

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Ядерные константы

ВЫПУСК
5 (49)

1982

В ПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 5(49)

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Москва ЦНИИАтоминформ 1982

СОДЕРЖАНИЕ

Куприянов В.М., Смиренин Г.Н., Фурсов Б.И. Систематика барьеров деления и отношения Γ_n / Γ_f тяжелых ядер ($92 \leq Z \leq 100$) _____	3
Пшеничный В.А., Грицай Е.А. Энергетическая зависимость полного поперечного сечения изомера ^{152m}Eu для тепловых нейтронов _____	13
Вертебный В.П., Ворона П.Н., Кальченко А.И., Кривенко В.Г., Пшеничный В.А. Нейтронные резонансы радиоактивных изотопов ^{154}Eu , ^{155}Eu _____	16
Симаков С.П., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., Труфанов А.М., Котельникова В.Г. Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния ней- тронов в области энергий 5-8 МэВ на тантале и висмуте _____	17
Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Перешивкин В.А. Измерение полных сечений образования радиоактивного нуклида ^7Be при взаимодействии ^6Li , ^7Li , ^9Be и ^{10}B с ^3He _____	21
Дмитриев П.П., Молин Г.А. Выходы радиоактивных нуклидов для толстой мишени при энергии α -частиц 44 МэВ _____	26
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА _____	31

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д.КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Л.Н.УСАЧЕВ

П.П.Благоволин, В.П. Вертебный, В.Я. Головня, Ю.С. Замятнин, Ю.А. Казанский,
С.С. Коваленко, В.Е. Колесов, В.А. Конышин, Б.Д. Кузьминов, В.Н. Манохин,
В.И.Матвеев, В.И. Мостовой, Г.В. Мурадян, М.Н. Николаев, Э.Е. Петров,
Ю.П. Попов, Г.Я. Труханов, О.А. Сальников, С.И. Сухоручкин, Г.Е. Шаталов,
Г.Б. Яньков, Г.Б. Ярына, М.С. Юткевич

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА
И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора А.Г. ЗЕЛЕНКОВ

Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, Б.С. Ишханов, Е.Г. Копанец, Ю.В. Сергеев,
Ю.В.Хольнов, Н.П. Чижова, Ф.Е. Чукреев

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

И.А. Архангельский, П.П. Благоволин, А.И. Воропаев, А.Ю. Гагаринский,
Т.В. Голашвили, Л.В. Диев, В.П. Жарков, С.М. Зарицкий, Ю.А. Казанский,
Е.П. Кунегин, А.А. Лукьянов, В.С. Любченко, В.Г. Мадеев, В.И. Матвеев,
В.А. Наумов, М.Н. Николаев, Р.В. Никольский, Г.Б. Померанцев,
Л.В. Точеный, В.В. Хромов, О.В. Шведов

Ответственный секретарь Д.А. КАРДАШЕВ



Физико-энергетический институт (ФЭИ), 1982

FISSION BARRIERS AND Γ_n/Γ_f SYSTEMATICS FOR HEAVY NUCLEI
 $92 \leq Z < 100$. Fission barrier heights $E_f^{A,B}$, average ratio of fission width to neutron width plateau range are represented in the work. The values are calculated by means of the systematics which are developed in a framework of twohumped barrier model and statistic description of average compound nucleus decay width for $92 \leq Z < 100$ and in the vicinity of the stability valley within range $N \pm 10$. Mean square errors between calculated values and experimental values are near to those for experimental data.

Характерной чертой энергетической зависимости сечения деления $\sigma_f(E_n) \approx \sigma_c(1 + \Gamma_n/\Gamma_f)^{-1}$ тяжелых ядер ($Z \geq 90$) быстрыми нейтронами является наличие области "плато" ($E_n \approx 2+4$ МэВ), которое возникает вследствие того, что обе величины, определяющие поведение зависимости $\sigma_f(E_n)$: сечение образования составного ядра σ_c и отношение средних нейтронной и делительной ширины Γ_n/Γ_f - слабо меняются с энергией падающих нейтронов E_n . Последнее доказано непосредственными измерениями делимости $P_f = \sigma_f/\sigma_c$ в прямых реакциях. Поэтому вероятность надбарьерного деления достаточно "холодного" ядра можно с приемлемой для многих целей точностью характеризовать постоянным значением отношения Γ_n/Γ_f . Указанное свойство существенно упрощает систематизацию экспериментальных данных, которая постоянно привлекает к себе внимание.

Несмотря на то что в последние годы объем экспериментальной информации о сечениях деления и о делимости ядер значительно увеличился, научные и практические потребности часто выходят за его пределы, например в таких проблемах, как синтез нейтронно-избыточных ядер в реакциях многократного захвата нейтронов, или, наоборот, нейтронно-дефицитных, образующихся при множественной эмиссии нейтронов возбужденными ядрами, особенно в реакциях с тяжелыми ионами.

Актуальность построения систематик, пригодных для экстраполяции в область Z и N , пока недоступных для экспериментального изучения, определяется следующими обстоятельствами. Во-первых, нуклиды, делимости которых изучены в реакциях (n, f) и при делении в прямых реакциях, сконцентрированы вблизи долины стабильности ($Z \leq 100$), и их возможности в значительной мере исчерпаны. Во-вторых, теория пока не в состоянии прогнозировать интересующие характеристики процесса деления, и в их описании по-прежнему преобладает феноменологический подход. Наконец, в-третьих, получившее распространение систематика σ_f и Γ_n/Γ_f являются чисто эмпирическими, что сильно ограничивает их применимость (см., например, работу [1]).

В работе [2] был предложен подход к феноменологическому описанию зависимости отношения Γ_n/Γ_f от Z и N , избавленный от указанного недостатка традиционных систематик. Он опирается на статистический подход при описании ширины распада возбужденных ядер и современную модель барьера деления. Однако в нем реализован простейший вариант описания, по улучшению которого в дальнейшем проводилась работа. Результаты этой работы изложены в настоящей статье.

Предлагаемая систематика отношения Γ_n/Γ_f использует соотношение [1, 2]

$$\Gamma_n/\Gamma_f = G_A \exp[(E_f^A - \langle B_n \rangle)/T] + G_B \exp[(E_f^B - \langle B_n \rangle)/T]; \quad (1)$$

$$G_i = (2A^{2/3}\pi/\alpha)(c_n/c_f) \exp[(\Delta_f^i - \Delta_g)/T],$$

где E_f^i ($i - A$ или B) - высоты горбов барьера деления (внутреннего A и внешнего B); $\langle B_n \rangle$ - средняя энергия связи нейтрона

$$\langle B_n \rangle = 1/4 [B_n(N-1) + 2B_n(N) + B_n(N+1)], \quad (2)$$

которая в отличие от обычно определяемой энергии связи нейтрона B_n не имеет четно-нечетных различий и является гладкой функцией Z и N [§]. Соотношение (1) модифицирует известное выражение [3] $\Gamma_n/\Gamma_f = (2A^{2/3}T/\alpha) \exp[(E_f' - B_n')/T]$, полученное для одногорбого барьера, в рамках модели плотности уровней с постоянной температурой

$$\rho(U) = c \exp(U/T), \text{ где } U' = U - \begin{cases} 0 - Z \text{ и } N \text{ нечетны;} \\ \Delta - A \text{ четны;} \\ 2\Delta - Z \text{ и } N \text{ четны.} \end{cases}$$

Эта модель применена в данной систематике. Если предположить, что параметр Δ , определяющий четно-нечетные различия в плотности уровней для основного и переходного состояний, одинаков ($\Delta_f = \Delta_g$), то, как показано в работах [1,2], $E_f' - B_n' = E_f - \langle B_n \rangle$. Отказ от этого упрощающего предположения приводит к четно-нечетным различиям в высотах барьера деления:

$$E_f^i(A) = E_f^i(\text{неч. } A) - [(-1)^N + (-1)^Z] / 2(\Delta_f^i - \Delta_g), \quad (3)$$

а также к появлению постоянного множителя $\exp[(\Delta_f - \Delta_g)/T]$, включенного в соотношениях (1) в значение G_i . При этом, однако, не меняется главный результат, который состоит в том, что все факторы, дискретно меняющиеся в эффективных порогах деления и эмиссии нейтрона B_n' и E_f' , взаимно уничтожаются, вследствие чего отношение Γ_n/Γ_f в соответствии с опытом плавно зависит от Z и N .

