭ чисел;
0 - нет горячего в слое }

указательный массив БФ для определения, какой из элементов массива НСФ следует брать, чтобы получить константы деления данного слоя;

ДУ - массив интервалов летаргии (ГР чисел);

СНД - нормированный спектр нейтронов деления.

Подпрограмма 2. Расчет гетерогенной ячейки методом Монте-Карло. Рассчитываются средние по группам, слоям и ячейке числа процессов и потоки. На рис. 1 представлена блок-схема подпрограммы 2.

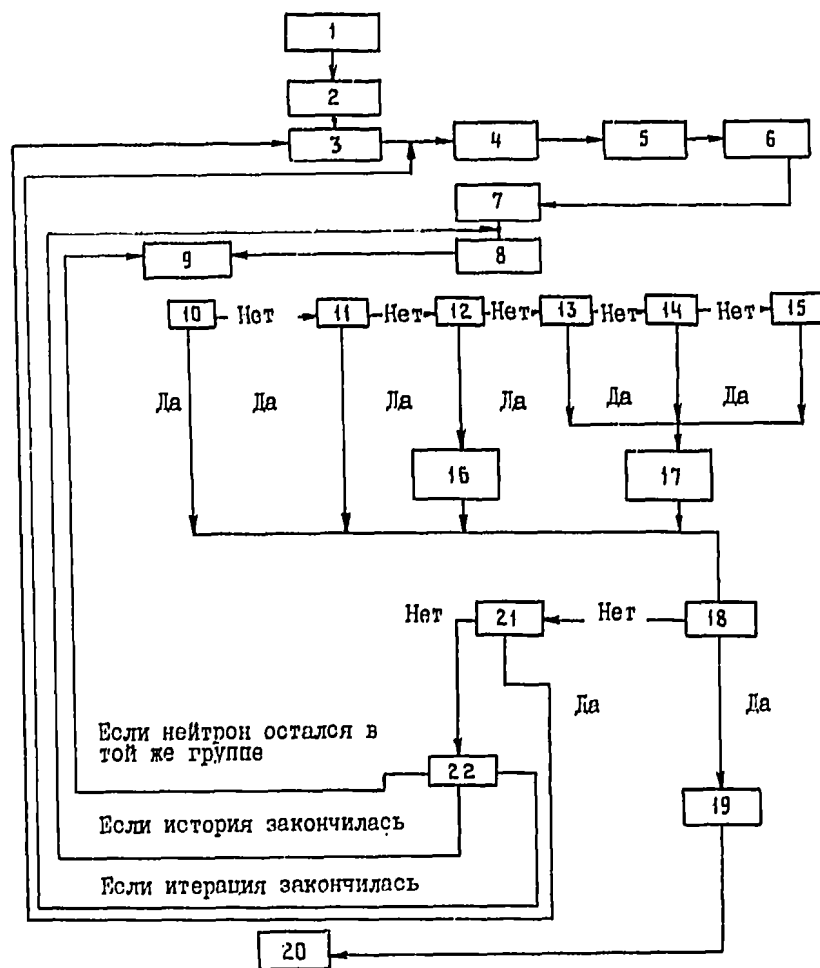


Рис. 1. Блок-схема подпрограммы 2:

1 - описания идентификаторов, ввод информации с МБ; 2 - определение первоначальных координат источника нейтронов; 3 - цикл по виду итерации (основные или предварительные); 4 - цикл по количеству итераций; 5 - розыгрыш энергии нейтронов; 6, 7 - цикл по группам (с МБ списывается в МОВУ массив ИЗИД для каждой группы); 8 - цикл по испускаемым нейтронам, проводится выборка нейтронов данной группы, константы которой находятся в МОВУ; 9 - геометрический блок, определяется координата точки столкновения нейтрона; 10-15 - определяется тип реакции; 10 - проверка на вылет из реактора, 11 - проверка на захват, 12 - проверка на деление, 13 - проверка на упругое рассеяние, 14 - проверка на неупругое рассеяние, 15 - проверка на возможность остаться в той же группе в результате упругого рассеяния; 16 - если произошло деление, то запоминаются координаты в массиве точки; 17 - определяется группа, в которую каждый нейтрон попадает в результате реакций для блоков 13, 14, 15; 18 - определяется конец итерации (если итерация закончилась, то управление передается в блок 19, где проводится обработка результатов); 20 - запись результатов на МБ или выдача результатов на печать; 21 - если вспомогательные итерации закончились, то управление передается в блок 3, если нет - в блок 22; 22 - в зависимости от управления на работу модуля 19 управление передается в блоки 4, 8 или 9

Подпрограмма 3. Форматная выдача результатов. Результаты расчетов печатаются в виде таблиц.

8. Модуль Э1. Запись и исправление каталога индикаторов

Одним из широко распространенных экспериментальных методов определения спектра промежуточных нейтронов является метод индикаторов (резонансных, пороговых, деления). Чтобы расчет можно было сопоставить с результатами эксперимента, желательно каждую программу расчета реактора или защиты снабдить блоком, в котором рассчитывались бы активации индикаторов. Второй важной задачей является унификация констант индикаторов. С этой целью предусмотрена возможность вносить в каталог исправления и дополнения с указанием источника информации. Отражаются все изменения до глубины 5, то есть пяти последних изменений. Это дает возможность преодолеть во времени тенденцию к повышению точности ядерно-физических расчетов.

Управление на работу модуля

P1 = 0 - нет загрузки.
P1 = 1 - режим первоначальной загрузки.
P2 = 0 - нет исправлений.
P2 = 1 - вносятся исправления.
P3 = 0 - нет отладочной печати.
P3 = 1 - отладочная печать.

Порядок ввода данных

В режиме P1 = 0, P2 = 0, P3 = 0 исходных данных не требуется. Модуль распечатывает каталог индикаторов.

В режиме P1 = 1, P2 = 0, P3 = 0 - первоначальная загрузка - следующая последовательность исходных данных:

ЧИН - число записываемых индикаторов;
NIN - номер записываемого индикатора;
DATE - дата записи (например, число 250673);
ЧГ - число групп (считая с нулевой);
А - массив-заголовок, набивается в кодах УПП, занимает 24 машинных кода (каждый код - 7 разрядов); первые две строки текста - название реакции, например U-235 (N, F), остальные 22 строки - источник данных, например "Оценка сечений сделана North, ЖЭТФ, 1972"; массив А снабжается общей контрольной суммой;
MP - массив сечений [I:ЧГ] - представляет собой групповые сечения реакций индикатора.

Группа исходных данных DATE - MP повторяется ЧИН раз.

В режиме P1 = 0, P2 = 1, P3 = 0 - дополнения, исправления каталога. Исходные данные вводятся в той же последовательности, что и в предыдущем режиме.

Формат результатов

Каталог индикаторов занимает 60 зон - с 267 по 326(I0). В зоне 267 хранится массив общей информации о каталоге МОИ [0:199].

В ячейке 0 этого массива хранится число записанных в каталоге индикаторов. Далее, начиная с ячейки 1, хранится информация о числе кодов, занимаемых под описание каждого индикатора. Номер ячейки массива МОИ является номером соответствующего индикатора.

Информация об индикаторе записана в зоне в следующем порядке:
ячейки 1 и 2 - название реакции;
ячейки 3 - 24 - источник данных;
ячейки 25 - 29 - даты внесения изменений (ячейка 25 - первая дата, ячейка 29 - последняя);

ячейки 30 - число энергетических групп индикатора;
 ячейки 31 - 39 - резервные;
 ячейки 40 - 40+4Г-1 - сечения реакций индикаторов.

Краткое описание модуля, принципы работы алгоритма

На рис. 2 приведена блок-схема модуля.

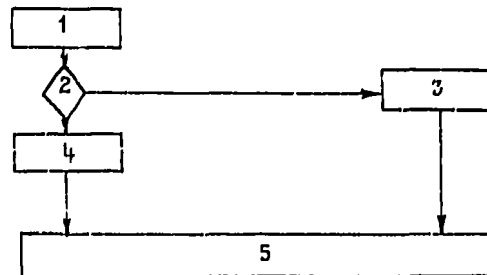


Рис. 2. Блок-схема модуля 31:

1 - ввод управлений и описание идентификаторов;
 2 - анализируются управления; 3 - режим первоначальной загрузки; 4 - режим внесения исправлений;
 5 - форматная распечатка каталога индикаторов;
 путь 2 → 3 осуществляется при управлениях P1=1, P2=0, P3=0; путь 2 → 4 - при управлениях P1=0, P2=1, P3=0; путь 2 → 5 - при управлениях P1=0, P2=0, P3=0

9. Модуль 32. Расчет возмущений в реакторах и ячейках в R-Z - геометрии методом Монте-Карло

Расчет коэффициентов Доплера и плотностных эффектов в реальных геометриях встречает значительные трудности. Основная состоит в том, что эти эффекты часто бывают связаны с корректным учетом резонансной гетерогенности. В свою очередь учет гетерогенности по-прежнему остается основной трудностью при численно-аналитических решениях уравнения переноса Больцмана.

Прямое применение метода Монте-Карло бесперспективно. Например, эффект Доплера в коэффициенте размножения нейтронов имеет порядок 10^{-5} К_{эфф}/град. Чтобы вычислить его с 10%-ной точностью на фоне изменения температуры на 100°, пришлось бы провести два расчета, в каждом из которых необходимо разыграть около 2 млн. траекторий. Для ЭВМ класса M-20, если принять скорость счета 20 тыс. историй в час, потребовалось бы 200 ч, для БЭСМ-6 - 20 ч., для машин третьего поколения - около 2 ч.

Поиски путей решения той же задачи методом Монте-Карло, но за один просчет и разумное время (желательно того же порядка, что и на расчет коэффициента размножения нейтронов), завершились в настоящее время формулировкой двух способов.

Первый способ эквивалентен классическому подходу: рассчитываются потоки, затем ценности по отношению к асимптотической мощности и далее по известным формулам теории возмущений [15, 16] определяется сам эффект. С точки зрения метода Монте-Карло проблема заключалась в том, чтобы научиться моделировать сопряженные уравнения. Она была решена группой американских физиков-программистов и математиков-программистов [17]. В настоящее время этот метод нашел практическое применение и запрограммирован, например, в таком известном комплексе расчетных реакторно-защитных программ, как MORSE. Были сформулированы новые, интересные для экспериментаторов объекты изучения - сопряженные сечения и сопряженные ядра переходов, представляющие собой интегралы

$$\Sigma^*(E) \int W(\mu, E' \rightarrow E) \Sigma(E') dE' d\mu;$$

$$W^*(\mu, E \rightarrow E') = \frac{\Sigma(E') W(\mu, E' \rightarrow E)}{\Sigma^*(E)},$$

где $W(\mu, E' \rightarrow E)$ - ядро перехода при рассеяниях (упругих или неупругих) с обычной нормировкой по конечному состоянию

$$\int W(\mu, E' \rightarrow E) dE d\mu = 1.$$

Расчет коэффициентов Доплера и плотностных эффектов с использованием сопряженных потоков проходит в два этапа. Вначале моделируется распределение источников деления, затем решается сопряженная задача. Более подробное описание дано в работе [18].

Другой способ решения задачи имеет более длительную историю. Он возник и развивался как обобщение и уточнение приема, называемого методом коррелированной выборки [19]. Идея его состоит в том, что нейтронная траектория разыгрывается в "возмущенной" среде. При этом траектория не меняется для среды с иной температурой (плотностью), которую принято называть "возмущенной". Плотность вероятности того, что эта траектория справедлива для обеих слотки отличающихся сред, вычисляются в процессе расчета и служит оценкой возмущения. Таким образом, способ позволяет за один просчет задачи по одним и тем же траекториям определить величину искомого функционала и его возмущение [11, 20]. В работе [11] допущена неточность. Авторы оценивают возмущение оптического ослабления по столкновениям, а не по пробегам, как того требует применение теории возмущений [10, 21]. В случае сильно рассеивающих сред, как показывают модельные расчеты, это приближение приводит к смещению, вплоть до изменения знака эффекта. При расчете эффекта Доплера, в котором определяющей величиной является вероятность избежать резонансного захвата, использованное приближение может быть достаточно точным, как подтверждают сравнения авторами работы [11] расчетных и экспериментальных данных.

Расчетная модель

Авторы предлагают следующие характеристики тех допущений, которые имеются в вычислительной схеме описываемых программ.

1. Расчет ведется на групповых константах, которые получены сверткой подгрупповых констант с учетом резонансной блокировки и температур входящих в зону изотопов.

Сечения всех изотопов зоны заменяются некоторым одним эффективным изотопом. Привилегией пользуется только водород, который всегда рассматривается отдельно от других изотопов зоны.

Атомный вес вычисляется из средней потери летаргии эквивалентного изотопа по формуле

$$A = 2/\xi - 2/3$$

и зависит от номера группы, так как ξ меняется от группы к группе. В последней 26-й группе атомный вес берется равным 1000, то есть считается, что тепловой нейтрон практически не теряет энергии при соударениях с ядрами.

2. Спектр нейтронов деления разыгрывается по ступенчатому распределению, а внутри группы - равномерно по энергии.

3. Нейтрон, испытавший неупругое рассеяние, и замедлившийся в группу Γ , приобретает энергию, равновероятную внутри группы. Если нейтрон после неупругого рассеяния остался в той же группе, он может, в частности, подняться по энергии вверх.

4. Упругие и неупругие рассеяния считаются изотропными в лабораторной системе координат для всех изотопов, включая водород.

Энергия нейтрона после рассеяния определяется по формуле

$$E = E' \frac{A^2 + 2\mu A + 1}{(A+1)^2},$$

энергия нейтрона после рассеяния на водороде - по формуле

$$E = E' \left(\frac{1 + M}{2} \right),$$

где E' - энергия нейтрона до рассеяния, A - атомный вес, M - косинус угла рассеяния в лабораторной системе (для водорода - в системе центра масс).

5. Начальный дифференциальный вес DW нейтрона источника полагается равным нулю. Это приближение в подавляющем большинстве случаев оказывается справедливым, так как нейтрон от рождения до гибели проходит расстояние намного больше, чем характерные размеры зон с горючим, точнее те их части, где сосредоточена большая часть источника.

Типы возмущений

Программы могут рассчитывать:

- эффект Доплера, связанный с изменением температуры во всем реакторе (ячейке), а также его парциальных составляющих, связанных с любой мозаикой возмущений, отдельным элементом которой являются температурные изменения констант в любой группе и любой зоне;

- плотностный эффект - изменение рассчитываемых функционалов вследствие изменения плотности в какой-либо зоне и группе при любой пространственно-энергетической мозаике, составленной из этих элементарных возмущений.

Рассчитываемые функционалы и способы их оценки

Основными расчетными функционалами считаются плотности столкновений в зоне и на ее внешних границах, а также их производные по заданным возмущениям. По их значениям программа обработки вычисляет коэффициент размножения, активации индикаторов и их производные.

Для каждой рассчитываемой величины определяется статистическая ошибка. С этой целью в накопительные счетчики одновременно с самой величиной заносится ее квадрат. В конце расчета дисперсия σ^2 вычисляется по известной формуле

$$\sigma^2 = \overline{x^2} - (\overline{x})^2,$$

где $\overline{x^2}$ - средний квадрат, $(\overline{x})^2$ - квадрат среднего.

Печатается абсолютная ошибка $\sigma = \sqrt{\sigma^2}$, характеризующая величину среднего значения с достоверностью 68%.

Плотности столкновений рассчитываются двумя способами: по длинам пробега и по столкновениям, но печатаются лишь оценки по длинам пробега, которые, как правило, имеют более высокую точность.

Коэффициент размножения вычисляется по формулам

$$K = \frac{1}{\text{ИСТОП}} \sum_{i,\Gamma} \Psi_{i,\Gamma} \frac{(\nu \Sigma_f)_{i,\Gamma}}{\Sigma_{i,\Gamma}},$$

где $\Psi_{i,\Gamma}$ - плотность столкновений в i -й зоне, Γ -й группе; ν - среднее число вторичных нейтронов; Σ_f - сечение деления; Σ - полное сечение.

Печатается две оценки K - по длинам пробега и по столкновениям. Их сравнение позволяет наглядно представить точность расчета.

Можно сложить обе оценки, взвесив их со своими ошибками:

$$\bar{K} = \frac{K_1 \sigma_2^2 + K_2 \sigma_1^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2},$$

где σ_1 и σ_2 - дисперсии оценки по длинам пробега и по столкновениям соответственно.

Рассчитанные величины плотностей столкновений в данной зоне и данной группе, а также токи через ограничивающие зоны поверхности нормируются соответственно на объем зоны и на площади ограничивающих поверхностей.

Если по потокам через поверхность требуется вычислить плотность столкновений по обоим сторонам границы, следует печатающиеся в таблице значения умножить на соответствующее рассматриваемой зоне и группе полное сечение.

Следует помнить, что печатаются интегральные (по энергии группы) величины плотности столкновений и токов.

Все печатающиеся величины нормированы на один нейтрон источника.

Для каждой зоны и группы токи нейтронов из зоны наружу рассчитываются следующим образом:

- при пересечении нейтроном плоскости раздела сред в счетчик добавляется величина $1/|\mu|$, где μ - косинус угла между направлением полета нейтрона и поверхностью раздела;

- при пересечении цилиндрической поверхности раздела сред в счетчик добавляется величина

$$R / (Z \sqrt{1 - \mu^2}),$$

где R - радиус цилиндра; μ - косинус широтного угла (ось направлена по оси цилиндра); Z - отрезок проекции нейтронной траектории на плоскость, перпендикулярную оси цилиндра, и представляет собой в этой плоскости расстояние от точки пересечения прямой с окружностью до основания перпендикуляра, опущенного на эту прямую из центра круга.

Форма представления результатов расчета

Ниже объясняется терминология, используемая при печати заданий на расчет и таблиц результатов.

Элементарный геометрический объект называется ячейкой. Ячейка состоит из вещества одного состава и однородна по физическим свойствам. Предполагается, что ячейка имеет четыре внешние границы. Для цилиндрической ячейки - это кольцо, имеющее четыре внешние поверхности, которые будут называться

- 2 - внутренняя цилиндрическая поверхность,
- 3 - верхняя торцевая поверхность,
- 4 - внешняя цилиндрическая поверхность,
- 5 - нижняя торцевая поверхность;

внутренность, ограниченная внешними поверхностями, называется

1 - объем ячейки.

Каждому элементу геометрии присвоен номер, который соответствует номеру столбца результатов в таблицах. В 1-й колонке таблиц результатов печатается плотность столкновений в объеме ячейки; во 2-й - 4-й - токи нейтронов из объема ячейки наружу. Плотности столкновений на границах находятся умножением токов на полное (транспортное) сечение ячейки. В правой половине таблицы указаны производные для тех же величин. Каждая ячейка занимает в таблице две строки. В первой печатаются сами величины, во второй - их абсолютные ошибки (корень из дисперсии). Плотности столкновений в ячейке и токи через ее границы нормированы на объем для первой колонки и поверхности для остальных четырех. Нормированные коэффициенты печатаются перед результатами расчета.

В некоторых ячейках второй столбец содержит нули. Это происходит в тех случаях, когда внутренняя цилиндрическая поверхность равна нулю, то есть кольцо действительно является внутренним цилиндром.

Таким образом, можно подытожить, как по результатам расчета получаются величины, печатаемые в таблицах. Интегральная по ячейке и данной группе плотность столкновений (токи через границы) делится на объем ячейки (или соответствующие ограничивающие поверхности) и на число рассмотренных историй, то есть проводится нормировка на единицу объема (поверхности) и на один нейтрон источника, но не на единицу летаргии или энергии.

При соответствующем управлении программы вычисляет активации всех имеющихся в библиотеке индикаторов (пороговых, деления и др.) о текущем состоянии этой библиотеки можно получить полную информацию, распечатав ее при помощи модуля 31.

Приводимые в таблицах цифры указывают активации индикаторов на их единицу объема от одного нейтрона источника. Индикаторы при этом считаются как бы распределенными по объему ячейки. В правой половине таблицы активаций индикаторов указывается их производные.

Одновременно с указанными величинами печатаются их абсолютные ошибки (корень из дисперсии).

Помимо перечисленных величин рассчитываются и печатаются коэффициенты размножения и их производные:

- коэффициент размножения, определенный по длине пробега со своей ошибкой;
- коэффициент размножения, определенный по столкновению со своей ошибкой;
- производная по параметру возмущения со своей ошибкой.

вся выдача предваряется шпкой, в которой расшифровывается задание на работу модуля.

Типы рассчитываемых геометрий

Модули предназначены для расчета цилиндрической геометрии (рис. 3).

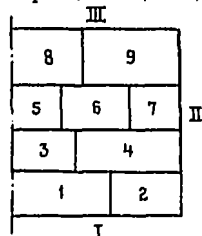


Рис. 3. Пример цилиндрической геометрии

Цифры отмечают элементарные ячейки. По высоте цилиндр разбит на несколько блоков. Радиусы цилиндров и высоты блоков могут быть произвольными. Требуется, чтобы ячейки в одном блоке имели равные высоты, а внешние радиусы внешних ячеек блоков были одинаковыми по высоте цилиндра.

Имеется несколько модификаций граничных условий.

Модификация 36. Предполагается, что на всех внешних границах, помеченных на рис. 3 римскими цифрами, нейтрон испытывает зеркальное отражение. Этот модуль предназначен для расчета ячейки реактора.

Этот же модуль можно применять для расчета реактора, имеющих плоско-параллельные решетки. Представим геометрию в положении, показанном на рис. 4.

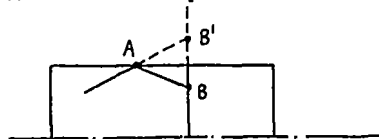


Рис. 4. Плоско-параллельная геометрия в цилиндрической представлении

Нейтрон, зеркально отраженный от внешней поверхности в точке А, проходит в точку В и пересекает поверхность раздела под тем же углом, что он имел бы, пересекая ее в истинной точке В'.

Это цилиндрическое представление плоско-параллельной решетки тем более полезно, что позволяет ввести утечку при помощи задания радиуса цилиндра, эквивалентного согласно приближению X^2 утечке из реального реактора. Но в этом случае не требуется возвращать нейтрон в систему. Для расчетов с утечкой предназначены следующие модификации модуля 32.

Модификация 37. Через все внешние границы I, II, III происходит утечка нейтронов.

Модификация 38. Утечка происходит через поверхности II и III, а от поверхности I нейтрон отражается зеркально. Этот модуль предназначен для расчетов реакторов, в которых по высоте имеется симметрия относительно центральной горизонтальной плоскости.

Модификация 39. Утечка нейтронов происходит через поверхности I и III, а от поверхности II нейтрон отражается зеркально. Модуль предназначен для расчета эквивалентной ячейки реактора с моделированием утечки через торцы.

Модификация 40. Утечка нейтронов происходит через поверхность III, а от поверхности I и II нейтроны отражаются зеркально. Назначение модуля то же, что модуля 39, но применяется он для геометрий, имеющих симметрию относительно центральной плоскости.

Подготовка исходных данных для расчета.

Управление на работу модуля

P1 = 0 - результаты расчета сохраняются в архиве; модуль позволяет вести многоступенчатые расчеты с набором большой статистики; результаты предыдущего расчета (плотности, источники, квазислучайные числа) записываются в специально отведенные зоны и последующий расчет продолжается с достигнутого в предыдущем расчете числа историй.

P1 = 1 - результаты не сохраняются в архиве.

P3 = 0 - рассчитывается коэффициент Доплера и влияние эффекта Доплера на плотности столкновений и другие функционалы.

P3 = 1 - эффект Доплера не рассчитывается.

P5 = 0 - производные по движению границ не определяются.

P5 = 1 - определяются производные по движению границ (в представляемой версии комплекса производные по движению границ не рассчитываются, данное управление зарезервировано для дальнейшей модернизации модуля);

P6 = 0 - определяются производные по изменению плотности вещества указанных элементарных ячеек.

P6 = 1 - производные по изменению плотности не определяются.

P7 = 0 - режим начала счета.

P7 = 1 - режим продолжения счета; информация считывается из архива, куда она была записана по окончании предыдущего счета.

P8 = 0 - после предварительной итерации источников нейтронов деления выдача результатов на печать не производится.

P8 = 1 - есть печать результатов после предварительной итерации источников;

P9 = 0 - печатается таблица плотностей столкновений и их производных по возмущению;

P9 = 1 - таблица плотностей не печатается;

P10 = 0 - печатается таблица активаций индикаторов и их производных по возмущению.

P10 = 1 - таблица активаций индикаторов не печатается;

P11 = 0 - нет мозаики возмущений; возмущения затрагивают все группы и элементарные ячейки из числа отмеченных в исходных данных на расчет;

P11 = 1 - отмечаются те группы и ячейки, в которых следует оставить возмущение констант. О структуре соответствующего массива исходных данных будет подробно сказано ниже (см. "Порядок ввода исходных данных");

P24 - P27 - наличие единиц в этих разрядах управления приводит к отладочной печати соответственно в подпрограммах модуля I - 4 (независимо от значений управлений P8 - P10 всегда печатается значение коэффициента размножения, его производной по заданному возмущению и указываются точности определения этих величин).

Порядок ввода исходных данных

Ниже указывается порядок ввода исходных данных при $P7 = 0$. Когда $P7 = 1$ (режим продолжения счета), вводится лишь одно число ИСТО, указывающее число итераций в данном расчете.

<u>Идентификатор</u>	<u>Управление</u>	<u>Примечание</u>	
NIIP		Номер модификации модули	
ЧБ		Число блоков	
NC	} ЧБ раз	Число элементарных ячеек в блоке	
RC [1:NC]		P5 = 1	Радиусы цилиндров в блоке
RC [1:NC]		P6 = 0	Производные по движению цилиндрических поверхностей в блоке
RCO [1:NC]		P6 = 0	Производные по изменению объемной плотности элементарных ячеек
аГ [0:ЧБ]	P5 = 1	Производные от движения торцевых поверхностей ячеек	
ТО		Число нейтронов в массиве источника $1 \leq TO \leq 500$	
ИСТП		Число прогонок в предварительных итерациях (ИСТОП = ТО · ИСТП)	
ИСТО		Число прогонок в основном расчете (другой термин - число итераций)	
МОЗА [1:СЭ, 1:ГР]	P11 = 1	Массив, который отмечает те группы и элементарные ячейки, в которых следует оставить возмущение	

При помощи массива МОЗА можно определять всевозможные возмущения (СЭ - число элементарных ячеек, $1 \leq СЭ \leq 50$; ГР - число групп в разбиении сечений по энергии, ГР = 26; массив МОЗА всегда вводится, независимо от управления P7).

Вычисление эффектов изменения плотности и эффекта Доплера

Пусть K - величина, производную которой по изменению плотности требуется определить. Это может быть $K_{эфф}$, плотность столкновений, активация индикатора и т.п. Плотность в каждой элементарной ячейке может меняться по-разному. Например, одни ячейки расширяются, другие сжимаются. Поэтому все процессы изменения плотности должны быть функцией одного параметра, назовем его α . Любая функция пригодна для этой цели, если она обладает свойствами: 1) при $\alpha = 0$ давать плотности, при которых рассчитывается сборка (ячейка); 2) при $\Delta \alpha \ll 1$ разложение функции в ряд Тейлора содержит только постоянный и линейный члены. В программе удобно выбрать следующую функцию такого рода:

$$\rho_i(\alpha) = \rho_{i0} e^{\alpha \Delta \rho_{i0}},$$

где ρ_{i0} - концентрация в i -й элементарной ячейке, при которой ведется расчет; $d\rho_i$ - величина, которая задается в качестве исходного данного, характеризующего степень расширения элементарной ячейки. Эта функция может при малых λ разлагаться в ряд

$$\rho_i(\lambda) = \rho_{i0}(1 + \lambda d\rho_i).$$

Получив в результате расчета некоторую величину $\frac{dK}{d\lambda}$, можно рассмотреть ее как составленную из частных производных

$$\frac{dK}{d\lambda} = \sum_i \frac{\partial K_i}{\partial \rho_i} \frac{d\rho_i}{d\lambda} = \sum_i \frac{\partial K_i}{\partial \rho_i} \rho_i d\rho_i.$$

В частности, если изменение плотности происходит в одной элементарной ячейке, можно вычислить приращение ΔK по формуле

$$\Delta K \approx \frac{dK}{d\lambda} \Delta\lambda \approx \frac{dK}{d\lambda} \frac{\Delta\rho}{\rho_0 d\rho}.$$

В этом случае наиболее естественно задать в качестве исходного данного $d\rho = 1$. Выдаваемая программой величина $\frac{dK}{d\lambda}$ окажется тогда интегральным параметром по данному возмущению.

При интерпретации производных, полученных при расчете коэффициента Доплера, трудностей не возникает. Печатаемые величины производных есть непосредственно производные по температуре на 1° . Например, $K_{\text{эфф}} = 10^{-5}$ означает, что при изменении температуры на $1^\circ K_{\text{эфф}}$ изменится на величину 10^{-5} .

Если рассчитывается суммарный температурный эффект, в качестве параметра λ следует выбрать температуру, отсчитываемую от той, при которой ведется расчет.

Подготовка нейтронно-физических констант для расчета по модулю

Константы для расчета готовит модуль I2. Остановимся на той специфике в задании исходных данных, которая накладывается требованиями рассматриваемого расчетного модуля:

- константы должны быть зонные и групповые;
- если рассчитывается эффект Доплера, то готовятся температурные производные;
- если модуль I2 заносит константы на барабан, то расчетный модуль должен считывать их с барабана;
- нумерация зон в модуле I2 должна согласовываться с нумерацией элементарных ячеек в рассчитываемой цилиндрической геометрии (см. рис. 3). Счет ведется по блокам слева направо и снизу вверх.

Подпрограммы модуля 32

Модуль 32 составлен из 9 подпрограмм. Полные тексты подпрограмм 32-36 на языке АЛГОЛ приведены в приложении I.

Подпрограмма 32. Вход в комплекс Монте-Карло. Расшифровывает задание (режим начала, продолжения). Печатает информацию о типе выбранных граничных условий и другие исходные данные на расчет.

Подпрограмма 33. Осуществляет ввод исходной информации, печатает ее в виде таблиц. Проводит синтаксический контроль входной информации.

Подпрограмма 34. Перерабатывает константы из формата, который принят в модуле I2, в свой собственный и записывает их на барабаны. В основном формат не меняется. Делаются лишь следующие изменения:

- 1) вместо полного сечения минус неупругое записывается полное сечение плюс сечение водорода в данной элементарной ячейке;
- 2) вместо сечений захвата записываются сечения упругого рассеяния;
- 3) вместо сечений захвата на водороде записываются сечения рассеяния на водороде;
- 4) то же, что в пунктах 1), 2), 3), только для производных.

Кроме того, производные полного сечения замещаются на отношение производных полного сечения к полному сечению, производные сечений упругого рассеяния - на отношение производных сечений упругого рассеяния на сечение упругого рассеяния, производные полного сечения взаимодействия с водородом - на отношение производных полного сечения на водороде к полному сечению водорода, производные сечения рассеяния на водороде - на отношение производных сечения рассеяния на водороде к сечению рассеяния на водороде.