Если величина $\langle B_n \rangle$ может быть с достаточно высокой точностью вычислена из экспериментальных масс ядер, то теоретические расчеты E_f^i , имеющие неопределенность около 0,5 - 1 МэВ, не удовлетворяют требованиям, предъявляемым систематикой отношения Γ_n/Γ_f . С этой целью в работе [2] дано полуэмпирическое описание высот барьера деления, в которое в настоящей работе также внесены уточнения.

Высоты барьеров деления E_f^A и E_f^B можно представить соотношением

$$E_f^i = \tilde{V}(\alpha_i) - \delta W_g + \delta W_f^i, \quad (4)$$

где $\tilde{V}(\alpha_i)$ - жидкокапельная составляющая барьера, определяемая параметрами

$$x = E_{C_0} / 2E_{S_0} = (c_3 / 2c_2) (Z^2/A) (1 - kI^2)^{-1}, \quad (5)$$

где $E_{S_0} = a_2(1 - kI^2)$; $E_{C_0} = c_3(Z^2/A^{1/3})$; $I = (N - Z)/A$;

δW_g - оболочечная поправка для основного состояния ядра, отсчитываемая от основного состояния модели жидкой капли $\tilde{V}(0)$; δW_f^i - оболочечные поправки для горбов А и В, отсчитываемые от соответствующих значений потенциальной энергии деформации $\tilde{V}(\alpha_i)$; α - параметр квадрупольной деформации ядра.

Описание жидкокапельной составляющей по сравнению с работой [2] не претерпело изменений и проводится в соответствии с соотношением

$$\tilde{V}(\alpha) = E_{S_0} \xi_{CS}(x) [\alpha/\alpha_{CS}(x)]^2 [3 - 2\alpha/\alpha_{CS}(x)], \quad (6)$$

где $\xi(x)$ - безразмерная функция Коэна-Святецкого [4], описывающая высоту жидкокапельного барьера деления $\tilde{V}(\alpha_{CS})$ в единицах поверхностной энергии сферической капли E_{S_0} ; $\alpha_{CS}(x)$ - параметр квадрупольной деформации, соответствующей седловой точке. Для расчета x , $\tilde{V}(\alpha, x)$, $\delta W(Z, N)$ использовались параметры формулы масс Майерса-Святецкого [5], а также таблицы масс ядер [6]. Значения α принимались независимыми от Z и N : $\alpha_A = 0,30$, $\alpha_B = 0,58$.

[§] В работах [1,2] использовано более грубое и менее удобное определение $\langle B_n \rangle = 1/2 [B_n(N) + B_n(N-1)]$.

Зная величины $\tilde{V}(\alpha_i)$ и δW_g , из соотношения (4) и экспериментальных данных о E_f^i [7,8] можно определить оболочечные поправки δW_g , вычисляемые по Майерсу-Святецкому как разность между экспериментальной массой $M_{\text{эксп}}$ и массой, рассчитанной по формуле модели жидкой капли $M_{\text{мжк}} - \Delta [(-1)^N + (-1)^Z] / 2$ в предположении усредненной по широкой области ядер A зависимости параметра $\Delta = 11/A^{1/2}$. Однако в области актинидов эта зависимость довольно грубо описывает четно-нечетные различия масс, что в свою очередь приводит к соответствующим нерегулярностям в зависимости $\delta W_g(Z, N)$. Мы устранили этот эффект, рассматривая вместо оболочечной поправки δW_g по аналогии с определением $\langle B_n \rangle$ величину

$$\langle \delta W_g \rangle = 1/4 [\delta W_g(N-1) + 2W_g(N) + \delta W_g(N)]. \quad (7)$$

В отличие от данных работы [2], в которой $\delta W_f^A = 2,8$ МэВ и $\delta W_f^B = 0,5$ МэВ были константами, мы ввели для них слабую зависимость от Z (в мегаэлектронвольтах):

$$\delta W_f^A = \begin{cases} 2,6, & Z \leq 97; \\ 2,6 - 0,1(Z - 97), & Z > 97; \end{cases} \quad (8)$$

$$\delta W_f^B = \begin{cases} 0,6 + 0,1(Z - 97), & Z < 97; \\ 0,6, & Z \geq 97, \end{cases}$$

которая заметно улучшила описание как высот барьера E_f^i , так и отношения Γ_n/Γ_f . Отметим, что при $\Delta_f \neq \Delta_g$ соотношение (4) описывает барьеры только A -нечетных ядер, а в общем случае его необходимо дополнить дискретным слагаемым в соответствии с формулой (3). Данная систематика предполагает (в мегаэлектронвольтах) $\Delta_f^A = \Delta_f^B = \Delta_g + 0,2$. При подгонке соотношений (1) под экспериментальные значения отношения Γ_n/Γ_f [1] мы игнорировали слабую по сравнению с экспоненциальными членами A -зависимость предэкспоненциального множителя $G_i \sim A^{2/3}$ и рассматривали его в качестве свободного параметра (параметр T принимался равным 0,5 МэВ). Были получены значения $G_A = 0,48$ и $G_B = 1,81$, которые соответствуют отношениям $c_n/c_f^A \approx 0,082$ и $c_n/c_f^B \approx 0,31$ (в работе [2] для последних отношений были получены значения 0,11 и 0,24 соответственно).

В настоящей систематике к анализу были привлечены экспериментальные данные только в области $Z \geq 92$, поскольку барьеры деления более легких ядер актинидов имеют более сложную форму. Из-за структуры внешнего горба они выпадают из семейства, описываемого вторым соотношением (8).

В табл.1 приведены экспериментальные данные о высотах барьеров и отношении средних нейтронной и делительной ширин, использованные нами при подгонке, а также для сравнения соответствующие им расчетные значения предлагаемой систематики. Полученные на основе систематики значения можно характеризовать среднеквадратическим отклонением по набору экспериментальных и расчетных данных

$$\epsilon_x = \left\{ 1/n \sum [(x^{\text{эксп}} - x_i)/x_i]^2 \right\}^{1/2},$$

которое для значений барьера A составило около 5,5%, барьера B - около 4,2%, для значений Γ_n/Γ_f - примерно 46%, что в среднем соответствует погрешностям экспериментальных значений по совокупности нуклидов. При этом следует отметить, что при оценке ϵ_A рассматривались только данные для ядер с $Z \geq 94$, у которых порог определяется величиной E_f^A ; при оценке $\epsilon_{\Gamma_n/\Gamma_f}$ из анализа исключены экспериментальные значения Γ_n/Γ_f ядер $^{244-246}\text{Cm}$, для которых результаты измерений сечения деления сильно расходятся [9, 10]. Экспериментальные значения E_f^A , E_f^B взяты из работы [7], Γ_n/Γ_f - из работы [1].