далее подпрограмма 34 формирует начальный источник, если выполняется режим начала счета. Нейтроны при этом равномерно распределяются по объему цилиндра, независимо от того, есть ли в данной элементарной ячейке горячее.

Подпрограмма 35. Форматная распечатка результатов расчета. В случае соответствующего управления результаты расчетов заносятся в архив.

После отработки подпрограммы 35 вызывается управляющий модуль IS комплекса АРИОНТ и расчет продолжается дальше согласно заданию на расчет по комплексу. В частности, если рассчитываемые результаты должны подвергаться дальнейшей обработке, то следует вызвать соответствующий модуль обработки.

Использование 0 и 2-МОЗУ идет так, как будто они являются внешними накопителями. Для этого в алгольном тексте используются процедуры-коды

```

COD ('READ-OMOZ', A, B, C);
COD ('READ-2MOZ', A, B, C);
COD ('WRITE-OMOZ', A, B, C);
COD ('WRITE-2MOZ', A, B, C);

```

где A - идентификатор массива или число; B - начало в МОЗУ; C - число обмениваемых кодов без единицы.

Подпрограммы 36 - 40. Собственно расчет методом Монте-Карло с различными модификациями граничных условий. Каждая модификация имеет свою подпрограмму. Розыгрыш траекторий проводится погруппно, как это описано в работе [22]. После просмотра всех 26 групп новый источник формируется из нейтронов, которые вызвали деление, путем случайного выбора из списка этих нейтронов.

Функционалы плотностей столкновений, токов через ограничивающие элементарные объемы поверхности и их производные также вызываются и записываются погруппно. Во время расчета в данной группе вся информация находится в оперативной памяти ЭВМ.

Размещение информации в модуле

В целях одновременного описания идентификаторов алгольного текста программы буквенные обозначения в последующем тексте совпадают с соответствующими идентификаторами. Отмечается локализация формул в программах. Например, обозначение (35, I7-I20) означает: формула локализована в подпрограмме 35 в перфокартах I7-I20 по тексту распечатки.

Состояние нейтрона на его траектории отмечается в массиве X [I:6]:

- X [1] - квадрат радиуса последней точки соударения;
- X [2] - номер блока последней точки соударения;
- X [3] - высота последней точки соударения;
- X [4] - энергия (эв), которую нейтрон приобрел после последнего соударения;
- X [5] - вес нейтрона;
- X [6] - дифференциальный вес нейтрона (см. работу [10], формула 9).

Всего имеется T_0 массивов $X[I:6]$ - по числу нейтронов в массиве источника. Все массивы записаны друг за другом в 0-МОЗУ с ячейки I. Вызов требуемого i-го массива осуществляется, например, так:

$$NA = (i-1) \times 6 + 1;$$

$$COD('REAL-MOZ', X, NA, 5).$$

Если нейтрон вылетает или поглощается без деления, то $X[4] = -1$. Если нейтрон вызывает деление, то $X[4] = 0$.

После каждой итерации массив источника пополняется путем случайного выбора из тех нейтронов, которые вызвали деление (соответствующая данной геометрии подпрограмма, перфокарты 300 - 332). Другое место пополнения - начальное заполнение (34, 240-283). Общие сведения о схеме пополнения при решении однородных уравнений переноса нейтронов приведены в работе [22].

Счетчики функционалов хранятся в массиве $\Phi[I:6]$:

- $\Phi[1]$ - сумма оценок длин пробега (безразмерных);
- $\Phi[2]$ - сумма квадратов тех же величин;
- $\Phi[3]$ - счетчик вкладов оценок по длинам пробега;
- $\Phi[4]$ - сумма оценок дифференциальных весов;
- $\Phi[5]$ - сумма квадратов тех же величин;
- $\Phi[6]$ - счетчик вкладов оценок дифференциальных весов.

Всего имеется $S \cdot 5$ массивов $\Phi[I:6]$, где S - число элементарных ячеек. Для каждой элементарной ячейки имеется пять массивов $\Phi[I:6]$, в которых хранится:

- 1 - информация о функционалах по объему ячейки;
- 2 - информация о пересечениях внутренней цилиндрической поверхности ячейки из ячейки наружу;
- 3 - информация о пересечениях верхней торцевой поверхности ячейки из ячейки наружу;
- 4 - информация о пересечении внешней цилиндрической поверхности ячейки из ячейки наружу;
- 5 - информация о пересечении нижней торцевой поверхности ячейки из ячейки наружу.

Всего имеется $5 \cdot S \cdot \Gamma$ массивов $\Phi[I:6]$ (5 - число перечисленных выше объемных и поверхностных функционалов плотностей и токов нейтронов через элементарную ячейку; S - число элементарных ячеек в геометрии; Γ - число энергетических групп). Массивы Φ записываются для каждой группы в 2-МОЗУ с ячейки 2510. Суммарная длина всех массивов Φ для данной группы равна $S \cdot 5 \cdot 6$. Порядок записи массивов Φ в 2-МОЗУ можно пояснить следующим образом. Если весь записываемый массив представить в эквивалентном трехмерном виде, то он имел бы следующую структуру: $\Phi[I:S, I:5, I:6]$. Первая переменная - номер элементарной ячейки, вторая - тип функционала (пересечение объема или поверхности), третья - тип счетчика (сумма оценок по длинам пробега, сумма квадратов оценок по длинам пробега и т.п.).

В модуле применяется погруппный способ просмотра траекторий и вызова констант. После смены номера группы массивы Φ удаляются из 2-МОЗУ на барабан кодом

$$COD('MOZ-MZU', '0255', 2510, NA\Phi, ЧОК\Phi).$$

Локализация - соответствующая геометрии подпрограмма, перфокарты 290-295;

$$ЧОК\Phi = S \cdot 30 - I; NA\Phi = (\Gamma - I)(ЧОК\Phi + 2) + 82,$$

где Γ - номер энергетической группы.

Массивы Φ записываются начиная с ячейки 82 I-го барабана. Переход с барабана на барабан осуществляется автоматически подпрограммой применяемого кода.

Нейтронно-физические константы записываются погруппно. Считывание констант осуществляется кодами:

основные константы

COD ('MOZ - MZU', '0251', 1, HA1, ЧОК);

производные константы

COD ('MOZ - MZU', '0251', HA1M, HA1B, .OK),

где ЧОК = КИР - I;

HA1M = ЧОК + 2;

КИР = KI + RF;

RF = 9·CЭ + 3·КСР + 2·КСН;

HA1B = HA1 + СdВ;

СЭ - число элементарных ячеек в геометрии задачи;

КСР - число элементарных ячеек, содержащих долициийсй источник;

КСН - число элементарных ячеек, содержащих водород;

Г - текущая энергетическая группа.

При Г = I HA1 = HA1O, затем, по мере перехода к другим группам, HA1 нарастает:

HA1 : = HA1 + КИР + I.

В (34, 57) величина HA1O устанавливается равной

HA1O : = (30·СЭ+1)ГР+IОO,

обеспечивая размещение нейтронных констант вслед за полем, занятым под функционалы Ф.

Величина сдвига СdВ рассчитывается в подпрограмме 34. Это длины информации об основных константах (суммарно по всем группам). Значение СdВ используется затем для того, чтобы записать вслед за полем констант их производные по параметру возмущения.

В (34, 65) имеется проверка на длину информации, записываемой на барабаны. Если массив информации превышает 64 000, то на АЦПУ печатается

ЗАДАЧИ НЕ ХВАТАЕТ ПАМЯТИ НА МБ

и счет прекращается. Если используется машина с более широкими возможностями, то следует изменить это выражение. Тогда можно считать более 50 элементарных ячеек.

Считанные с барабанов константы данной группы размещаются с ячейки I 2-МОЗУ. Для ускорения счета они распаковываются расчетными программами Монте-Карло в одномерные массивы и помещаются в 0-МОЗУ для оперативного использования. При этом образуются следующие массивы (локализация - соответствующая геометрии подпрограмма, перфокарта I5; все массивы имеют одинаковую размерность I:СЭ):

S1N - неупругие сечения;

SSH - сечение рассеяния на водороде;

ST - полное сечение;

RT - производная полного сечения, деленная на полное сечение;

SA - суммарное сечение захвата;

NSF - произведение числа вторичных нейтронов на сечение деления;

SS - сечение упругого рассеяния;

SIN2 - производная сечения рассеяния, деленная на сечение рассеяния;

SSH2 - производная сечения рассеяния на водороде, деленная на сечение рассеяния на водороде.

Информация о геометрии системы, описание возмущений и многие другие величины записаны в массиве ИНФ [I:380] и передаются из подпрограммы в подпрограмму через 0-МОЗУ начиная с ячейки 3172. Пример вызова массива ИНФ:

COD ('READ - OMOZ', ИНФ, 3172, 379).

Заполнение массива ИИФ:

<u>Идентификатор</u>	<u>Начало</u>	<u>Конец</u>	<u>Максимальная длина</u>
T ₀	1	1	1
КС [1:2]	2	8	2
ЧБ	4	4	1
S	5	5	1
K	6	6	1
сдв	7	7	1
НАЛО	8	8	1
QЗ	9	9	1
СООБ	10	10	1
NZ	11	11	1
ИСТОП	12	12	1
ИСТ	13	13	1
РС [1:СЭ]	16	65	50
ас [1:СЭ]	66	115	50
аРО [1:СЭ]	116	165	50
КОЭФФ	177	177	1
СЭ	178	178	1
МНР	179	179	1
ЛВСТ [1:2Э]	181	208	28
МО [1:1Э]	211	229	19
НС [1:ЧБ]	230	279	50
НС [1:ЧБ]	280	329	50
аГ [0:ЧБ]	330	380	51

Обозначения:

- T₀ - число нейтронов в массиве источника;
- КС [1:2] - массив числа прогонок; КС [1] - число прогонок в предварительных итерациях; КС [2] - число прогонок в основном счете;
- ЧБ - число блоков в геометрии задачи;
- S - первое псевдослучайное число;
- K - второе псевдослучайное число;
- сдв - величина сдвига (длина массива констант на барабанах);
- НАЛО:= (30·СЭ+1)ГР+100;
- QЗ - признак типа счета; QЗ = 1 - предварительные итерации, QЗ = 2 - основной счет;
- СООБ - идентификатор сообщения, передаваемого в управляющую программу комплекса АРМОНТ;
- NZ - номер первой зоны архива;
- ИСТОП - число разыгранных историй в расчетах до данного;
- ИСТ - число прогонок, которое должно быть сделано в программе Монте-Карло;
- РС [1:СЭ] - массив радиусов; радиусы записываются в порядке, в котором нумеруются элементарные ячейки;
- СЭ - число элементарных ячеек;
- ас [1:СЭ] - дифференциалы движения границ цилиндрических поверхностей элементарных ячеек;
- аРО [1:СЭ] - производные плотностей вещества в элементарных ячейках;
- КОЭФФ - максимальное из чисел $\frac{\sqrt{\sum f}}{\sum a}$ по всем элементарным ячейкам, по всем группам энергий;

- МПР - номер модификации геометрии (номер вычисляемой программы Монте-Карло для данной геометрии);
 АВСМ [I:2E] - управляющий массив на работу модуля Э2; формируется управляющей программой комплекса АРМОНТ;
 МО [I:19] - массив управлений констант; готовится модулем I2 во время подготовки констант; описан в распределении выходной информации модуля I2 [227];
 NS [I:7B] - число элементарных ячеек в данном блоке; NS [I] - число элементарных ячеек в первом блоке и т.д.;
 NS [I:7B] - высоты блоков; NS [I] - высота первого блока и т.д.;
 dГ [O:7B] - производные движения торцевых границ элементарных ячеек;
 dГ [O] - производная первой снизу торцевой границы и т.д.

Система прерывания счета и спасения информации в архиве

Расчет методом Монте-Карло имеет скорость 3 - 7 тыс. историй в час на ЭВМ серии М20. Если требуется хорошая статистика, то желательно разбить счет на несколько этапов. По окончании очередного счета накопленная информация печатается и записывается на магнитной ленте в архиве комплекса. Модуль Э2 снабжен такой системой прерывания и последующего возобновления счета. С этой целью на ленте заданы архивные зоны начальной Z зоны NZ. Конкретное значение NZ определено в (37, 7). Оно выбрано равным 502.

Для продолжения прерванного счета требуется при соответствующем управлении задать лишь одно исходное данное - число прогонок в следующем расчете. Число историй определяется как произведение числа прогонок (итераций) на число нейтронов в массиве источника.

Нейтронно-физические константы считываются с ленты комплекса АРМОНТ, куда они были занесены в процессе подготовки констант модулем I2. Таким образом, данную ленту нельзя в перерывах между счетом использовать для каких-либо расчетов, которые изменят содержание информации в зоне констант.

данные о геометрии, функционалах, источниках списываются их архивных зон ленты. Производится также анализ управления на новый этап расчета. Это должно согласовываться с предыдущим управлением, то есть нельзя изменить тип расчета производной, например перейти от вычисления эффекта Доплера к расчету плотностного эффекта. Если анализ нового управления показывает ошибки в нем, то задача свалается. После исправления ошибок счет можно продолжить.

Исходные данные на очередной расчет считываются в двух подпрограммах модуля. Массив ИНФ считывается в (32, 14-33) из зоны NZ ленты № 2 в 0-МОЗУ с ячейки 3001. Массив источника считывается с зоны NZ+1 ленты № 2 в 0-МОЗУ с ячейки 1. Функционалы считываются с ГР последовательных зон архива в (34, 222-237). Начало первой зоны функционалов - NZ+2.

Заполнение архива производится при соответствующем управлении в (35, 30-41).

Расчетные формулы оценки плотностей столкновений токов, коэффициента размножения на быстрых нейтронах, активации индикаторов и производных этих величин по возмущаемому параметру. Оценки статистических ошибок расчета

Обоснования расчетных формул приведены в работе [10]. Ниже даны сведения, которые позволят программисту разобраться, в каком месте модуля производятся вычисления основных функционалов. Исключение составляет раздел, посвященный вычислению ошибок, в котором излагаются соображения по выбору методов оценки дисперсии, реализованных в описываемом модуле.

При вычислении плотностей столкновений и токов в элементарных ячейках и ограниченных их поверхностях все величины пересчитываются на единицу объема (поверхности) и на один нейтрон источника. Значения геометрических нормированных коэффициентов собраны в массиве VS [1:5]. Первая переменная массива - номер элементарной ячейки, вторая - соответственно внутренний объем (VS [1, 1]) и ограничивающие поверхности ячейки (VS [1, 2-5]).

Таким образом, плотности столкновений и токи вычисляются по формулам

$$\text{плотности, токи} = \Phi[\Gamma, 1, j, 1] / (\text{ИСТОП} \cdot \text{VS}[1, j])$$

и так для каждой группы Γ , каждой ячейки 1 , каждой поверхности (объема) j .

Ошибки определения этих величин находятся как

$$\sqrt{\Phi[\Gamma, 1, j, 2]} / (\text{ИСТОП} \cdot \text{VS}[1, j]),$$

где $\Phi[\Gamma, 1, j, 2]$ - суммы квадратов вкладов в соответствующие функционалы $\Phi[\Gamma, 1, j, 2]$.

Производные функционалов и их ошибки определяются аналогично:

производная $\Gamma, 1, j = \Phi[\Gamma, 1, j, 4] / (\text{VS}[1, j] \cdot \text{ИСТОП})$;

ошибка производной $\Gamma, 1, j = \Phi[\Gamma, 1, j, 5] / (\text{VS}[1, j] \cdot \text{ИСТОП})$.