В табл.2 приведена совокупность характеристик актинидных ядер вместе с полученными в результате расчетов значениями E_f^A , E_f^B , Γ_n/Γ_f . Здесь Z, N, A - число протонов, нейтронов, массовое число; x - параметр делимости в соответствии с выражением (5); $W_g(\text{гл})$ - сглаженная (7) оболочечная поправка основного состояния; $W_g(\text{э})$ - истинное значение оболочечной поправки, полу-

ченно как разность между массой сферической жидкой капли и экспериментальной массой ядра; \tilde{E}_f - жидкокапельный барьер деления (6); \tilde{V}_q - жидкокапельный потенциал, соответствующий деформации основного состояния; E_f^A, E_f^B - расчетные значения барьеров деления (4); Γ_n/Γ_f - расчетные значения отношения средних нейтронной и делительной ширин (2); Γ_n/Γ_f - экспериментальные значения Γ_n/Γ_f [1]; B_n - энергия связи ядра [6]; $\langle B_n \rangle$ - "средняя" энергия связи ядра (2).

Экспериментальные и расчетные значения высот барьеров деления и отношения средних нейтронных и делительных ширин

Таблица I

Z	A	Эксперимент		Расчет		Эксперимент	Расчет	Z	A	Эксперимент		Расчет		Эксперимент	Расчет
		E_f^A , МэВ	E_f^B , МэВ	E_f^A , МэВ	E_f^B , МэВ					Γ_n/Γ_f	Γ_n/Γ_f	E_f^A , МэВ	E_f^B , МэВ		
92	231	-	-	-	-	0,19	0,17	96	243	5,9	5,4	6,0	5,0	0,71	0,84
	232	5,2	5,1	5,4	5,4	0,45	0,33		244	6,3	5,4	6,1	5,1	0,85	0,90
	233	-	-	-	-	0,44	0,61		245	5,9	5,2	5,8	4,8	1,65	0,96
	234	5,6	5,5	5,5	5,6	0,85	1,1		246	-	-	5,8	4,9	-	0,95
	235	5,9	5,6	5,7	5,9	1,21	1,7		247	5,5	-	5,3	4,6	-	0,86
	236	5,6	5,5	5,5	5,7	1,79	2,2		240	-	-	6,2	4,2	-	0,16
	237	6,1	5,9	5,6	5,9	2,56	3,0		241	6,3	4,3	6,4	4,4	0,30	0,28
	238	5,7	5,7	5,3	5,7	4,60	3,9		242	5,8	4,0	6,1	4,3	0,43	0,42
	239	6,3	6,1	5,4	5,8	5,42	4,4		243	6,4	-	6,3	4,5	0,54	0,51
	240	5,7	5,5	5,2	5,7	6,10	4,9		244	5,8	4,3	6,1	4,4	0,58	0,61
93	232	-	-	-	-	-	0,05	97	245	6,2	-	6,2	4,6	0,71	0,78
	233	-	-	-	-	0,19	0,11		246	5,7	-	6,0	4,4	0,94	0,96
	234	5,5	5,1	5,8	5,5	0,22	0,20		247	6,0	-	6,1	4,6	0,81	1,1
	235	5,5	5,2	5,9	5,3	0,26	0,38		248	5,7	-	5,7	4,3	0,64	1,1
	236	5,8	5,6	6,1	5,7	0,39	0,66		249	5,6	-	5,6	4,3	-	1,1
	237	5,7	5,4	5,9	5,6	0,69	0,95		250	5,3	-	5,1	3,9	-	0,82
	238	6,1	6,0	6,1	5,8	0,92	1,30		245	6,4	-	6,4	4,1	1,0	0,38
	239	5,9	5,4	5,7	5,6	1,50	1,70		246	6,5	-	6,7	4,4	1,0	0,59
	94	232	5,3	-	5,0	3,7	-		0,0065	247	6,5	-	6,5	4,3	0,82
233		-	-	-	-	-	0,016	248	6,3	-	6,6	4,5	1,4	1,2	
234		5,8	-	5,4	4,2	-	0,036	249	6,1	-	6,2	4,2	1,1	1,3	
235		-	5,1	5,8	4,7	-	0,074	250	6,1	4,1	6,0	4,0	1,3	1,0	
236		-	4,5	5,7	4,7	-	0,15	98	250	5,6	-	6,1	3,5	0,84	0,95
237		-	-	6,0	5,1	0,20	0,28		251	6,2	-	6,1	3,5	-	0,92
238		5,5	5,0	5,9	5,0	0,26	0,44		252	5,3	-	5,5	3,1	-	0,70
239		6,2	5,5	6,1	5,3	0,51	0,69		253	5,3	-	5,4	2,9	0,40	0,46
240		5,6	5,1	5,9	5,1	0,82	1,0		99	248	6,8	-	6,5	3,0	-
241		6,1	5,4	5,9	5,3	1,25	1,2	249		6,7	-	6,5	3,1	0,92	0,30
242	5,6	5,1	5,7	5,1	1,12	1,3	250	-		-	6,8	3,5	0,56	0,58	
243	5,9	5,2	5,7	5,2	1,73	1,5	251	6,6		-	6,5	3,2	0,56	0,96	
244	5,4	5,0	5,5	5,0	1,80	1,6	252	-		-	6,4	3,2	-	0,92	
245	5,6	5,0	5,4	5,1	1,90	1,7	253	-		-	5,8	2,7	-	0,63	
95	232	-	-	6,1	4,5	-	0,089	254	-	-	5,6	2,6	-	0,38	
	238	-	-	6,4	4,9	-	0,18	255	6,4	-	5,0	2,1	-	0,21	
	239	6,2	-	6,3	4,9	0,28	0,32	256	4,8	-	4,8	1,9	-	0,12	
	240	6,5	5,2	6,5	5,1	0,43	0,48								
	241	6,0	5,1	6,3	5,0	0,64	0,64								
	242	6,5	5,4	6,3	5,1	0,84	0,77								