Коэффициент размножения определяется двумя способами: по длине пробега и по столкновению. По длине пробега

$$K_{\text{дл}} = \frac{1}{\text{ИСТОП}} \sum_{\text{по всем группам } \Gamma} \sum_{\text{по всем элементарным ячейкам } 1} \left(\frac{\partial \sum_{r,i} \tau_{r,i}}{\sum_{r,i} \tau_{r,i}} \right) \Phi[\Gamma, 1, 1, 1].$$

ошибка этой величины оценивается по формуле

$$\sigma_{K_{\text{дл}}} = \frac{1}{\text{ИСТОП}} \sqrt{\sum_{\text{по всем группам } \Gamma} \sum_{\text{по всем элементарным ячейкам } 1} \left(\frac{\partial \sum_{r,i} \tau_{r,i}}{\sum_{r,i} \tau_{r,i}} \right)^2 \Phi[\Gamma, 1, 1, 2]}.$$

Коэффициент размножения определяется по столкновению

$$K_{\text{ст}} = \frac{1}{\text{ИСТОП}} \sum_{\text{по всем группам } \Gamma} \sum_{\text{по всем элементарным ячейкам } 1} \frac{\partial \sum_{r,i} \tau_{r,i}}{\sum_{r,i} \tau_{r,i}} \Phi[\Gamma, 1, 1, 6].$$

ошибка этой величины оценивается по формуле

$$\sigma_{K_{\text{ст}}} = \frac{1}{\text{ИСТОП}} \sqrt{\sum_{\text{по всем группам } \Gamma} \sum_{\text{по всем элементарным ячейкам } 1} \left(\frac{\partial \sum_{r,i} \tau_{r,i}}{\sum_{r,i} \tau_{r,i}} \right)^2 \Phi[\Gamma, 1, 1, 6]}.$$

Производная коэффициента размножения определяется по формуле

$$\frac{\partial K}{\partial \lambda} = \frac{1}{\text{ИСТОП}} \sum_{\text{по всем группам } \Gamma} \sum_{\text{по всем элементарным ячейкам } 1} \frac{\partial \sum_{r,i} \tau_{r,i}}{\sum_{r,i} \tau_{r,i}} (\Phi[\Gamma, 1, 1, 6] + \frac{\partial \sum_{r,i} \tau_{r,i}}{\partial \sum_{r,i} \tau_{r,i}} + \Phi[\Gamma, 1, 1, 4]).$$

оценка ошибки определения производной производится по формуле

$$\frac{\sigma_{\text{ак}}}{\frac{\partial \kappa}{\partial \lambda}} = \frac{1}{\text{ИСТОП}} \sqrt{\sum_{\text{по всем группам } \Gamma} \sum_{\text{по всем элементарным ячейкам } l} \left(\frac{\partial \Sigma_{\Gamma, l}}{\Sigma_{\Gamma, l}} \right)^2} \times \\ \times \left[\left(\frac{\partial \Sigma_{\Gamma, l}}{\partial \Sigma_{\Gamma, l}} \right)^2 \phi[\Gamma, 1, 1, 6] + \phi[\Gamma, 1, 1, 5] \right].$$

Активации индикаторов, их производные и ошибки определения для данной элементарной ячейки и данного индикатора определяются по следующим формулам:

$$\text{активация} = \frac{I}{\text{ИСТОП} \sqrt{S[l, 1]}} \sum_{\text{по всем группам } \Gamma} \frac{\Sigma_{n, \Gamma}}{\Sigma_{\Gamma, l}} \phi[\Gamma, 1, 1, 1];$$

$$\sigma_{\text{актив}} = \frac{I}{\text{ИСТОП} \sqrt{S[l, 1]}} \sqrt{\sum_{\text{по всем группам } \Gamma} \left(\frac{\Sigma_{n, \Gamma}}{\Sigma_{\Gamma, l}} \right)^2 \phi[\Gamma, 1, 1, 2]};$$

производная активации по параметру возмущения

$$\frac{\partial \text{актив}}{\partial \lambda} = \frac{1}{\text{ИСТОП} \sqrt{S[l, 1]}} \sum_{\text{по всем группам } \Gamma} \frac{\Sigma_{n, \Gamma}}{\Sigma_{\Gamma, l}} \phi[\Gamma, 1, 1, 4];$$

оценка ошибки определения производной активации индикатора

$$\frac{\sigma_{\text{актив}}}{\frac{\partial \kappa}{\partial \lambda}} = \frac{I}{\text{ИСТОП} \sqrt{S[l, 1]}} \sqrt{\sum_{\text{по всем группам } \Gamma} \left(\frac{\Sigma_{n, \Gamma}}{\Sigma_{\Gamma, l}} \right)^2 \phi[\Gamma, 1, 1, 5]}.$$

Оценка дисперсии функционалов вычисляется на основании следующих допущений. Оценочный функционал I есть сумма элементарных вкладов

$$I = \sum_{i=1}^N x_i. \quad (32)$$

Пусть случайная величина x_i распределена с плотностью $P(x)$, со средним значением

$$\bar{x} = \int x P(x) dx,$$

и дисперсией

$$\sigma_x^2 = \int (x - \bar{x})^2 P(x) dx.$$

Число вкладов N в оценку функционала I случайно и распределено с вероятностью $P(N)$, причем

$$\bar{N} = \sum_{N=1}^{\infty} N P(N);$$

$$\sigma_N^2 = \sum_{N=1}^{\infty} (N - \bar{N})^2 P(N).$$

Предположим, что $G_N^2 = \bar{N}$. Это предположение справедливо, если, например, число слагаемых в формуле (32) распределено по Пуассону. Очевидно, оно справедливо при больших значениях N .

Предположим, что случайные величины x_i и N не коррелируют, то есть

$$P(x, N) = P(x) P(N).$$

Предположим, что последовательность случайных величин x_i не коррелирована, то есть $P(x_1, x_2, \dots, x_N) = P(x_1) P(x_2) \dots P(x_N)$. Это предположение наиболее ограничительно. лишь в случае многих историй можно предполагать, что отдельно вклады из отдельных историй слабо коррелированы. Но так как в типичном расчете разыгрываются десятки тысяч историй, это предположение справедливо с большой точностью.

Предположим, что все частные распределения $P(x_i)$ равны между собой.

Без ограничения общности предположим, что $\bar{x} = 0$.

В этих предположениях среднее значение (32)

$$\bar{I} = \sum_{N=1}^{\infty} P(N) \int \prod_{i=1}^N dx_i P(x_i) \sum_{i=1}^N x_i = \bar{x} \sum_{N=1}^{\infty} P(N) N = \bar{x} \bar{N} = 0.$$

дисперсия (32)

$$G_I^2 = \sum_{N=1}^{\infty} P(N) \int \prod_{i=1}^N dx_i P(x_i) \left(\sum_{i=1}^N x_i \right)^2 = \sum_{N=1}^{\infty} P(N) \int \prod_{i=1}^N dx_i P(x_i) \sum_{i=1}^N x_i^2 = \bar{N} G_x^2.$$

Оценку G_N^2 принимаем равной N - числу вкладов в функционал в данном расчете.

Оценку G_x^2 проводим по формуле

$$G_x^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2.$$

Окончательно получаем оценку рассчитываемого функционала

$$G_I^2 = \sum_{i=1}^N x_i^2. \quad (33)$$

Эта же формула получается при отсутствии последнего предположения.

Формула (33) положена в основу вычисления всех оценок ошибок в подпрограмме 35. Область действия формулы (33) - не слишком малые значения N ($N > 100$). Для интегральных функционалов типа $K_{\text{эф}}$ это предположение почти всегда выполняется. При оценках плотностей столкновений в тех группах, где нейтрон бывает редко, к соответствующим величинам, которые печатаются в таблицах результатов, надо подходить с известной осторожностью, так как оценки по формуле (33) могут давать заниженные дисперсии.

Какие новые задачи можно решать в результате ординарной переработки алгоритма?

Включение новых геометрических блоков. С этой целью передсливаются части подпрограммы комплекса, стоящие между комментариями в тексте, "Начало геометрического блока" и "Конец геометрического блока". Новая программа оформляется как подпрограмма. Для этого в подпрограмме 32 дописываются две строки текста после (32, 35):

```
IF NIP = 41 THEN
BEGIN COD('W', П 41, 2); GOTO K; END;
```

(предполагается, что подпрограмма получила номер 41). Далее по метке П41 пишется:

```
FORMAT (название новой модификации модуля)
```

Так же оформляются названия других новых подпрограмм.

Переход на подгрупповое представление сечений. Для этого требуется расширить массивы оперативного хранения информации в расчетном блоке Монте-Карло с группового представления до подгруппового, а также провести соответствующие изменения в блоке розыгрыша типа реакции. Следует отметить, что программы переработки во внутренний формат комплекса Э4 фактически предназначены для подгруппового описания, частным случаем которого является групповое, и потому остаются без переделок при переходе к подгрупповому представлению сечений.

Другие виды источников нейтронов. В настоящее время источники нейтронов получают в процессе счета. Довольно просто перейти к более консервативному определению источников - задавать постоянный внешний источник. Это сводится к заполнению массива источника X согласно вероятностям источника. Массив после каждой прогонки должен обновляться в соответствии с теми же вероятностями. После такой переделки комплекс может быть использован для решения задач нейтронной защиты.

Решение нестационарных уравнений переноса. В этом случае источник пополняется из числа имеющихся нейтронов в некоторые моменты времени $\Delta t, 2\Delta t, 3\Delta t$ и т.д. для этого в массиве X определяются новые координаты нейтрона - его время жизни. Интервалы обновления Δt массива источника выбираются так, чтобы число нейтронов в массиве источника к моменту обновления было равно примерно половине первоначального количества. Подобная задача решается при определении оптимального расположения поверхностей расщепления в методах расчета защиты.

Альбедные условия на границах элементарных ячеек. Расчеты методом Монте-Карло более эффективны, если удается уменьшить объем системы, в которой происходит блуждание нейтронов (например, расчет эквивалентной ячейки вместо всего реактора при определении производных по плотности горючего). Этот переход удается сделать корректным, если на границах элементарных ячеек поставлены реальные альбедные условия вместо зеркальных отражений. Следует отметить, что расчет матриц альбеда целесообразно выделить в специальные подпрограммы, чтобы не замедлять счета в тех случаях, когда их расчет не требуется.

Вычисление и учет альбеда сводятся к написанию специальных вставок в геометрические блоки и специальной подпрограммы ввода или печати матриц альбеда.

Достижимые точности при вычислении производных методом Монте-Карло

Показателем эффективности расчета какого-либо функционала методом Монте-Карло принято считать $\delta = \epsilon \sqrt{t}$, где ϵ - относительная точность, достигнутая при вычислении данного функционала, t - затраченное для этого машинное время. Относительная точность ϵ вычисляется как $\epsilon = \sigma / \bar{f}$, где σ - корень из дисперсии оценки функционала, \bar{f} - значение оценки функционала. Так как величина ϵ убывает пропорционально $1/\sqrt{N}$, где N - число рассмотренных историй, а время счета в свою очередь пропорционально числу рассмотренных историй, то эффективность оказывается не зависящей от времени счета t .

Приведенные цифры получены при решении типичных неупрощенных реакторных задач и дают представление об эффективности счета при различных соотношениях между указанными факторами. Все расчеты проводились на ЭВМ М-222 с быстродействием около 20 тыс. арифметических операций в секунду. Геометрия расчетов - цилиндрическая с произвольным разбиением на зоны по высоте и радиусу цилиндров.

Для теплового реактора, состоящего из 13 зон, при расчете производной $K_{эфф}$ по изменению плотности зон с горючим получено при $\delta = 2,4$, при расчете производной $K_{эфф}$ по изменению плотности отражателя $\delta = 1,6$; для теплового реактора с 5 зонами при расчете эффекта доплера $\delta = 1,1$; для тепловой ячейки с 3 зонами $\delta = 1,7$; для быстрого реактора с 9 зонами при расчете производной $K_{эфф}$ по плотности органов регулирования $\delta = 4$.

10. Модуль 49. Подстановка зонных констант

Модуль предназначен для замены зонных констант, рассчитанных модулем I2, в некоторых зонах и группах.

Управление на работу модуля

PI = 0 - нет отладочной печати.

PI = I - есть отладочная печать.

Порядок ввода исходных данных

<u>Идентификатор</u>	<u>Примечание</u>
ПОДСГ	Общее число подстановок
ПП [I:4]	Паспорт подстановки: ПП [1] = I - номер зоны; ПП [2] = Г - номер группы; ПП [3] = 0 - заменяются константы неупругих переходов; ПП [3] = I - заменяются основные константы; ПП [4] = 0 - заменяются основные константы; ПП [4] = I - заменяются производные константы
ЧЛ [I:ЧОК]	Содержание подстановки. Формат подстановки берется таким, как в выдаче модуля I2 ЧОК = 9 - в зоне нет горючего и водорода; ЧОК = I2 - в зоне есть горючее и нет водорода; ЧОК = II - в зоне нет горючего, но есть водород; ЧОК = I4 - в зоне есть горючее и водород; ЧОК = I + ГНС - Г, если производится подстановка констант неупругих переходов (ПП [3] = 0)

Краткое описание модуля, принципы работы алгоритма

Модуль выдает информацию о паспорте и содержании каждой подстановки. Число подстановок - без ограничения. Подстановки следует группировать так, чтобы друг за другом шли подстановки в одну группу и с одним значением ПП [4].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Башмачников А.И. и др. ФИХАР - модульная система программ для реакторных расчетов. Препринт НИИАР П-186. Димитровград, 1973.
2. Загацкий Б.А. и др. Язык системы ФИХАР. Препринт НИИАР П-186. Димитровград, 1973.
3. Зизин М.Н. и др. Система ФИХАР. Стандартные обозначения величин, участвующих в нейтронно-физическом расчете реактора. Препринт НИИАР П-189. Димитровград, 1973.
4. Николаев М.Н., Усиков Д.А. Формулировка граничных условий в методе подгрупп. - "Атомная энергия", 1973, т.34, с.112.

5. Хохлов В.Ф. и др. Комплекс программы АРАМАКО для расчета групповых микро- и блокированных микросечений на основе 26-групповой системы констант в подгрупповом представлении. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1972, вып.8, часть 3 (ЦНИИатоминформ).
6. Николаев М.Н., Игнатов А.А., Исасв П.А., Хохлов В.Ф. Метод подгруппы для расчета распространения нейтронов в резонансных средах, - "Атомная энергия", 1971, т.30, с.426.
7. Филиппов В.В., Николаев М.Н. Измерение структуры полного нейтронного сечения. - In: Collection of USSR Reports on Nuclear Data Topics. INDC (USSR) - 16/I. Vienna, 1971, p.68-145.
8. Ахиззер Н.И. Классическая проблема моментов и некоторые вопросы анализа, связанные с ней. М., Физматгиз, 1961.
9. Николаев М.Н., Сеница В.А. - "Атомная энергия", 1973, т.35, вып.6, с.429.
10. Усиков Д.А. Интегрирование по параметру как способ расчета конечных возмущений в реакторных сборках методом Монте-Карло. Препринт ФЭИ-423. Обнинск, 1973.
11. Miller L.V., Milley G.H. - "Nucl. Sci. and Eng.", v.40, p.438.
12. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
13. Гурин В.Н. и др. Аналитический расчет внутригрупповых спектров в средах без водорода. Препринт ФЭИ-422. Обнинск, 1970.
14. Глестон С., Эдлунд М. Основы теории ядерных реакторов. Л., 1953, с.164.
15. Усачев Л.Н. Уравнения для ценности нейтронов, кинетика реактора и теория возмущений. - В сб. "Реакторостроение и теория реакторов". М., изд. АН СССР, 1955, с.251-268.
16. Марчук Г.И., Орлов В.В. К теории сопряженных функций. - В сб. "Нейтронная физика". М., Госатомиздат, 1961.
17. Kalos M.H. Monte Carlo Integration of the Adjoint Neutron Transport Equation. - "Nucl. Sci. and Eng.", 1969, v.37, p.410-422.
18. Carter L.L., McCormick N.J. Coupled Sampling with the Monte Carlo Method in Neutron Transport Calculations. - "Nucl. Sci. and Eng.", 1970, v.39, p.296-310.
19. Сланье Дж., Гелбард Э. Метод Монте-Карло и задачи переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1962.
20. Ермаков С.М. Метод Монте-Карло и смежные вопросы. М., "Наука", 1971.
21. Золотухин В.Г. Вычисление возмущений линейных функционалов в теории переноса методом Монте-Карло. Препринт ФЭИ-72. Обнинск, 1967.
22. Франк-Каменецкий А.Д. Расчет коэффициента размножения ядерного реактора методом Монте-Карло. - В сб. "Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучений". М., Атомиздат, 1967, с.212-227.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

АЛГОЛЬНЫЕ ТЕКСТЫ МОДУЛЯ 32

Подпрограмма 32. Вход в комплекс Монте-Карло

```

1      C-32-M-TE-N-T-D-O '6700432'
2      B-E-G-I-N I-N-T-E-G-E-R ЧПР;
3      I-T-T-G-E-R -A-R-R-A-Y ABCM(1:28);
4      COD('IS-PP', '6700');
5      COD('READ-UMUZ', ABCM, 4031, 27);
6      COD('W', 01, 0);
7      I-F ABCM(3)=1 T-H-E-N COD('W', 018, 1)
8      B-E-L-S-E COD('W', 025, 1);
9      I-F ABCM(6)=0 T-H-E-N COD('W', 023, 1)
10     F-L-S-E COD('W', 024, 1);
11     I-F ABCM(1)=0 T-H-E-N COD('W', 031, 1)
12     F-L-S-E COD('W', 032, 1);
13     I-F ABCM(7)=0 T-H-E-N COD('W', 033, 1)
14     F-L-S-E COD('W', 034, 1);
15     I-F ABCM(8)=0 T-H-E-N COD('W', 035, 1)
16     F-L-S-E COD('W', 036, 1);
17     I-F ABCM(9)=0 T-H-E-N COD('W', 037, 1)
18     F-L-S-E COD('W', 039, 1);
19     I-F ABCM(10)=0 T-H-E-N COD('W', 039, 1)
20     F-L-S-E COD('W', 040, 1);
21     I-F ABCM(21)=0 T-H-E-N COD('W', 044, 1)
22     F-L-S-E COD('W', 045, 1);
23     I-F ABCM(7)=1 T-H-E-N COD('NT', 33);
24     I-N-D-I-T('K')=2; ИЛИ Е;
25     COD('W', 02, 1, ИЛИ Р);
26     I-F NPP=36 T-H-E-N
27     B-E-G-I-N COD('W', 036, 2); -G-O-T-O K; -E-N-D ;
28     I-F NPP=37 T-H-E-N
29     B-E-G-I-N COD('W', 037, 2); -G-O-T-O K; -E-N-D ;
30     I-F NPP=38 T-H-E-N
31     B-E-G-I-N COD('W', 038, 2); -G-O-T-O K; -E-N-D ;
32     I-F NPP=39 T-H-E-N
33     B-E-G-I-N COD('W', 039, 2); -G-O-T-O K; -E-N-D ;
34     I-F NPP=40 T-H-E-N
35     B-E-G-I-N COD('W', 040, 2); -G-O-T-O K; -E-N-D ;
36     COD('W', 04, 2);
37     G-O-T-O K ОН ЕЦ;
38     ;
39     COD('WRIT-UMUZ', ИПР, 3350, 0);
40     COD('NT', 33);
41     ;
42     FOR 1:10, 37 ИРАССЧИТЫВАЮТСЯ ПЛОТНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЙ
43     29-ИХ ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПРОИЗВОДНЫЕ/
44     50-И ДОППЛЕР-ЭФФЕКТ, ЭФФЕКТ ИЗМЕНЕНИЯ ГЕОМЕТРИИ И ПЛОТНОСТИ//
45     КОЭФФИЦИЕНТ РАЗНОЖЕИЧ И ДРУГИЕ ВЕЛИЧИНЫ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО//
46     10Х, 33Н ГЕОМЕТРИЯ ЯЧЕЕК - ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ/
47     10Х, 23Н ДОП'СКАЕТСЯ ДО 30 ЯЧЕЕК/
48     10Х, 66ИСПОЛЬЗУЮТСЯ ГРУППОВЫЕ КОНСТАНТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА ОСНОВЕ ПОДГРУППОВЫХ*;
49     ;
50     FOR 1:10, 29 И ДОППЛЕР-ЭФФЕКТ НЕ УЧИТЫВАЕТСЯ*;
51     ;
52     FOR 1:41 И УЧИТЫВАЕТСЯ ИЗМЕНЕНИЕ ОБЪЕМНОЙ ПЛОТНОСТИ*;
53     ;
54     FOR 1:42 И ИЗМЕНЕНИЕ ОБЪЕМНОЙ ПЛОТНОСТИ НЕ ПРОИСХОДИТ*;
55     ;
56     FOR 1:23 И УЧИТЫВАЕТСЯ ДОППЛЕР-ЭФФЕКТ*;
57     ;
58     FOR 1:40 И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ЗАПИСЫВАЮТСЯ В АРХИВ*;

```


Продолжение приложения I

```

156      + 4;
157      FOR, AT10, 2R ЗАДАНО НЕДОПУСТИМОЕ ЧИСЛО НЕЙТРОНОВ I МАССИВЕ ИСТОЧНИКА, /
158      : UX, 4R ПАРАМЕТР, E13.7*;
159      + 10;
160      FOR, AT11, 2R Ч - ЧИСЛО НЕЙТРОНОВ И МАССИВЕ ИСТОЧНИКА /
161      : 10, 444 - ЧИСЛО ИСТОРИЙ В ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫХ ИТЕРАЦИЯХ /
162      : 11, 354 - ЧИСЛО ИСТОРИЙ В ОСНОВНОМ РАСЧЕТЕ;
163      + 11;
164      FOR, AT10, 4I ЗАДАНО НЕДОПУСТИМОЕ ЧИСЛО ПРОГНОЗОВ, РАВНОЕ E16.6*;
165      + 12;
166      : 0R, 4I 4000 -;
167      + 13;
168      FOR, AT11, 1R, 1N, 1, E11.4*;
169      + 14;
170      : 0R, AT200 -;
171      + 15;
172      : 0R, AT19, РАССЧЕТ ПРОДОЛЖАЕТСЯ /
173      : 2R ЧИСЛО ИТЕРАЦИЙ РАССМОТРЕНО ЕЩЕ E13.7 ИСТОРИЙ;
174      + 20;
175      FOR, AT10, 2R ЗАДАНО ЧЕРНОЕ ЧИСЛО БЛОКОВ, E17.8*;
176      + 21;
177      : 0R, AT13 ЧИСЛО БЛОКА - E17.8;
178      : 64 - ЧИСЛО БЛОКА - E17.8 /
179      : 64 - ЧИСЛО ЯЧЕЕК I;
180      : 5X, 1N, 5Y, 1N, 1, 2X, 1N, 2, 5X, 1N, 1, 2X, 1N, 3, 5X, 1N, 1 /
181      : 64 -;
182      + 22;
183      : 0R, AT25 ПРОИЗВОДНЫЕ ГРАНИЦ БЛОКОВ //
184      : 2UR, 1/8N, 5, 10K, 1, 11X, 1, 41 / 2UR -;
185      + 43;
186      : 0R, AT29 ЧУГВАДЛЕНИЕ ПРЕДЫДУЩЕГО СЧЕТА,
187      : 2R ЧИСЛО СОГЛАСУЕТСЯ С ЗАДАЧЕЙ;
188      + 46;
189      : 0R, AT22 ЗАДАНО БОЛЬШЕ 20 ЯЧЕЕК;
190      : 0CH -;
191      : 0R( 'M', 2, 6);
192      : 0R( 'M', 2, 32);
193      : E - 1, 0;

```


Продолжение приложения I

```

161  C00('NR|TE-2MOZ',ST1,Q22,U1)
162  -E-J'D I
163  -C-3-M-E-N-T ИКН ПО ЧОНРЧММММ
164  -F-3-R r:=1/2 D'D
165  -4-E-G-1-4 q11:=q1+q/q22:=12+q;
166  C00('HEA|-2MOZ',ST1,q11,q1)
167  -I-F S(1/2U)K (3TH1,0-AYD T#1) -T-H-E-N
168  -4-E-G-1-4 q11:=ST1+514+STH1
169  C00('HEA|-2MOZ',ST2,q22,q1)
170  C00('WH|TE-2MOZ',ST1,q11,U1)
171  q11:=q11+3/q22:=q22+3;
172  C00('HEA|-2MOZ',SA1,q11,q1)
173  c51:=ST1-514-STH1-SA1
174  -I-F S51>U -T-H-E-N
175  -4-E-G-1-4
176  C00('HEA|-2MOZ',SA1,q22,U1)
177  c52:=(ST2-542)/SS1+DPO
178  C00('NR|TE-2MOZ',SS1,q11,U1)
179  C00('NR|TE-2MOZ',SS2,q22,U1)
180  -E-J'D I
181  -I-F S51<A-TLEF)
182  -HE-JIN C00('H',q3/2,r,1,ST1,ST2,SA1,SA2,SS1,SS2,S14,
183  c541,c54-c5TH1,STH2,c5A1,SAH2))
184  c51:=0;
185  C00('NR|TE-2MOZ',SS1,q11,U1)
186  C00('NR|TE-2MOZ',DPO,q22,U1)
187  -E-J'D I
188  -I-F Лор(1)=1-OR Лор(1)=3 -T-H-E-N
189  -4-E-G-1-4 q11:=q11+5/q22:=q22+5;
190  C00('HEA|-2MOZ',HOF1,q11,U1)
191  C00('HEA|-2MOZ',HOF2,q22,U1)
192  c41:=SA1+SA41;
193  -I-F SA1>U -T-H-E-N
194  -4-E-G-1-4 ж:=HOF1/SA1;
195  -I-F X>0900 -T-H-E-N КОЗФ:=X;
196  -E-J'D I
197  -I-F ЧОФ1>U -T-H-E-N
198  -4-E-G-1-4 HOF2:=HOF2/ЧОФ1+DPO;
199  C00('NR|TE-2MOZ',HOF2,Q22,U1)
200  -E-J'D I; -E-N'D I
201  cT2:=ST2/ST1+DPO;
202  q22:=q2+q;
203  C00('NR|TE-2MOZ',ST2,q22,U1)
204  -E-J'D I;
205  -E-J'D I;
206  -E-J'D I;
207  -C-3-M-E-N-T ПЕРЕЧОС СЕЧЕНИЯ ОБРАТНО НА ДАРАБАН;
208  -F-3-R r:=1/2 D'D
209  -4-E-G-1-4 nA:=(n-1)*(qK+1)+1;nA4:=nA1+COB*(n-1);
210  C00('MOZ-MZU',Q22,nA,ЧАЧ,ЧОК3);
211  -E-J'D I;
212  L41:=nA1+ЧОК+1;
213  -E-J'D I;
214  -E-J'D I;
215  H#(177):=<0300;
216  H#(7):=COB;H#(8):=Ч410;
217  ЧОК:=C3-1;
218  C00('NR|TE-0MOZ',ЛОГ,3071,ЧОК);
219  C00('NR|TE-0MOZ',ПСГ,3141,С3);
220  C00('NR|TE-0MOZ',ИФ,3172,379);
221  -I-F A3,2U=1 -T-H-E-N
222  JNOU('P2-10',ЛОГ,ЛОГ1,ИФ,COB,nA1U);
223  -C-3-M-E-N-T СЧИТЫВАЕТСЯ ПЛОТНОСТИ С АРХИАНУХ ЗОН;
224  -4-E-G-1-4 -I-N-T-E-G-E-R НАРЧОКФ;
225  nZ:=H#(11)+1;ЧОКФ:=C3*30-1;
226  -I-F H#(187)=0 -T-H-E-N
227  -4-E-G-1-4 -I-N-T-E-G-E-R I;
228  -4-E-A-L 3;
229  n:=0;
230  -F-3-R r:=2510 -5-T-E-P 1 -U-N-T-I-L ЧОКФ+2510 -C'D
231  C00('NR|TE-2MOZ',3/1,0);
232  -E-J'D I;
233  -F-3-R r:=1 -5-T-E-P 1 -U-N-T-I-L ГР D'D
234  -4-E-G-1-4 nZ:=nZ+1;nAФ:=(r-1)*(ЧОКФ+2)+02;
235  -I-F X+(187)=1 -T-H-E-N
236  C00('MOZ-MZU',Q22,2510,nZ,ЧОКФ);
237  C00('MOZ-MZU',Q22,2510,nAФ,ЧОКФ);
238  -E-J'D I;
239  -E-J'D I;
240  -C-3-M-E-N-T ЗАПОЛНЕНИЕ МАССИВА ИСТОЧНИК;
241  -C-3-M-E-N-T НЕУТРОНЫ РАСПРЕДЕЛЯЮТСЯ РАВНОМЕРНО
242  ЧУ 05'Е-У ЯЧЕЙКИ;

```

Продолжение приложения I

```

243   -I-F A4*(1F7)40 "T-H-E"
244   -K-E-S-T "T-H-E"3-E-R C,HA,TU,B)
245   -Q-A-L S1,K1,M,M)
246   -S-R-A-V V(1:A),ZB(U:4B),CNA(1:11)*EG(U:GP))
247   -C-T-M-E-N-T "D"O (ZB*21*EG'27,
248   C00('REA-U'UOZ',ZB,2653,05))
249   HA:R301*GP)
250   C00('REA-U'UOZ',EG,HA,GP))
251   A4:=A4*GP+1)
252   C00('REA-U'UOZ',CNA,CA+10))
253   C00('PRAC',S1,K1,1))
254   C:=1+(1A+C0))
255   C0:=MHR))
256   M:=2*(145))
257   -I-F A4*20=1 "T-H-E"
258   M,T('P5-10',Z,TU,HA,ZB,EG,CND('P',S1,K1))
259   -F-T-R A:=1 "S-T-E"0 1 "U-V-T"-L TO "D"O
260   -E-S-T-N C00('RAC'OM',S1,K1,M))
261   V(1):=A*(CND(T,M))
262   V(1):=X(1)*Y(1))
263   C00('RAC'OM',S1,K1,M))
264   V(1):=MHR))
265   -F-T-R A:=1 "S-T-E"0 1 "U-V-T"-L 15 "D"O
266   -S-R-A-V "I" f X(3)<ZB(5) "T-H-E"
267   -E-S-T-N X(2):=B) "G"O-T"O T29) "E"O "D"
268   -E-V"O ;
269   T23:
270   -C-T-M-E-N-T РОЗЫГРЫШ ПО СПЕКТРУ ДЕЛЕНИЯ)
271   C00('RAC'OM',S1,K1,M))
272   F:=1:A4: "I" F CND(G)>M "T-H-E"O "G"O-T"O A2)
273   F:=F+1) "G"O-T"O A4)
274   Z2:=C00('RAC'OM',S1,K1,M))
275   V(4):=EG(G)+(EG(G-1))*M)
276   V(4):=1)
277   V(4):=0)
278   A:=((1-1)*2+1)
279   -I-F A--1201)=1 "T-H-E"
280   V2U('D2-10',X))
281   C00('MRT'F'OMZ',X,HA,B))
282   -E-V"O ; "E"O "D" ;
283   -E-V"O ; "E"O "D" ;
284   C00('MRT',MTR))
285   KOME 1)
286   C00('M',A+2))
287   C00('M',B+2))
288   F1:
289   F02M:110Y,1*MMOZAIKA BOZMUCHENIA/
290   T14K -CNA:30G OTCVTCTBIA BOZMUCHENIA*
291   .2:
292   F04M:12661.1*
293   .3:
294   F02M:12500YUBKA B KATALOGE APACHKO//
295   ZF7.1/4E17.8/4E17.8/5E17.8*
296   .4:
297   F04M:110X,16*3ADACA CHИAETCЯ*
298   F3:
299   F04M:110Y*
300   F13:
301   FOP:AT10X,36*MLL PASCETA ПО ЭТОМУ МОДУЛЮ СЛЕДУЕТ .
302   28*ПРИГОТОВИТЬ ЗОННУ КОНСТАНТЫ*
303   F14:
304   FOP:AT10X,41*HET COOTBETCTBIA MEЖДУ ИСХОДНЫМИ ДАННЫМИ:/
305   F2H,ИCЛO ЗОН,3ADANN, ДЛЯ PASCETA КОНСТАНТ ПО МОДУЛЮ 12/
306   16*H E PABHO ЧИСЛУ 30,
307   27*ИЗКАЗАННЫХ В ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ,
308   21*ХАРАКТЕРИСТИКЕ ЯЧЕЙКИ*
309   F17:
310   FOP:AT10X,46*ИЗ ЗАБИТИ ОПРЕДЕЛИТЬ ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПРОИЗВОДНЫЕ*
311   F18:
312   FOP:AT30*3ADACA HE ХРАТАЕТ ПАМЯТИ НА МБ*
313   -E-V"O ;