Характеристики актинидных ядер

Таблица 2

Z	N	A	X	W_g (гл), МэВ	W_g (э), МэВ	\tilde{E}_f , МэВ	\tilde{V}_g , МэВ	E_f^A , МэВ	E_f^B , МэВ	Расчет	Экспери- мент	B_n , МэВ	$\langle B_n \rangle$, МэВ
										Γ_n/Γ_f	Γ_n/Γ_f		
92	132	224	0.7874	2.98-01	1.49-01	4.47	0.96	4.74	3.98	7.19-03	-	8.451	7.337
92	133	225	0.7858	3.76-01	5.68-01	4.58	0.96	4.88	4.23	7.45-03	-	6.240	7.316
92	134	226	0.7843	3.01-01	2.18-01	4.68	0.97	4.78	4.23	9.88-03	-	8.335	7.326
92	135	227	0.7829	2.02-01	1.99-01	4.79	0.97	5.10	4.64	1.77-02	-	6.399	7.211
92	136	228	0.7815	1.98-01	1.91-01	4.89	0.98	4.93	4.56	3.33-02	-	7.711	6.978
92	137	229	0.7801	1.47-01	2.09-01	4.98	0.98	5.20	4.92	5.17-02	-	6.091	6.888
92	138	230	0.7788	2.20-02	-2.20-02	5.08	0.99	5.15	4.95	8.80-02	-	7.659	6.827
92	139	231	0.7775	-8.93-02	-7.72-02	5.18	0.99	5.48	5.30	1.73-01	1.90-01	5.899	6.680
92	140	232	0.7762	-1.94-01	-1.81-01	5.27	1.00	5.40	5.36	3.29-01	4.50-01	7.263	6.542
92	141	233	0.7750	-2.85-01	-3.38-01	5.36	1.00	5.71	5.75	6.15-01	4.40-01	5.742	6.397
92	142	234	0.7738	-2.89-01	-2.81-01	5.45	1.01	5.53	5.64	1.11+00	8.50-01	6.840	6.182
92	143	235	0.7727	-2.37-01	-2.54-01	5.54	1.01	5.70	5.88	1.67+00	1.21+00	5.305	5.999
92	144	236	0.7716	-1.92-01	-1.59-01	5.63	1.01	5.47	5.71	2.25+00	1.79+00	6.545	5.880
92	145	237	0.7706	-1.26-01	-1.98-01	5.71	1.02	5.62	5.93	3.03+00	2.56+00	5.124	5.734
92	146	238	0.7695	-2.03-03	4.96-02	5.79	1.02	5.30	5.68	3.90+00	4.60+00	6.143	5.553
92	147	239	0.7685	1.34-01	9.07-02	5.87	1.02	5.38	5.82	4.43+00	5.42+00	4.802	5.420
92	148	240	0.7676	2.46-01	3.04-01	5.95	1.02	5.08	5.57	4.88+00	6.10+00	5.933	5.323
92	149	241	0.7667	3.43-01	2.85-01	6.03	1.03	5.20	5.74	5.60+00	-	4.626	5.219
92	150	242	0.7658	4.55-01	4.99-01	6.10	1.03	4.90	5.49	6.57+00	-	5.693	5.087
92	151	243	0.7649	5.40-01	5.40-01	6.17	1.03	5.02	5.67	7.41+00	-	4.335	4.998
92	152	244	0.7641	6.84-01	5.82-01	6.24	1.03	4.69	5.38	8.78+00	-	5.631	4.824
93	133	226	0.7966	8.79-01	8.22-01	3.92	0.93	4.42	3.16	6.02-04	-	6.927	7.69
93	134	227	0.7950	8.02-01	1.00+00	4.02	0.93	4.32	3.17	1.05-03	-	8.019	7.547
93	135	228	0.7935	5.29-01	3.78-01	4.11	0.94	4.82	3.78	1.82-03	-	7.224	7.601
93	136	229	0.7920	2.84-01	3.57-01	4.21	0.95	4.89	3.95	4.66-03	-	7.937	7.433
93	137	230	0.7906	1.27-01	4.57-02	4.30	0.95	5.28	4.42	1.13-02	-	6.636	7.208
93	138	231	0.7892	-5.69-02	6.09-02	4.39	0.96	5.28	4.52	2.31-02	-	7.624	7.099
93	139	232	0.7879	-2.38-01	-3.95-01	4.48	0.96	5.69	5.02	4.98-02	-	6.513	6.961
93	140	233	0.7866	-3.61-01	-2.22-01	4.57	0.97	5.63	5.05	1.06-01	1.90-01	7.195	6.770
93	141	234	0.7853	-4.80-01	-6.05-01	4.66	0.97	5.97	5.47	2.02-01	2.20-01	6.179	6.636
93	142	235	0.7841	-5.57-01	-4.91-01	4.74	0.98	5.87	5.45	3.82-01	2.60-01	6.990	6.462

Продолжение табл.2

Z	N	A	X	W_g (гл), МэВ	W_g (э), МэВ	\tilde{E}_f , МэВ	\tilde{V}_g , МэВ	E_f^A , МэВ	E_f^B , МэВ	Расчет	Экспери- мент	B_n , МэВ	$\langle B_n \rangle$, МэВ
										Γ_n/Γ_f	Γ_n/Γ_f		
93	143	236	0.7829	-5.47-01	-6.41-01	4.82	0.98	6.08	5.73	6.58-01	3.90-01	5.691	6.248
93	144	237	0.7817	-5.18-01	-4.14-01	4.91	0.99	5.87	5.50	9.52-01	6.90-01	6.619	6.102
93	145	238	0.7806	-4.63-01	-6.02-01	4.99	0.99	6.03	5.83	1.32+00	9.20-01	5.479	5.951
93	146	239	0.7795	-3.56-01	-2.34-01	5.06	0.99	5.74	5.61	1.73+00	1.50+00	6.226	5.774
93	147	240	0.7785	-2.30-01	-3.54-01	5.14	1.00	5.83	5.76	2.04+00	-	5.167	5.633
93	148	241	0.7775	-4.83-02	2.22-02	5.22	1.00	5.46	5.46	2.30+00	-	5.971	5.456
93	149	242	0.7765	2.23-01	1.16-01	5.29	1.00	5.40	5.46	2.30+00	-	4.716	5.247
93	150	243	0.7756	4.79-01	6.37-01	5.36	1.01	4.97	5.09	1.92+00	-	5.585	5.152
93	151	244	0.7747	6.83-01	4.93-01	5.43	1.01	4.97	5.14	1.67+00	-	4.721	5.069
93	152	245	0.7738	9.79-01	1.11+00	5.49	1.01	4.48	4.71	1.54+00	-	5.251	4.870
93	153	246	0.7729	1.36+00	1.20+00	5.56	1.01	4.31	4.59	1.20+00	-	4.259	4.669
94	135	229	0.8043	8.20-01	9.75-01	3.49	0.90	4.16	2.48	4.07-04	-	6.730	7.751
94	136	230	0.8027	5.26-01	4.36-01	3.58	0.91	4.28	2.71	8.98-04	-	8.665	7.695
94	137	231	0.8012	1.96-01	2.54-01	3.67	0.91	4.84	3.38	2.34-03	-	6.719	7.591
94	138	232	0.7998	-8.40-02	-1.61-01	3.76	0.92	4.95	3.58	6.52-03	-	8.262	7.404
94	139	233	0.7984	-2.82-01	-2.68-01	3.85	0.93	5.38	4.11	1.64-02	-	6.374	7.094
94	140	234	0.7970	-4.71-01	-4.59-01	3.93	0.93	5.39	4.21	3.57-02	-	7.765	7.037
94	141	235	0.7957	-6.53-01	-6.99-01	4.01	0.94	5.79	4.71	7.39-02	-	6.244	6.903
94	142	236	0.7944	-7.67-01	-7.53-01	4.09	0.95	5.73	4.73	1.53-01	-	7.361	6.706
94	143	237	0.7932	-8.24-01	-8.64-01	4.17	0.95	6.01	5.10	2.76-01	2.00-01	5.858	6.519
94	144	238	0.7919	-8.67-01	-8.15-01	4.25	0.96	5.87	5.04	4.45-01	2.60-01	6.998	6.377
94	145	239	0.7908	-8.70-01	-9.75-01	4.33	0.96	6.09	5.34	6.96-01	5.10-01	5.655	6.210
94	146	240	0.7896	-7.77-01	-7.15-01	4.40	0.96	5.82	5.14	1.00+00	8.20-01	6.533	5.990
94	147	241	0.7885	-6.46-01	-7.05-01	4.47	0.97	5.91	5.31	1.19+00	1.25+00	5.239	5.828
94	148	242	0.7875	-5.29-01	-4.61-01	4.54	0.97	5.61	5.08	1.31+00	1.12+00	6.301	5.719
94	149	243	0.7864	-4.10-01	-4.88-01	4.61	0.98	5.70	5.24	1.48+00	1.73+00	5.036	5.597
94	150	244	0.7854	-2.61-01	-2.94-01	4.68	0.98	5.37	4.97	1.65+00	1.80+00	6.017	5.447
94	151	245	0.7845	-1.30-01	-1.49-01	4.75	0.98	5.45	5.12	1.74+00	1.95+00	4.720	5.347
94	152	246	0.7836	-4.10-03	-1.91-02	4.81	0.99	5.14	4.87	1.88+00	-	5.933	5.235
94	153	247	0.7827	2.16-01	1.71-01	4.87	0.99	5.14	4.92	2.05+00	-	4.355	5.026
94	154	248	0.7818	5.71-01	5.41-01	4.93	0.99	4.59	4.43	1.84+00	-	5.461	4.777
94	155	249	0.7810	1.02+00	1.03+00	4.99	1.00	4.35	4.26	1.26+00	-	3.831	4.568