```

Подпрограмма 35. Печать результатов

```

1  *С-О-Н-Н-Е-Н-Т *D-О *67,0002*
2  *R-Е-Г-И-Н *I-Н-Т-Е-Р-Е-Р *AOC, Г, ГР, ГМС, СЛ, СОВ, МА10, МА1,
3  <1> *K, RF, ЧОР, ЧОКФ, МА10, МА10, МА06,
4  *АФ, *J, *L, *2, *НТ, *СВ, *Р2,
5  *ИСТАР, *3, *НПР, *С05, *РВ, *Р9, *А10, *СЕ;
6  *Л-Е-А-Л *КОЗФ, *МЛ, *КЗС, *М30, *С0;
7  *К7С, *КЗС0, *L, *M2, *M3, *X;
8  *А-К-Р-А-У *ИФ[1:381];
9  С00('IS=EP', '6700');
10 С00('R5A0-0102', 'ИФ', 3172, 370);
11 С00(';=ИФ(10);
12 P8:=ИФ(180); P9:=ИФ(189); P10:=ИФ(100);
13 P2:=ИФ(82);
14 *I-Г С00B=1 *Т-Н-Е-Н
15 *R-Е-Г-И-Н С00('M', 07, 1); *D-О-Т-О *КОНЕЦ; *E-Н-Т;
16 ΔBC20:=ИФ(237);
17 *I-Г ΔBC20=1 *Т-Н-Е-Н
18 *И-Н-Т('P2-10', ИФ);
19 С3:=ИФ(213); ГР:=ИФ(211); ГМС:=ИФ(214);
20 *КОЗФ:=ИФ(177);
21 *С5:=ИФ(4);
22 С00('ИФ(7); МА10:=ИФ(8); Л7:=ИФ(9);
23 *С70Р:=ИФ(103)*ИФ(1);
24 *I-Г *L3=2 *Т-Н-Е-Н *ИСТАР:=ИСТАР+ИФ(12);
25 *ЧОКФ:=С3*30-1;
26 *НПР:=ИФ(179);
27 *I-Г ΔBC20=1 *Т-Н-Е-Н
28 *И-Н-Т('P2-10', С05, МА10, А3, ИСТАР, НПР);
29 *I-Г *ИФ(16)=0 *А-Н-Д *Q3=0 *Т-Н-Е-Н
30 *В-Е-Г-И-Н *I-Н-Т *ГЧ *M2;
31 *С-О-Н-Н-Е-Н-Т *С-П-А-С-А-Е-Т-С *И-Н-Ф-О-Р-М-А-Ц-И-Я *Д-Л-Я
32 *П-Р-О-Д-Л-Ж-Е-Н-И-Я *С-Ч-Е-Т-А;
33 *M2:=ИФ(1);
34 С00('WRITE=0102', ИСТАР, 3183, 3);
35 С00('M02-MZU', '0066', 3001, M2, 1094);
36 *M2:=M2+1;
37 С00('M02-MZU', '0066', 1, M2, 2079);
38 *Г-О-Р *L:=1 *S-Т-Е-Р *I *И-Н-Т-Л *L *СР *D-О
39 *R-Е-Г-И-Н *M2:=M2+1; *АФ:=(*L-1)*(ЧОКФ+2)+A2;
40 С00('M02-MZU', '0251', 2510, МА06, ЧОКФ);
41 С00('M02-MZU', '0266', 2510, M2, ЧОКФ);
42 *S-Н-Т; *E-Н-Т;
43 *R-Е-Г-И-Н *I-Н-Т-Е-Р-Е-Р *А-К-Р-А-У *ЛОГ1(0; С3), *ЛОГ1(1; С0);
44 *А-К-Р-А-У *КОМ1, *КОМ2(1:14), *MS(1; С3, 1:5);
45 *С-О-Н-Н-Е-Н-Т *D-О *L0 *151 *ЛОГ *50 *MS *250;
46 *С3:=С3-1;
47 С00('R5A0-0102', ЛОГ, 3071, ЧОК);
48 С00('R5A0-0102', ЛОГ1, 312, С3);
49 *I-Г ΔBC20=1 *Т-Н-Е-Н
50 *И-Н-Т('P2-10', ЛОГ, ЛОГ1);
51 *I-Г *Q3=1 *Т-Н-Е-Н С00('M', 05, 1);
52 *I-Г *Q3=2 *Т-Н-Е-Н С00('M', 06, 1);
53 *M1:=1; *I-Г *P4=1 *Т-Н-Е-Н *M1:=0;
54 *I-Г *Q3=1 *А-Н-Д *P8=0 *Т-Н-Е-Н *M1:=0;
55 *С-О-Н-Н-Е-Н-Т *В-Л-О-К *P-А-С-Ч-Е-Т-А *Г-Е-О-М-Е-Т-Р-И-Ч-Е-С-К-И-Х
56 *П-Р-И-М-Е-Р-И-О-Ч-Н-И-Х *К-О-З-Ф-О-В-И-Ц-Е-Н-О-В *MS(1; С3, 1:5);
57 *R-Е-Г-И-Н *А-К-Р-А-У *L, *C, *C6), *R02(1: С3, *V, 1:5);
58 *I-Н-Т-Е-Р-Е-Р *А-К-Р-А-У *B1(0; 46);
59 *R-Е-А-Л *P1;
60 *С-О-Н-Н-Е-Н-Т *D-О *RC, *50, *25, *61, *51;
61 *L:=3.14; *59265;
62 *I-Г *M1=1 *Т-Н-Е-Н
63 С00('M', 013, 3);
64 С00('R5A0-0102', *L, 3653, *L);
65 С00('R5A0-0102', *L, 3552, *L);
66 *С3:=С3-1;
67 С00('R5A0-0102', *L, 3603, ЧОК);
68 *L:=0;
69 *Г-О-Р *L:=1 *S-Т-Е-Р *I *И-Н-Т-Л *L *С5 *D-О
70 *Г-О-Р *L:=0 *L:=1 *S-Т-Е-Р *I *И-Н-Т-Л *L *L(1); *D-О
71 *R-Е-Г-И-Н *L:=L+1;
72 *M2:=ZL(1)-ZL(1-1);
73 *I-Г *L(1-1)+1=J *Т-Н-Е-Н
74 *R-Е-Г-И-Н *M1:=R02(1); *V(2)=0; *E-Н-Т
75 *E-Л-С-Е *I-Е-Р-И-Н *M1:=R02(1)-R02(1-1);
76 *V(2):=SQR(R02(1-1))*2*P1*M2;
77 *E-Н-Т;
78 *V(4):=SQR(R02(2))*2*P1*M2;
79 *V(3):=P1*M1;

```



```

80  W(1):=V(2);
81  W(2):=V(3);
82  IF P=1 THEN
83  GO TO (1,14);
84  IF P=1 THEN
85  W(1):=V(1);
86  IF P=1 THEN
87  W(2):=V(2);
88  GO TO (1,13);
89  W(1):=V(1);
90  W(2):=V(2);
91  W(3):=V(3);
92  W(4):=V(4);
93  W(5):=V(5);
94  W(6):=V(6);
95  W(7):=V(7);
96  W(8):=V(8);
97  W(9):=V(9);
98  W(10):=V(10);
99  W(11):=V(11);
100 W(12):=V(12);
101 W(13):=V(13);
102 W(14):=V(14);
103 W(15):=V(15);
104 W(16):=V(16);
105 W(17):=V(17);
106 W(18):=V(18);
107 W(19):=V(19);
108 W(20):=V(20);
109 W(21):=V(21);
110 W(22):=V(22);
111 W(23):=V(23);
112 W(24):=V(24);
113 W(25):=V(25);
114 W(26):=V(26);
115 W(27):=V(27);
116 W(28):=V(28);
117 W(29):=V(29);
118 W(30):=V(30);
119 W(31):=V(31);
120 W(32):=V(32);
121 W(33):=V(33);
122 W(34):=V(34);
123 W(35):=V(35);
124 W(36):=V(36);
125 W(37):=V(37);
126 W(38):=V(38);
127 W(39):=V(39);
128 W(40):=V(40);
129 W(41):=V(41);
130 W(42):=V(42);
131 W(43):=V(43);
132 W(44):=V(44);
133 W(45):=V(45);
134 W(46):=V(46);
135 W(47):=V(47);
136 W(48):=V(48);
137 W(49):=V(49);
138 W(50):=V(50);
139 W(51):=V(51);
140 W(52):=V(52);
141 W(53):=V(53);
142 W(54):=V(54);
143 W(55):=V(55);
144 W(56):=V(56);
145 W(57):=V(57);
146 W(58):=V(58);
147 W(59):=V(59);
148 W(60):=V(60);
149 W(61):=V(61);
150 W(62):=V(62);
151 W(63):=V(63);
152 W(64):=V(64);
153 W(65):=V(65);
154 W(66):=V(66);
155 W(67):=V(67);
156 W(68):=V(68);
157 W(69):=V(69);
158 W(70):=V(70);
159 W(71):=V(71);
160 W(72):=V(72);

```


Продолжение приложения I

```

242  CDD(1,NT,15);
243  *1;
244  FОРМАТ(ОНАДН КАЖДОЙ ЯЧЕЙКИ УКАЗЫВАЕТСЯ//
245  41НВ ПЕРВОЙ СТРОКЕ - ПЛОТНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЯ
246  77НВ ПРОИЗВОДИМЫЕ ЭТИХ ВЕЛИЧИН
247  42НВ ОТНЕСЕННЫЕ К ЕДИНИЦЕ ОБЪЕМА (ПОВЕРХНОСТИ//
248  42НВВ ВТОРОЙ - АБСОЛЮТНЫЕ ОШИБКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
249  45НВ СООТВЕТСТВУЮЩИХ ВЕЛИЧИН (КОРЕНЬ ИЗ ДИСПЕРСИИ).
250  *2;
251  FОРМАТ(ТХ,6Н1,2УПН,Р6//12Р-;
252  10Н1 ; 13Х,2Н1,10С1,10С1,23Х,1Н1;
253  17Х,21Н1,ПРОИЗВОДИМЫЕ ПЛОТНОСТЕЙ,17Х,1Н1/10Н1 ЯЧЕЙКА 1,112Р-//
254  1Н1,6Х,1Н1;
255  5Х,1Н1,13Х,1Н2,10Х,1Н3,10Х,1Н4,10У,1Н5,5Х,1Н1;
256  5Х,1Н1,10Х,1Н2,10Х,1Н3,10Х,1Н4,10У,1Н5,5Х,1Н1//
257  12С1-;*;
258  *3;
259  FОРМАТ(1Н1,Р6,1Н1,5С11.4,1Н1,5С11.4,1Н1/
260  1Н1,6Х,1Н1,5С11.4,1Н1,5С11.4,1Н1);
261  *4;
262  FОРМАТ(2СВ-;*;
263  *5;
264  FОРМАТ(ОНАДН КАЖДОЙ ЯЧЕЙКЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ИТЕРАЦИЯ;*;
265  *6;
266  FОРМАТ(ОНАДН КАЖДОЙ ЯЧЕЙКЕ ОСНОВНОЙ СЧЕТ;*;
267  *7;
268  FОРМАТ(ОНАДН КАЖДОЙ ЯЧЕЙКЕ МОДУЛЬ МОЖНО СЧИТАТЬ
269  2НВ ТОЛЬКО НА ВЗНУХ КОНСТАНТАХ//
270  10НВАДАЧА СЧИТАЕТСЯ);
271  *8;
272  FОРМАТ(2УХ,22НВ,АКТИВАЦИЯ ИЛИ НЕ ТОРОВА//
273  20Х,50НВ,ОТНОШЕНИЕ ЧА 1 НЕЙТРОН ИСТОЧНИКА И ЕДИНИЦУ ОБЪЕМА//
274  14Н1 - НОМЕР ЗОНЫ//
275  24Н1 - СРЕДНЯЯ ПО ЗОНЕ АКТИВАЦИЯ//
276  44Н1 - АБСОЛЮТНАЯ СЫСЬКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ АКТИВАЦИИ
277  21Н1(КОРЕНЬ ИЗ ДИСПЕРСИИ)//
278  25Н1 - ПРОИЗВОДИМЫЕ АКТИВАЦИИ//
279  46Н1 - АБСОЛЮТНАЯ ОШИБКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОИЗВОДНОЙ
280  21Н1(КОРЕНЬ ИЗ ДИСПЕРСИИ);
281  *9;
282  FОРМАТ(ТХ,А6.6,А6.6/37Р-//
283  1Н1,5Х,1Н1,5Х,1Н1,5Х,1Н2,5Х,1Н1,5Х,
284  1Н3,5Х,1Н1,5Х,1Н4,5Х,1Н1,5Х,1Н5,5Х,1Н1//
285  37С1-;*;
286  *10;
287  FОРМАТ(1Н1,77,1Н1,5С11.4,1Н1,5С11.4,1Н1,5С11.4,
288  1Н1,5С11.4,1Н1);
289  *11;
290  FОРМАТ(37К-;*;
291  *12;
292  FОРМАТ(3Н1,КОЭФФИЦИЕНТ РАЗНОУРОВНЕВ НЕЙТРОНОВ/
293  10Н1(РАЗЕГРАНД,Р6,8Н1,С1С1Р-Р1//
294  30Н1 - ОПРЕДЕЛЕН ПО ДЛИНА ПРОБЕГА//
295  29Н1 - ОПРЕДЕЛЕН ПО СТОЛКНОВЕНИЯ//
296  32Н1 - ПРОИЗВОДИМЫЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ//
297  65Н1(СОБ ВЕЛИЧИНАМИ УКАЗАНЫ ЧИ АБСОЛЮТНЫЕ ОШИБКИ (КОРЕНЬ ИЗ ДИСПЕРСИИ)//
298  4Х,1Н1,11Х,1Н2,11Х,1Н3/
299  35С1,4/3С1,2.4);
300  *13;
301  FОРМАТ(30Х,1Н3/48Х,5Н-//
302  48Х,5Н1 1/46Х,9Н2 1 1 1 4/
303  48Х,5Н1 1/48Х,5Н-//5НХ,1Н5//
304  25Х,50Н1(ВЕРХНЯЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ НОРМИРОВАННЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ//
305  20Х,70Р-//
306  20Х,10У; ЯЧЕЙКА 1,5Х,1Н1,5Х,1Н1,5Х,1Н2,5Х,1Н1;
307  5Х,1Н3,5Х,1Н1,5Х,1Н4,5Х,1Н1,5Х,1Н5,5Х,1Н1//
308  20Х,70С-;*;
309  *14;
310  FОРМАТ(20Х,1Н1,Р6,1Н1,5С11.4,1Н1,5С11.4,1Н1,
311  5С11.4,1Н1,5С11.4,1Н1,5С11.4,1Н1);
312  *15;
313  FОРМАТ(20Х,70С-;*;
314  *16;
315  FОРМАТ(4Х,41Н УКАЗЫВАЮТСЯ ЧЕТЫРИ ИЗ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЯЧЕЕК;*;
316  *17;
317  *18;