95	134	229	0.8168	1.66+00	1.59+00	2.65	0.84	3.08	0.63	2.31+02	-	9.248	0.000
95	135	230	0.8151	1.33+00	1.27+00	2.93	0.85	3.64	1.32	4.56-05	-	7.347	8.090
95	136	231	0.8135	1.03+00	1.19+00	3.02	0.86	3.78	1.56	1.27-04	-	8.419	7.912
95	137	232	0.8120	5.92-01	4.79-01	3.10	0.87	4.45	2.34	3.30-04	-	7.464	7.916
95	138	233	0.8104	1.35-01	2.19-01	3.18	0.88	4.74	2.74	1.13-03	-	8.317	7.793
95	139	234	0.8090	-2.56-01	-3.77-01	3.26	0.88	5.36	3.46	4.00-03	-	7.076	7.591
95	140	235	0.8075	-6.03-01	-4.89-01	3.34	0.89	5.54	3.74	1.24-02	-	7.894	7.412
95	141	236	0.8062	-0.02-01	-1.06+00	3.42	0.90	6.06	4.36	3.49-02	-	6.783	7.23
95	142	237	0.8048	-1.10+00	-1.01+00	3.50	0.90	6.08	4.48	8.92-02	-	7.462	6.992
95	143	238	0.8035	-1.20+00	-1.31+00	3.57	0.91	6.41	4.90	1.84-01	-	6.262	6.77
95	144	239	0.8022	-1.24+00	-1.16+00	3.65	0.92	6.28	4.85	3.16-01	2.80-01	7.096	6.582
95	145	240	0.8010	-1.22+00	-1.33+00	3.72	0.92	6.48	5.14	4.81-01	4.30-01	5.875	6.392
95	146	241	0.7998	-1.14+00	-1.06+00	3.79	0.93	6.23	4.97	6.44-01	6.40-01	6.722	6.212
95	147	242	0.7987	-1.02+00	-1.13+00	3.86	0.93	6.33	5.15	7.73-01	8.40-01	5.528	6.038
95	148	243	0.7975	-8.94-01	-7.64-01	3.93	0.94	6.02	4.92	8.40-01	7.10-01	6.376	5.910
95	149	244	0.7965	-7.64-01	-9.15-01	3.99	0.94	6.11	5.08	9.03-01	8.50-01	5.362	5.787
95	150	245	0.7954	-5.95-01	-4.62-01	4.06	0.95	5.76	4.80	9.66-01	1.65+00	6.047	5.627
95	151	246	0.7944	-3.80-01	-5.40-01	4.12	0.95	5.76	4.87	9.54-01	-	5.053	5.462
95	152	247	0.7934	-8.14-02	2.42-02	4.18	0.96	5.28	4.46	8.57-01	-	5.695	5.261
95	153	248	0.7925	3.17-01	1.67-01	4.24	0.96	5.10	4.34	6.51-01	-	4.601	5.44
95	154	249	0.7915	7.67-01	9.11-01	4.30	0.96	4.46	3.77	4.03-01	-	5.281	4.878
96	135	231	0.8260	1.62+00	1.82+00	2.44	0.80	2.95	0.06	1.72-05	-	7.078	8.067
96	136	232	0.8244	1.33+00	1.19+00	2.52	0.81	3.07	0.19	3.00-05	-	9.171	8.115
96	137	233	0.8228	9.21-01	1.12+00	2.59	0.82	3.71	0.95	7.61-05	-	7.040	8.094
96	138	234	0.8212	3.71-01	2.56-01	2.66	0.82	4.10	1.44	2.45-04	-	9.125	8.095
96	139	235	0.8196	-1.66-01	-1.45-01	2.73	0.83	4.87	2.32	1.04-03	-	7.089	7.944
96	140	236	0.8182	-6.11-01	-6.29-01	2.81	0.84	5.14	2.70	4.26-03	-	8.472	7.717
96	141	237	0.8167	-9.75-01	-1.04+00	2.88	0.85	5.74	3.40	1.45-02	-	6.834	7.501
96	142	238	0.8153	-1.19+00	-1.19+00	2.95	0.86	5.78	3.50	4.20-02	-	7.864	7.219
96	143	239	0.8139	-1.32+00	-1.34+00	3.02	0.86	6.14	4.00	8.97-02	-	6.315	7.005
96	144	240	0.8126	-1.44+00	-1.42+00	3.09	0.87	6.09	4.00	1.62-01	-	7.525	6.858
96	145	241	0.8113	-1.48+00	-1.58+00	3.16	0.88	6.36	4.40	2.82-01	3.00-01	6.069	6.657
96	146	242	0.8101	-1.42+00	-1.35+00	3.23	0.89	6.12	4.25	4.23-01	4.30-01	6.967	6.426
96	147	243	0.8089	-1.35+00	-1.40+00	3.29	0.89	6.28	4.40	5.14-01	5.70-01	5.702	6.292
96	148	244	0.8077	-1.32+00	-1.26+00	3.36	0.90	6.07	4.37	6.12-01	7.10-01	6.798	6.204
96	149	245	0.8066	-1.28+00	-1.37+00	3.42	0.90	6.25	4.63	7.83-01	9.40-01	5.520	6.072
96	150	246	0.8055	-1.18+00	-1.12+00	3.49	0.91	5.97	4.43	9.78-01	8.10-01	6.450	5.894
96	151	247	0.8044	-1.05+00	-1.11+00	3.55	0.91	6.06	4.59	1.09+00	6.40-01	5.156	5.743
96	152	248	0.8033	-8.69-01	-8.65-01	3.61	0.92	5.70	4.31	1.14+00	9.20-01	6.210	5.572
96	153	249	0.8023	-5.86-01	-6.38-01	3.67	0.92	5.64	4.31	1.07+00	-	4.712	5.354
96	154	250	0.8014	-2.59-01	-2.04-01	3.72	0.93	5.13	3.87	8.19-01	-	5.782	5.193
96	155	251	0.8004	6.34-02	1.12-02	3.78	0.93	5.02	3.83	5.72-01	-	4.495	5.083