```

Подпрограмма 36. Отражения I, 2, 3

```

1  -4-E-G-I-N -I-N-T-E-G-E-R ABC20;
2  -A-R-R-A-V ИНФ(1:381);
3  -I-Y-T-F-G-E-R ЧБ,ГР,СЗ;
4  COD('READ-UMOZ',ИНФ,3172,3/9);
5  ABC20:=ИФ(206);
6  -I-F ABC2U=1 -T-H-E-N
7  ИНОУТ('P2-10',ИНФ);
8  ИФ(10):=0;
9  -I-F ИФ(1222)=0 -T-H-E-N
10 -B-E-G-I-Y ИНФ(10):=1; -G-)T-C КОНЕЦ; -E-N-D ;
11 ЧБ:=ИФ(4)/СЗ:=ИФ(213);
12 ГР:=ИФ(211);
13 -B-E-G-I-N -A-R-R-A-Y ЧС(1:45),ЗБ(0:45);
14 ИУ(1:ГР),ЕГ(0:ГР);
15 RC2,RC,S1,SSH,ST,RT,AL1,AL2,SA,HSF,SS,SIN2,SS2,SSH2(1:СЗ);
16 -I-Y-T-F-G-E-R -A-R-R-A-Y ЧС(1:45),ЗБ(0:45),ЛОГ(1:СЗ);
17 -ОГ(1:СЗ);
18 -A-R-R-A-Y СНД(1:11);
19 -I-Y-T-F-G-E-R ГНС,Т0,У,RF,
20 ДЗ,ЧА10,Ч0КФ,Д5,Т06;
21 -R-E-A-L КОЗФФ,СИ,Р(Р12,ST);
22 -С-О-М-Ч-Е-Н-Т -О-О ИС,ДУ,З5,Б1,Б1,НС,ДУ
23 ЛОГ1,Д1,ДУ,ЕГ,27
24 ЛОГ,RC2,RC,S1N,SSH,ST,RT,AL1,AL2,
25 SA,HSF,SS,SIN2,SS2,SSH2,Д1;
26 У:=ИФ(1);
27 КОЗФФ:=ИФ(177);
28 НС:=ИФ(214);
29 -B-E-G-I-N -I-N-T-E-G-E-R Ч0К,ЧА;
30 Ч0К:=ЧБ-1;
31 COD('READ-UMOZ',НС,3451,Ч0К);
32 COD('READ-UMOZ',НС,3401,Ч0К);
33 COD('READ-UMOZ',ЗБ,3653,ЧБ);
34 COD('READ-UMOZ',Б1,3552,ЧБ);
35 COD('READ-UMOZ',ЛОГ1,3121,СЗ);
36 Ч0К:=СЗ-1;
37 COD('READ-UMOZ',ЛОГ,3071,Ч0К);
38 COD('READ-UMOZ',RC2,3603,Ч0К);
39 COD('READ-UMOZ',RC,3187,Ч0К);
40 Ч0К:=ГР-1;
41 COD('READ-UMOZ',ДУ,3001,Ч0К);
42 ЧА:=3001+ГР;
43 COD('READ-UMOZ',ЕГ,НА,ГР);
44 ЧА:=ЧА+ГР+1;
45 COD('READ-UMOZ',СНА,ЧА,10);
46 СИ:=ИФ(5);КИ:=ИФ(6);СОВ:=ИФ(7);
47 ЧА10:=ИФ(8);
48 -I-F ABC2U=1 -T-H-E-N
49 ИНОУТ('P2-10',НС,НС,З5,Б1,RC2,RC,ДУ,ЕГ,
50 СНД,СОВ,ЧА10,'Р',СИ,КИ);
51 -E-Y-D ;
52 Р1:=3.14159265;Р12:=Р1/2;
53 RF:=9*СЗ+5*ИФ(210)+2*ИФ(217);
54 Ч0КФ:=СЗ*3U-1;
55 Т06:=(Т0-1)*6+1;
56 -С-О-М-Ч-Е-Н-Т ЧИСЛО ПРОБЕГОВ ОПРЕДЕЛЯЕТ ИФ(13);
57 -F-O-R М:=1 -S-T-E-P 1 -U-N-T-I-L ИФ(12) -О-О
58 -B-E-G-I-N -I-N-T-E-G-E-R НА1,Г;
59 ЧА1:=НА10;
60 -F-O-R М:=1 -S-T-E-P 6 -U-N-T-I-L ТУ6 -О-О
61 -B-E-G-I-N -I-N-T-E-G-E-R НА,КИ,КИ,НАФ,Ш;
62 -REAL ЕГ;
63 Ш:=0;
64 К1:=0; -I-F Г<Г4С -T-H-E-N К1:=(1+ГНС-Г)*СЗ;
65 К1Р:=К1+Ф;
66 ЕГГ:=ЕГ(Г);
67 -F-O-R ЧА:=1 -S-T-E-P 6 -U-N-T-I-L ТУ6 -О-О
68 -B-E-G-I-N -ARRAU X(1:0);
69 COD('READ-UMOZ',Х,НА,5);
70 -I-F Х(4)>ЕГГ-ТНЕН
71 -B-E-G-I-N
72 -I-F Ш=0 -T-H-E-N
73 -B-E-G-I-N
74 -С-О-М-Ч-Е-Н-Т ЗАПИСЬ КОНСТАНТ С 1 ЯЧЕЙКИ
75 У ПЛОТНОСТЕЙ С 2510 ЯЧЕЙКИ 2-МОЗУ;
76 -B-E-G-I-N -I-N-T-E-G-E-R Ч0К,НА15,НА1М;
77 Ч0К:=К1Р-1;
78 COD('MO2-MZU',0251,1,НА1,Ч0К);

```

Продолжение приложения I

```

101  A15:=M41+T041(A1)M1=0)X+Z1
102  A16:=M42+T042(A1)M1=0)X+Z1
103  A17:=M43+T043(A1)M1=0)X+Z1
104  A18:=M44+T044(A1)M1=0)X+Z1
105  A19:=M45+T045(A1)M1=0)X+Z1
106  A20:=M46+T046(A1)M1=0)X+Z1
107  A21:=M47+T047(A1)M1=0)X+Z1
108  A22:=M48+T048(A1)M1=0)X+Z1
109  A23:=M49+T049(A1)M1=0)X+Z1
110  A24:=M50+T050(A1)M1=0)X+Z1
111  A25:=M51+T051(A1)M1=0)X+Z1
112  A26:=M52+T052(A1)M1=0)X+Z1
113  A27:=M53+T053(A1)M1=0)X+Z1
114  A28:=M54+T054(A1)M1=0)X+Z1
115  A29:=M55+T055(A1)M1=0)X+Z1
116  A30:=M56+T056(A1)M1=0)X+Z1
117  A31:=M57+T057(A1)M1=0)X+Z1
118  A32:=M58+T058(A1)M1=0)X+Z1
119  A33:=M59+T059(A1)M1=0)X+Z1
120  A34:=M60+T060(A1)M1=0)X+Z1
121  A35:=M61+T061(A1)M1=0)X+Z1
122  A36:=M62+T062(A1)M1=0)X+Z1
123  A37:=M63+T063(A1)M1=0)X+Z1
124  A38:=M64+T064(A1)M1=0)X+Z1
125  A39:=M65+T065(A1)M1=0)X+Z1
126  A40:=M66+T066(A1)M1=0)X+Z1
127  A41:=M67+T067(A1)M1=0)X+Z1
128  A42:=M68+T068(A1)M1=0)X+Z1
129  A43:=M69+T069(A1)M1=0)X+Z1
130  A44:=M70+T070(A1)M1=0)X+Z1
131  A45:=M71+T071(A1)M1=0)X+Z1
132  A46:=M72+T072(A1)M1=0)X+Z1
133  A47:=M73+T073(A1)M1=0)X+Z1
134  A48:=M74+T074(A1)M1=0)X+Z1
135  A49:=M75+T075(A1)M1=0)X+Z1
136  A50:=M76+T076(A1)M1=0)X+Z1
137  A51:=M77+T077(A1)M1=0)X+Z1
138  A52:=M78+T078(A1)M1=0)X+Z1
139  A53:=M79+T079(A1)M1=0)X+Z1
140  A54:=M80+T080(A1)M1=0)X+Z1
141  A55:=M81+T081(A1)M1=0)X+Z1
142  A56:=M82+T082(A1)M1=0)X+Z1
143  A57:=M83+T083(A1)M1=0)X+Z1
144  A58:=M84+T084(A1)M1=0)X+Z1
145  A59:=M85+T085(A1)M1=0)X+Z1
146  A60:=M86+T086(A1)M1=0)X+Z1
147  A61:=M87+T087(A1)M1=0)X+Z1
148  A62:=M88+T088(A1)M1=0)X+Z1
149  A63:=M89+T089(A1)M1=0)X+Z1
150  A64:=M90+T090(A1)M1=0)X+Z1
151  A65:=M91+T091(A1)M1=0)X+Z1
152  A66:=M92+T092(A1)M1=0)X+Z1
153  A67:=M93+T093(A1)M1=0)X+Z1
154  A68:=M94+T094(A1)M1=0)X+Z1
155  A69:=M95+T095(A1)M1=0)X+Z1
156  A70:=M96+T096(A1)M1=0)X+Z1
157  A71:=M97+T097(A1)M1=0)X+Z1
158  A72:=M98+T098(A1)M1=0)X+Z1
159  A73:=M99+T099(A1)M1=0)X+Z1
160  A74:=M100+T100(A1)M1=0)X+Z1

```

```

160      ST1:=ST(J)
161      LT1:=LT*ST1;LC1:=LC*ST1
162      WA:=J*30+2*H0
163      IF B<LT1-AND B<LC1 THEN E=V
164      A=V-G
165      C=J*M*E=J*Т СТОЛКНОВЕНИЕ В ЯЧЕЙКЕ В,0
166      I:=B/ST1;Z:=Z+L*SM*ГР
167      Y(1):=ГР2+Z
168      Y(2):=5
169      Y(3):=H+L*CM*SCM
170      Y(6):=X(A)-A*RT(J)
171      C=J*M*E=J*Т ЗАПОЛНЕНИЕ Ф
172      SUB('REAL'-'2MOZ',Ф,НА,5)
173      F(1):=Ф(1)*6
174      F(2):=Ф(2)*B*6
175      F(3):=Ф(3)+1
176      F(4):=Ф(4)*X(6)
177      F(5):=Ф(5)*X(6)*X(6)
178      F(6):=Ф(6)+1
179      SUB('WRITE'-'2MOZ',Ф,НА,5)
180      G=J*Т СТОЛКН:
181      E=V-G
182      L3Я:=LT1 IF L3Я>LC1 THEN E=H L3Я:=LC1
183      C=J*M*E=J*Т ВКЛАД В ОБЪЕМНОЕ ФУНКЦИОНАЛЬ:
184      Y(6):=X(A)-L3Я*RT(J)
185      F:=A-L3Я
186      C=J*M*E=J*Т ЗАПОЛНЕНИЕ Ф
187      SUB('REAL'-'2MOZ',Ф,НА,2)
188      C(1):=Ф(1)*L3Я
189      C(2):=Ф(2)*L3Я*L3Я
190      C(3):=Ф(3)+1
191      SUB('WRITE'-'2MOZ',Ф,НА,2)
192      IF L3Я<LC THEN
193      B=V-G
194      C=J*M*E=J*Т ПЕРЕСЕЧЕНИЕ ГОР
195      C=J*M*E=J*Т ЗАПОЛНЕНИЕ Ф
196      JA:=J*30+2*9B+5CM*6
197      SUB('REAL'-'2MOZ',Ф,НА,2)
198      F(1):=Ф(1)*CM
199      F(2):=Ф(2)*CM*CM
200      F(3):=Ф(3)+1
201      SUB('WRITE'-'2MOZ',Ф,НА,2)
202      Z:=Z+L*CM*ГР
203      IF SCM>U THEN E=H H:=ZB(5) E=LS-E H:=ZB(5-1)
204      C=J*M*E=J*Т ОПРЕДЕЛЯЕТСЯ ТИП ПЕРЕСЕЧЕНИЯ
205      IF (B=1-AND SCM<0) OR (B=4B-AND SCM>0) THEN E=H
206      B=V-G
207      SC4:=SCM SC4:=SCM G=J*Т ПОБЕД E=H
208      F:=E+SCM
209      G=J*Т ПОБЕД
210      E=V-G
211      C=J*M*E=J*Т ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ
212      IF Х>ПОР ГОР THEN
213      A=V-G
214      C=J*M*E=J*Т ВКЛАД В ФУНКЦИОНАЛЬ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ЦИЛИНДРА
215      F:=(ГОР-1)/2;Z:=T(A-F)
216      W:=R(J+F)/(Z*5 H)
217      C=J*M*E=J*Т ЗАПОЛНЕНИЕ Ф
218      WA:=J*30+2*92+ГОР*6
219      SUB('REAL'-'2MOZ',Ф,НА,2)
220      F(1):=Ф(1)*W
221      F(2):=Ф(2)*W*W
222      F(3):=Ф(3)+1
223      SUB('WRITE'-'2MOZ',Ф,НА,2)
224      IF M=H5 OR ГСР<0 THEN E=H
225      A=V-G
226      G:=G+ГОР;J:=J+ГР E=V-G E=LS-E
227      E=V-G E=LS-E
228      Z:=0;ГОР:=ГОР E=H
229      H:=H+L*CM*SCM
230      G=J*Т ПОБЕД
231      C=J*M*E=J*Т КОНЕЦ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГО БЛОКА
232      E=V-G
233      C=J*M*E=J*Т БЛОК РЕАКЦИИ
234      ГТОЛКН:
235      BEGIN REAL SIG,M,SIV,SSH;
236      ARRAY PIN(1:12);
237      SIG:=SS(J);
238      SIV:=SIV(J);
239      SSH:=SSH(J);
240      SUB('RANDOM',S,K,M);M:=M*ST1
241      IF SIG>U THEN
242      A=V-G
243      C=J*M*E=J*Т УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ

```

```

242      -С-О-М-М-Е-Н-Т РОЗЫГРЫШ НОВОЯ ЭНЕРГИИ
243      COD('RANDOM',S,K,M);
244      Y(6):=X(4)*SS2(J);
245      Y(4):=X(4)*(AL1(J)+AL2(J)*(1-2*M));
246      -IF Y(4)>EG THEN GOTO ЧАВ;
247      -GOTO КГУ;
248      -Е-Ч-Д;
249      S1:=SIG+SIN1; -IF SIG>M THEN
250      -В-Е-Г-И-Н -I-N-T-E-G-E-R ИТ,ЧОК,В,Т,Г1;
251      -REAL M,E;
252      -С-О-М-М-Е-Н-Т НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ;
253      Y(6):=X(4)*SIN2(J);
254      ЧОК:=ГЧ-Г-1; ИТ:=(J-1)*(2+ЧОК)+2;
255      COD('READ',UMOZ',PIH,ЧТ,ЧОК);
256      COD('RANDOM',S,K,M);
257      Т:=ГЧ-Г;
258      -F-О-Р W:=1 -S-T-E-P 1 -U-N-T-I-L T -D-О
259      -I-F PIM(W)>M -T-H-E-N -G-O-T-O A2;
260      W:=T+1;
261      A2:G1:=Г*W-1;
262      COD('RANDOM',S,K,M);
263      Y(4):=EG(G1)+(EG(G1-1)-EG(G1))*M;
264      -I-F X(4)>EG THEN GOTO НАВ;
265      -GOTO КГУ;
266      -Е-Ч-Д;
267      SIG:=SIG+SSH1;
268      -I-F SIG>M -T-H-E-N
269      -В-Е-Г-И-Н -I-N-T-E-G-E-R ЧОК1;
270      -С-О-М-М-Е-Н-Т РАССЕЯНИЕ НА ВОДОРОДЕ;
271      Y(4):=X(4)*SSH2(J);
272      COD('RANDOM',S,K,M); Y(4):=X(4)*M;
273      -I-F X(4)>EG THEN GOTO НАВ;
274      -GOTO КГУ;
275      -Е-Ч-Д;
276      -С-О-М-М-Е-Н-Т ЗАХВАТ;
277      -В-Е-Г-И-Н -I-N-T-E-G-E-R W;
278      W:=ЛОГ(J); -I-F W=1-ОР W#1 -T-H-E-N
279      -В-Е-Г-И-Н
280      COD('RANDOM',S,K,M);
281      -I-F 4SF(J)>КОЭФФ*SA(J)*M THEN
282      -В-Е-Г-И-Н X(4):=U; -G-O-T-O КГУ; -Е-Н-Д;
283      -Е-Ч-Д;
284      Y(4):=-1; -G-O-T-O КГУ;
285      -Е-Ч-Д;
286      -Е-Ч-Д;
287      VГЦ:
288      COD('WRITE-OMOZ',X,НА,5);
289      -Е-Ч-Д;
290      -Е-Ч-Д;
291      -I-F W=1 -T-H-E-N
292      COD('MOZ-MZU',Q2D,2D10,НАФ,ЧОК);
293      НА1:=НА1+K1P+1;
294      -Е-Ч-Д;
295      -С-О-М-М-Е-Н-Т ЗАПОЛНЕНИЕ X ДЛЯ СЛЕДУЮЩЕЙ ПРОГОНКИ;
296      -В-Е-Г-И-Н -I-N-T-E-G-E-R СЧ,Q2,НА,Q,Г;
297      -R-E-A-L Ч,Е;
298      -A-R-R-A-Y X(1:6);
299      СЧ:=); -F-О-Р Q:=1 -S-T-E-P 1 -U-N-T-I-L TO -D-О
300      -В-Е-Г-И-Н НА:=(Q-1)*6+1;
301      COD('READ-UMOZ',X,НА,5);
302      X(6):=0;
303      -I-F X(4)=0 -T-H-E-N
304      -В-Е-Г-И-Н СЧ:=СЧ+1; НА:=(СЧ-1)*6+1;
305      COD('WRITE-OMOZ',X,НА,5);
306      -I-F ABC20=1 -T-H-E-N
307      COD('P2-10',X);
308      -Е-Ч-Д; -Е-Н-Д;
309      -I-F ABC2U=1 -T-H-E-N
310      COD('P2-10',СЧ);
311      -F-О-Р Q:=СЧ+1 -S-T-E-P 1 -U-N-T-I-L TO -D-О
312      -В-Е-Г-И-Н COD('RANDOM',S,K,M);
313      Q2:=ENTIER(M*СЧ)+1;
314      НА:=(Q2-1)*6+1;
315      COD('READ-UMOZ',X,НА,5);
316      НА:=(Q-1)*6+1;
317      COD('WRITE-OMOZ',X,НА,5);
318      -Е-Ч-Д;
319      -F-О-Р Q:=1 -S-T-E-P 1 -U-N-T-I-L TO -D-О
320      -В-Е-Г-И-Н НА:=(Q-1)*6+4;
321      -С-О-М-М-Е-Н-Т РОЗЫГРЫШ ПО СПЕКТРУ ДЕЛЕНИЯ;
322      COD('RANDOM',S,K,M);
323      F:=1; A4: -I-F СНА(G)>M -T-H-E-N -G-O-T-O A2;

```

Продолжение приложения I

```
324 -:=r+1; -s^0^t^0 A4;  
325 a2:=COD('PANDON',S,K,M);  
326 r:=r(r)+(r(r-1)-E(r))M;  
327 COD('WR|E^0^0Z',E,H,A,U);  
328 -E-V^D ;  
329 -E-V^D ;  
330 -E-V^D ;  
331 vH(r):=r; H(r):=r;  
332 -E-V^D ;  
333 vDHEI;  
334 COD('WR|E^0^0Z',ИИФ,3172,379);  
335 COD('VT',33);  
336 -E-V^D ;
```


АЛГОЛЬНЫЕ ТЕКСТЫ МОДУЛЯ 49

Программа подстановок зонных констант

```

1  C-3-T-M-E-H-T D-O '570042';
2  C-3-T-G-T-M-T-N-T-E-G-E-R (PP, GP, SM, C3, FHC, qPI, XCF, KCH, ABC1,
3  ABC2, ABC3, CM, ABC4, ABC2U, JOK, I, K, N, J, G, H, A, C);
4  I, RF, NZ, TP, GP, TP, NZ, H, A, C;
5  I-4-T-E-G-E-R-A-T-R-A-y ABCM(1:28);
6  A-3-T-R-A-y (1:4);
7  R-E-A-y ПОДСТ;
8  C O( '15-PP', '6700');
9  PP:=49;
10 C O( 'REA-U, NZ', ABCM, 4091, 27);
11 C O( 'W', 1);
12 I N O( 'R10-2', П, П, П);
13 I-7 T O-CT: JOK ПОДСТ=ENTIER(703CT)*U "T-H-E-N
14 H-E-G-T-N O O( 'W', 2); "G-O-T-O K O H E I "E-N-D";
15 C O( 'W', 4, 2, П, П);
16 C-3-T-M-E-H-T C H И ВА О Т Я М А С С И В Н М U И M 1;
17 A-3-T-R-A-y I-4-T-E-G-E-R-A-T-R-A-y M O(1:40);
18 C O( 'M O Z-M Z U', '0022', M1, 29, 19);
19 RP:=M O(1); SM:=M O(2); C3:=M O(3); FHC:=M O(4); qPI:=M O(5);
20 XCF:=M O(6); KCH:=M O(7); ABC1:=M O(8); ABC2:=M O(9);
21 ABC3:=M O(10); CM:=M O(11); ABC4:=M O(12); ABC2U:=M O(13);
22 E-N-D;
23 I-7 A B 1=1 T-H-E-N
24 H-E-G-T-N C O( 'W', 5, 2); "G-O-T-O K O H E I "E-N-D;
25 A-3-T-R-A-y I-4-T-E-G-E-R-A-T-R-A-y П O Г(1:3);
26 C-3-T-M-E-H-T D-O 'П O Г' 10 U;
27 JOK:=1+C+2*(SM+qPI);
28 A-3-T-R-A-y A-3-T-R-A-y M 11: qOK);
29 C-3-T-M-E-H-T D-O 'M 1' 702;
30 JOK:=qOK-1;
31 C O( 'M O Z-M Z U', '0022', M1, 29, qOK);
32 I:=C3+1+2*5y;
33 F-3-T-E-P 1 "U-Y-T-I-L Ч P И "O
34 A-3-T-R-A-y K:=K+1; П O Г(K):=M 1(K); "E-N-D;
35 I-7 A B 1=1 T-H-E-N
36 I N O( 'P2-10', П O Г);
37 E-N-D;
38 F:=Y*4y+3*XCF+2*XCM;
39 A-3-T-R-A-y A-3-T-R-A-y M(1:20U);
40 F-3-T-E-P 1 "S-T-E-P 1 "U-Y-T-I-L П O C T "O
41 H-E-G-T-N I N O U( 'R 10-2', П П);
42 J:=П П(1); TP:=П П(4); Г:=П П(2);
43 C O( 'X', 1, 1, J, Г);
44 I-7 J<1 OR J>C3 OR J=ENTIER(J)*U "T-H-E-N "G-O-T-O H E I;
45 I-7 Г<1 OR (Г>ГР-А Ч Д П П(3)=1) OR (Г>FHC-А Ч Д П П(3)=0) OR Г=ENTIER(Г)*U
46 "T-H-E-N "G-O-T-O H E I;
47 I-7 П П(1)≠0 AND П П(3)≠1 "T-H-E-N "G-O-T-O H E I;
48 I-7 TP≠0 AND TP≠1 "T-H-E-N "G-O-T-O H E I;
49 I-7 П П(3)=0 "T-H-E-N C O D( 'W', 68, 0);
50 I-7 TP=1 "T-H-E-N C O D( 'W', 69, 0);
51 "G-O-T-O H E I;
52 LE:
53 C O D( 'W', 65, 2);
54 "G-O-T-O K O H E I;
55 LE1:
56 qOK:=RF; v:=0;
57 I-7 Г< FHC "T-H-E-N
58 H-E-G-T-N K:=(1+FHC-Г)*C3; qOK:=RF+K; "E-N-D;
59 v:=Г+394*TP*CM; H A C:=qOK-1;
60 I-7 I≠1 AND (Г≠Г-О R TP≠TP) "T-H-E-N
61 C O( 'M O Z-M Z U', '0026', qZ, qZП, H A C);

```

Продолжение приложения 2

```

62   -I-F I=1 ТОР ПЛАНТОР ТПАНТН -ТН-Е-Н
63   FOR (MOZ-MZU, '0022', M2, YZ, H44);
64   -I-F ABCM(1)=1 -ТН-Е-Н
65   INOUT('P2-10', M2);
66   -I-F ПП(3)=0 -ТН-Е-Н
67   -Э-Е-О-Т-Ч ЧОК:=1+ГЧС-ГК:=(1+ГНС-Г)*J; -Е-Н-О
68   -Е-Ч-О ;
69   -Э-Е-О-Т-Ч -ГОН И:=1 -S-Т-Е-Р 1 -У-Н-Т-Л-О-О
70   BEGIN ЧОК:=9;
71   -I-F ПОГ(1)=1-ТНЕН ЧОК:=12;
72   -I-F ПОГ(1)=2-ТНЕН ЧОК:=11;
73   -I-F ПОГ(1)=3-ТНЕН ЧОК:=14;
74   :=К-ЧОК;
75   -Е-Ч-О ; -Е-Н-Л ;
76   -БЕ:IN "4444" АД(1; ЧОК);
77   -COMMENT "О-О ПАД'30";
78   INOUT('P10-2', ПД);
79   СОД('М', Ф10, 1);
80   INOUT('P2-10', ПД);
81   L:=ЧОК+1;
82   FOR I:=К-STEP -1 УЧТИЛ К-ЧОК+1-ОО
83   -BEGIN L:=L-1; M2(I):=ПАД(L); -Е-Ч-О ;
84   -Е-Ч-О ;
85   -I-F I=ПОДСТ -ТН-Е-Н
86   FOR (MOZ-MZU, '0022', M2, YZ, H44);
87   -I-F ABCM(1)=1 -ТН-Е-Н
88   INOUT('P2-10', M2);
89   ГП:=ТПН:ТН:ПЗГ:=N2; H44:=H44;
90   -Е-Ч-О ; -Е-Н-О ;
91   -Е-Ч-О ;
92   ?1:
93   FOR I:ТЗУПРОГРАММА ПОДСТАНОВКИ ЗОННЫХ КОНСТАНТ*;
94   ?2:
95   FOR I:Т44ЛЗАДАНО НЕДОПУСТИМОЕ ЧИСЛО ПОДСТАНОВОК, РАВНОЕ, Е17.8*;
96   ?3:
97   FOR I:Т164ЗА-АЧА СНИМАЕТСЯ*;
98   ?4:
99   FOR I:Т12УПРОИЗВОДИТСЯ, F7, 11 ПОДСТАНОВОК*;
100  ?5:
101  FOR I:Т23МОДУЛЬ МОЖЕТ ИЧЕТЬ ДЕЛО,
102  274 ЛИШЬ С ЗОННЫМИ КОНСТАНТАМИ*;
103  ?6:
104  FOR I:Т3УНЕВЕРНО ЗАДАН ПАСПОРТ ПОДСТАНОВКИ*;
105  ?7:
106  FOR I:Т17ПОДСТАНОВКА НОМЕР, F7/
107  4НЗУЧА, ГА, БНГРУПА, FВ*;
108  ?8:
109  FOR I:Т40УЗАМЕНЯЮТСЯ КОНСТАНТЫ НЕУПРУГИХ ПЕРЕХОДОВ*;
110  ?9:
111  FOR I:Т32УЗАМЕНЯЮТСЯ ПРОИЗВОДНЫЕ КОНСТАНТЫ*;
112  ?10:
113  FOR I:Т10У, 22НСОДЕРЖАНИЕ ПОДСТАНОВКИ//10У*;
114  I:=АВСМ(28);
115  СОД('WRITE-0, MOZ', NPP, I, 0);
116  СОД('NT', 15);
117  КОНЕЦ;
118  СОД('М', Ф3, 2);
119  -Е-Ч-О ;

```

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Лбов А.А., Замятин Ю.С. Горбачев В.М. Энергии и выходы продуктов деления тяжелых ядер заряженными частицами.....	3
Коробейников В.В., Куранова А.Я., Мантуров Г.Н., Николаев М.Н., Рязанов Б.Г., Саберов С.Х., Усиков Д.А. Комплекс программ для расчета гетерогенных ячеек методом Монте-Карло.....	85
Приложение 1. Алгольные тексты модуля 32	136
Приложение 2. Алгольные тексты модуля 49	154

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я : Ядерные константы

Выпуск 18

Редакторы: Г.В.Зубова
О.А.Шалина

Корректоры: Г.С.Бабкина
Г.Н.Балашова
И.Н.Игнатьева
О.Н.Ланарина

Подписано в печать 16/VI 1975 г. Формат 60 x 90 1/8 Бумага офсетная №2
Уч.-изд.л. 17,7 Тираж 350 экз. Т-11144 Цена 1р.80к. Зак.тип. № 552

Отпечатано на ротапринтере ЦНИИАтоминформа
119146, Москва, Г-146, аб/ящ 584

УДК 539.173

ЭНЕРГИИ И ВЫХОДЫ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ. Л о в А.А., З а м я т н и Ю.С., Г о р б а ч е в В.М. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1976, вып.18, с.3-84

Обобщены и систематизированы обширные экспериментальные данные по энергиям и выходам продуктов бинарного и тройного деления тяжелых ядер ($Z \geq 90$) заряженными частицами: протонами, дейтронами, ^3He , ^4He (рис.10 табл.32, список литературы - 721 назв.).

УДК 681.3.06

КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ДЛЯ РАСЧЕТА ГЕТЕРОГЕННЫХ ЯЧЕЕК МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО. К о р о б е й н и к о в В.В., К у р а н о в а А.Я., М а н т у р о в Г.Н., Н и к о л а е в М.Н., Р я з а н о в Б.Г., С а б е р о в С.Х., У с и к о в Д.А. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1975, вып.18, с.85-135

Описан комплекс программ, предназначенных для расчета резонансных и гетерогенных эффектов в реакторных сборках методом Монте-Карло. Все программы написаны на языке ALGOL-60 в системе транслятора ТЛ-2М для ЭВМ М220-М222 (рис.4, список литературы - 22 назв.).