Продолжение табл.2

Z	N	A	X	W_g (гл), МэВ	W_g (э), МэВ	\tilde{E}_f , МэВ	\tilde{V}_g , МэВ	E_f^A , МэВ	E_f^B , МэВ	Расчет	Эксперимент	B_n , МэВ	$\langle B_n \rangle$, МэВ
										Γ_n/Γ_f	Γ_n/Γ_f		
97	136	233	0.8353	2.04+00	1.92+00	2.08	0.76	2.35	1.24	1.99-06	-	9.648	8.544
97	137	234	0.8337	1.54+00	1.51+00	2.15	0.77	3.08	0.38	7.80-06	-	7.587	8.395
97	138	235	0.8320	1.08+00	1.23+00	2.21	0.77	3.38	0.03	3.00-05	-	8.759	8.217
97	139	236	0.8304	4.79-01	3.63-01	2.28	0.78	4.21	0.99	1.07-04	-	7.764	8.221
97	140	237	0.8289	-1.14-01	-3.83-02	2.34	0.79	4.64	1.53	5.02-04	-	8.597	8.073
97	141	238	0.8274	-6.25-01	-7.44-01	2.41	0.80	5.38	2.38	2.30-03	-	7.336	7.856
97	142	239	0.8259	-1.04+00	-9.75-01	2.47	0.81	5.63	2.73	8.89-03	-	8.154	7.629
97	143	240	0.8245	-1.33+00	-1.48+00	2.54	0.81	6.15	3.35	2.85-02	-	6.873	7.363
97	144	241	0.8231	-1.48+00	-1.38+00	2.60	0.82	6.13	3.43	6.95-02	-	7.552	7.100
97	145	242	0.8217	-1.56+00	-1.69+00	2.66	0.83	6.44	3.84	1.30-01	-	6.422	6.900
97	146	243	0.8204	-1.57+00	-1.50+00	2.72	0.84	6.28	3.77	2.09-01	-	7.205	6.700
97	147	244	0.8192	-1.55+00	-1.61+00	2.78	0.84	6.48	4.07	2.91-01	-	5.968	6.544
97	148	245	0.8179	-1.63+00	-1.50+00	2.84	0.85	6.38	4.05	3.82-01	1.00+00	7.036	6.513
97	149	246	0.8167	-1.70+00	-1.90+00	2.90	0.86	6.68	4.43	6.01-01	1.00+00	6.012	6.382
97	150	247	0.8156	-1.66+00	-1.48+00	2.96	0.86	6.46	4.30	9.30-01	8.20-01	6.470	6.152
97	151	248	0.8145	-1.56+00	-1.77+00	3.02	0.87	6.59	4.51	1.16+00	1.38+00	5.658	5.975
97	152	249	0.8134	-1.33+00	-1.23+00	3.07	0.87	6.18	4.17	1.28+00	1.08+00	6.116	5.715
97	153	250	0.8123	-9.34-01	-1.07+00	3.13	0.88	6.01	4.08	1.07+00	1.25+00	4.969	5.441
97	154	251	0.8113	-4.86-01	-3.67-01	3.18	0.89	5.38	3.52	6.50-01	-	5.710	5.267
97	155	252	0.8103	-9.50-03	-1.42-01	3.24	0.89	5.12	3.34	3.52-01	-	4.681	5.123
97	156	253	0.8093	4.70-01	6.14-01	3.29	0.89	4.46	2.74	1.80-01	-	5.421	5.005
98	139	237	0.8413	8.30-01	9.88-01	1.88	0.73	3.35	0.59	1.97-05	-	7.410	8.396
98	140	238	0.8397	1.09-01	5.29-02	1.94	0.74	3.91	0.08	8.77-05	-	9.335	8.407
98	141	239	0.8381	-6.08-01	-6.59-01	2.00	0.75	4.86	1.15	5.22-04	-	7.549	8.266
98	142	240	0.8366	-1.12+00	-1.17+00	2.06	0.76	5.20	1.61	3.06-03	-	8.633	7.924
98	143	241	0.8351	-1.44+00	-1.48+00	2.11	0.76	5.76	2.27	1.18-02	-	6.883	7.606
98	144	242	0.8336	-1.66+00	-1.65+00	2.17	0.77	5.80	2.43	3.14-02	-	8.025	7.367
98	145	243	0.8322	-1.79+00	-1.87+00	2.23	0.78	6.16	2.89	6.69-02	-	6.534	7.145
98	146	244	0.8309	-1.81+00	-1.76+00	2.28	0.79	6.01	2.84	1.18-01	-	7.487	6.912
98	147	245	0.8295	-1.83+00	-1.85+00	2.34	0.79	6.26	3.18	1.69-01	-	6.142	6.781
98	148	246	0.8283	-1.93+00	-1.86+00	2.39	0.80	6.18	3.20	2.38-01	-	7.353	6.735
98	149	247	0.8270	-2.03+00	-2.14+00	2.44	0.81	6.51	3.62	3.93-01	-	6.091	6.611

98	150	248	0.8258	-2.01+00	-1.96+00	2.50	0.81	6.32	3.52	6.48-01	-	6.908	6.375
98	151	249	0.8246	-1.93+00	-1.99+00	2.55	0.82	6.46	3.74	8.48-01	-	5.593	6.178
98	152	250	0.8235	-1.77+00	-1.76+00	2.60	0.83	6.12	3.49	9.52-01	8.40-01	6.618	5.985
98	153	251	0.8224	-1.49+00	-1.55+00	2.65	0.83	6.07	3.52	9.22-01	-	5.113	5.752
98	154	252	0.8213	-1.14+00	-1.11+00	2.70	0.84	5.54	3.07	7.08-01	-	6.165	5.559
98	155	253	0.8203	-7.86-01	-8.05-01	2.75	0.84	5.41	3.01	4.67-01	4.0-01	4.793	5.434
98	156	254	0.8192	-4.56-01	-4.24-01	2.80	0.85	4.90	2.57	3.01-01	-	5.985	5.340
98	157	255	0.8183	-1.25-01	-1.70-01	2.85	0.85	4.79	2.53	2.05-01	-	4.618	5.230
98	158	256	0.8173	2.83-01	2.65-01	2.89	0.86	4.20	2.01	1.38-01	-	5.701	5.040
98	159	257	0.8164	7.67-01	7.73-01	2.94	0.86	3.93	1.81	8.00-02	-	4.141	4.853
99	141	240	0.8489	2.44-01	1.79-01	1.63	0.69	3.88	0.56	3.36-05	-	7.924	8.456
99	142	241	0.8473	-4.48-01	-4.38-01	1.68	0.70	4.40	0.09	1.92-04	-	8.947	8.313
99	143	242	0.8458	-0.75-01	-1.10+00	1.74	0.71	5.17	0.97	1.08-03	-	7.436	8.013
99	144	243	0.8443	-1.36+00	-1.27+00	1.79	0.72	5.39	1.30	4.32-03	-	8.234	7.742
99	145	244	0.8428	-1.64+00	-1.82+00	1.84	0.73	5.90	1.93	1.31-02	-	7.063	7.501
99	146	245	0.8414	-1.78+00	-1.66+00	1.89	0.74	5.87	2.00	3.15-02	-	7.644	7.233
99	147	246	0.8400	-1.88+00	-1.98+00	1.94	0.74	6.20	2.43	5.75-02	-	6.580	7.057
99	148	247	0.8387	-2.01+00	-1.87+00	1.99	0.75	6.16	2.40	9.47-02	-	7.424	6.766
99	149	248	0.8374	-2.15+00	-2.30+00	2.04	0.76	6.53	2.97	1.67-01	-	6.466	6.858
99	150	249	0.8361	-2.33+00	-2.15+00	2.09	0.77	6.54	3.07	3.04-01	9.20-01	7.133	6.764
99	151	250	0.8349	-2.43+00	-2.73+00	2.14	0.77	6.86	3.48	5.84-01	5.60-01	6.343	6.553
99	152	251	0.8337	-2.26+00	-2.12+00	2.19	0.78	6.52	3.23	9.57-01	5.60-01	6.428	6.176
99	153	252	0.8325	-1.93+00	-2.09+00	2.23	0.78	6.41	3.21	9.18-01	-	6.904	6.388
99	154	253	0.8314	-1.53+00	-1.42+00	2.28	0.79	5.84	2.72	6.27-01	-	6.117	6.706
99	155	254	0.8303	-1.11+00	-1.21+00	2.32	0.80	5.63	2.50	3.77-01	-	6.038	6.557
99	156	255	0.8292	-6.93-01	-5.88-01	2.37	0.80	5.04	2.08	2.11-01	-	5.936	6.455
99	157	256	0.8282	-2.44-01	-3.85-01	2.41	0.81	4.82	1.93	1.22-01	-	4.361	6.505
99	158	257	0.8272	2.40-01	3.80-01	2.45	0.81	4.15	1.34	6.50-02	-	6.561	6.153
99	159	258	0.8262	7.24-01	5.82-01	2.49	0.82	3.89	1.15	3.23-02	-	4.560	6.042
99	160	259	0.8253	1.25+00	1.35+00	2.53	0.82	3.18	0.51	1.59-02	-	6.323	4.886
99	161	260	0.8244	1.86+00	1.72+00	2.57	0.83	2.79	0.19	7.17-03	-	4.251	4.703
100	141	241	0.8598	6.52-01	7.18-01	1.30	0.63	2.92	-2.25	4.54-06	-	7.380	8.706
100	142	242	0.8582	-1.24-01	-1.75-01	1.35	0.64	3.54	-1.51	2.87-05	-	9.425	3.600
100	143	243	0.8565	-8.24-01	-8.62-01	1.40	0.65	4.48	-0.45	1.91-04	-	7.669	8.339
100	144	244	0.8550	-1.39+00	-1.40+00	1.45	0.66	4.88	0.06	1.09-03	-	8.793	8.118
100	145	245	0.8535	-1.76+00	-1.90+00	1.49	0.67	5.48	0.78	4.72-03	-	7.213	7.721
100	146	246	0.8520	-1.89+00	-1.84+00	1.54	0.68	5.45	0.86	1.38-02	-	7.937	7.421
100	147	247	0.8506	-1.95+00	-1.97+00	1.59	0.69	5.75	1.27	2.47-02	-	6.592	7.230
100	148	248	0.8492	-2.09+00	-2.04+00	1.63	0.70	5.72	1.34	3.91-02	-	7.301	7.169
100	149	249	0.8478	-2.24+00	-2.31+00	1.68	0.70	6.10	1.83	7.05-02	-	6.483	7.058
100	150	250	0.8465	-2.36+00	-2.30+00	1.73	0.71	6.05	1.88	1.30-01	-	7.465	6.900

Окончание табл.2

Z	N	A	X	$W_g(\text{гл}),$ МэВ	$W_g(\text{э}),$ МэВ	$\tilde{E}_f,$ МэВ	$\tilde{V}_g,$ МэВ	$E_f^A,$ МэВ	$E_f^B,$ МэВ	Расчет	Экспери- мент	$B_n,$ МэВ	$\langle B_n \rangle,$ МэВ
										Γ_n/Γ_f	Γ_n/Γ_f		
100	151	251	0,8452	-2,46+00	-2,53+00	1,77	0,72	6,38	2,31	2,24-01	-	6,189	6,762
100	152	252	0,8439	-2,46+00	-2,50+00	1,82	0,73	6,21	2,23	3,73-01	-	7,205	6,535
100	153	253	0,8427	-2,25+00	-2,32+00	1,86	0,73	6,22	2,34	5,01-01	-	5,540	6,199
100	154	254	0,8415	-1,89+00	-1,85+00	1,90	0,74	5,69	1,89	4,36-01	-	6,510	5,936
100	155	255	0,8404	-1,53+00	-1,54+00	1,94	0,75	5,55	1,84	2,84-01	-	5,184	5,813
100	156	256	0,8393	-1,19+00	-1,17+00	1,99	0,75	5,04	1,42	1,83-01	-	6,374	5,723
100	157	257	0,8382	-8,55-01	-8,77-01	2,03	0,76	4,93	1,39	1,23-01	-	4,961	5,607
100	158	258	0,8372	-5,23-01	-4,95-01	2,06	0,77	4,42	0,96	8,30-02	-	6,131	5,495
100	159	259	0,8361	-1,81-01	-2,24-01	2,10	0,77	4,30	0,91	5,60-02	-	4,758	5,372
100	160	260	0,8352	2,41-01	2,19-01	2,14	0,78	3,70	0,30	3,69-02	-	5,841	5,180
100	161	261	0,8342	7,38-01	7,47-01	2,18	0,78	3,42	0,18	2,07-02	-	4,281	4,993

Список литературы

1. Истеков К.К., Куприянов В.М., Фурсов Б.И., Смиринкин Г.Н. Ядерная физика, 1979, т. 29, вып. 5, с. II56-II69.
2. Куприянов В.М., Истеков К.К., Фурсов Б.И., Смиринкин Г.Н. Там же, 1980, т. 32, вып. 2(8), с. 355-368.
3. Хойзенга Дж., Ванденбош Р. Ядерные реакции. Т. 2. М: Атомиздат, 1964, с. 51-80.
4. Cohen S., Swjatecki W.J. Ann. Phys., 1963, v. 22, p. 406-430.
5. Myers W.D., Swiatecki W.J. Arkiv für Physik, 1967, s. 343-345.
6. Viola V.E. e.s. Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1974, v. 13.
7. Bjornholm S., Lynn J.E. Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, N 4, p. 725-931.
8. Britt H.C. Physic and Chemistry of Fission 1979. Proceedings of a Simpos (Jülich, 14-18 May 1979). Vienna: IAEA, 1980, p. 3-28.
9. Moore M.S., Keyworth G.A. Phys. Rev., 1971, v. C3, p. 1656-1661.
10. Фомушкин Э.Ф., Новоселов Г.Ф., Виноградов Д.И. и др. Ядерная физика, 1980, т. 31, вып. I, с. 39-42.

Статья поступила в редакцию 1 сентября 1982 г.

УДК 539.125.162.2

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ ИЗОМЕРА ^{152m}Eu
ДЛЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

В.А. П л е н и ч н ы й, Е.А. Г р и ц а й

ENERGY DEPENDENCE OF TOTAL CROSS-SECTION FOR ISOMER ^{152m}Eu
FOR THERMAL NEUTRONS. Data on the total cross-section ^{152m}Eu
isomer for the neutron energy range below 4 eV are given.
Measurement were made at the ВВР-М-reactor.

В настоящем сообщении приводится энергетическая зависимость полного поперечного сечения взаимодействия ядра ^{152}Eu , находящегося в изомерном состоянии ($T_{I/2} = 9,3$ ч), для тепловых нейтронов. Эти данные представляют интерес по разным причинам, одна из которых связана с интерпретацией выхода так называемых "ускоренных" нейтронов, т.е. неупругорассеянных нейтронов, уносящих энергию изомерного перехода [1]. Прямое наблюдение выхода таких нейтронов уже выполнено в работе [2].

Изучение полного сечения взаимодействия быстро распадающегося ядра с нейтронами связано с трудностями вследствие малого времени жизни таких ядер: малыми достижимыми концентрациями исследуемого вещества и быстрым распадом его при измерении пропусканий. Это приводит к тому, что наблюдаемый эффект изменения во времени пропускания невелик. Для получения более надежных результатов на реакторе ВВР-М ИЯИ АН УССР были проведены три опыта по определению полного поперечного сечения ^{152m}Eu [3,4]. Приводимая ниже зависимость получена в результате обработки этих опытов.

Полное поперечное сечение изомера ^{152}Eu определялось следующим образом. Образец стабильного изотопа ^{151}Eu облучался в течение 1 сут в отражателе реактора. После облучения образец ставился на нейтронный пучок горизонтального канала для определения величины изменения пропускания в течение 2-3 сут. Изомер ^{152m}Eu с периодом 9,3 ч распадался на ^{152}Sm и ^{152}Gd , сечения которых при энергии нейтронов 0,025 эВ соответственно равны 200 и 1000 б*. Результаты трех опытов указывают на то, что сечение ^{152m}Eu значительно превышает полное поперечное сечение ^{152}Eu и тем более сечение дочерних продуктов распада этого ядра. По этой причине в результате распада ^{152m}Eu образец "светлеет".

* 1 барн = 10^{-28} м.

Для определения флюенса тепловых нейтронов при облучении образца ^{151}Eu использовались образцы ^{155}Gd и ^{157}Gd , по изменению прозрачности которых до и после облучения определялся поток в изотолном канале. Пропускания изучались на нейтронном спектрометре по времени пролета. Использовался прерыватель нейтронов диаметром 300 мм и шириной щели 0,5 мм. Пролетное расстояние составляло $27 \pm 0,3$ мм, ширина канала анализатора – 64 мкс. Высокоактивный образец ^{152}Eu помещался в предварительно отжужированный штوك установки для работы с радиоактивными образцами [5]. В первом, втором и третьем опытах были получены соответственно следующие характеристики: скорость вращения ротора прерывателя 225, 110 и 110 об/мин; флюенсы тепловых нейтронов $(2,65 \pm 0,27) \cdot 10^{18}$, $(4,04 \pm 0,28) \cdot 10^{18}$ и $(5,28 \pm 0,32) \cdot 10^{18}$ нейтр./см², расчетная концентрация изомера ^{152m}Eu в момент начала измерений $(0,29 \pm 0,045) \cdot 10^{18}$, $(0,51 \pm 0,05) \cdot 10^{18}$ и $(0,45 \pm 0,045) \cdot 10^{18}$ см⁻², сечения в энергетических областях $(4-0,025)$, $(4-0,013)$ и $(0,033-0,013)$ эВ. Информация с временного анализатора передавалась на ЭВМ ЕС-1010, на которой проводилась первичная обработка информации. Дальнейшая обработка состояла в том, что с помощью метода наименьших квадратов определяли изменение во времени пропускания T:

$$-\ln T = A + B \exp(-\lambda t), \quad (1)$$

где λ – постоянная распада изомера; t – время начала измерений; A и B – искомые константы, равные произведению $n\sigma$ -концентрации ядер на их полное сечение (первая величина соответствует стабильным и долгоживущим изотопам, вторая – ^{152m}Eu). Несколько слов о наблюдаемых эффектах и точностях измерений. По результатам третьего опыта для области энергий нейтронов $(0,033 \pm 0,013)$ эВ прозрачность образца T при статистической точности $\Delta T = 0,0003$ изменяется в течение 2 сут с 0,2400 до 0,2450, хотя разброс величин пропусканий от зависимости (1) примерно в два раза больше этой точности. По более узким энергетическим интервалам зависимость (1) описывает экспериментальные точки с χ^2 -квадрат на одну степень свободы не более 2 и числа степеней свободы, равного 12. Возможно, в этом проявляется влияние флюктуаций мощности реактора на измерения, как это указано в работе [6]. Упомянутое изменение пропускания по времени соответствует распаду изомера с $(n\sigma)_m = 0,03$ в образце с $n\sigma = 1,6$. Для доказательства того, что наблюдаемый эффект соответствует действительному "посветлению" образца, был проведен эксперимент по определению пропускания другого образца ^{151}Eu с близкой концентрацией европия. С помощью тонкой алюминиевой пластины пропускание этого образца увеличивалось на величину, близкую наблюдаемому эффекту. Затем это пропускание сравнивалось с пропусканием образца без алюминиевой пластины. При идентичной обработке эти измерения (примерно такие же по длительности, что и основные) показали, что изменения $n\sigma$ образца во времени на 1-2% достоверны с точностью в среднем около 20%. Последняя величина определяет точность метода измерения.

Рассчитав концентрацию изомера, можно определить полные сечения для нейтронов с энергией 0,025 эВ, которые для первого, второго и третьего опытов соответственно равны 280000, 62000, 70000б при статистических точностях 80000, 5000 и 3000б, полученных из отклонений экспериментальных значений логарифмов пропусканий предполагаемой зависимости (1) (67% – доверительный интервал). Если учесть точности определения концентрации в каждом опыте, то точности определения этих сечений соответственно равны 120000, 8000 и 7000б. Поскольку точность метода для второго и третьего опытов равна 20%, авторы определили для этих экспериментов полные сечения взаимодействия изомера ^{152}Eu (с энергией нейтронов 0,025 эВ) соответственно 62000 ± 12000 и 70000 ± 15000 б; средневзвешенная же величина по результатам трех опытов равна 68000 ± 14000 б.

На рисунке и в таблице показана энергетическая зависимость полного поперечного сечения изомера ^{152m}Eu с периодом полураспада 9,3 ч. Каждая величина представляет собой средневзвешенное сечение по результатам трех опытов:

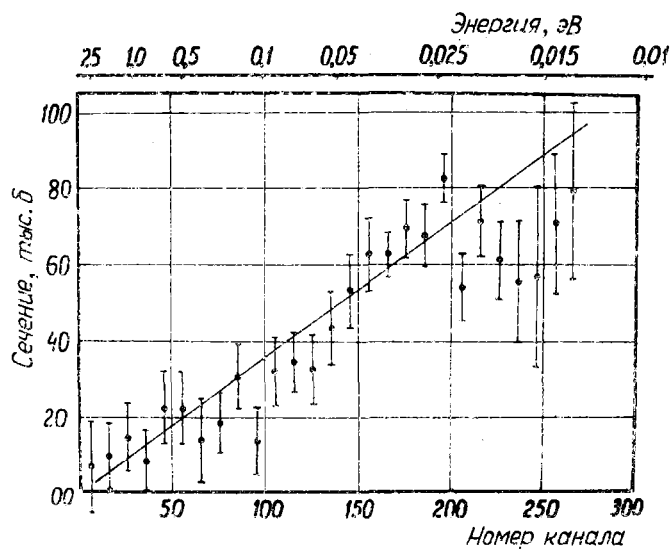
$$\sigma = \frac{\sum_i (\sigma_i / \Delta \sigma_i^2)}{\sum_i (1 / \Delta \sigma_i^2)} \quad \text{и} \quad \Delta \sigma = 1 / \sqrt{\sum_i (1 / \Delta \sigma_i^2)},$$

где σ_i – сечение изомера в i -м опыте; $\Delta \sigma_i$ – ошибка определения сечения, полученная по методу наименьших квадратов. Линейная функция на рисунке представляет результат обработки методом наименьших квадратов наблюдаемых сечений зависимостью

$$\sigma_m = \sigma_{0m} v_0 / v, \quad (2)$$

где σ_m и σ_{0m} – сечения изомера соответственно при скоростях v и v_0 , равных 2200 м/с.

В обработке были приняты 53 точки, получен χ^2 -квадрат на одну степень свободы 1,1, а $\sigma_{\text{от}} = 68300$ б. Из этих данных видно, что критерий 99,8% достоверности для наблюдения зависимости (2) выполняется: $\sqrt{k/2}(x^2-1) < 3$, где k – количество степеней свободы; x^2 – величина χ^2 -квадрата на одну степень свободы.



Энергетическая зависимость полного поперечного сечения ^{152}Eu ($T_{1/2} = 9,3$ ч) с энергией нейтронов менее 4 эВ

Энергетическая зависимость полного поперечного сечения взаимодействия ^{152}Eu ($T_{1/2} = 9,3$ ч) с нейтронами в энергетической области 4–0,013 эВ (по результатам трех опытов)

Номер канала	Энергия, эВ	$\sigma_{\text{т}}, \text{б}$	$\pm \Delta \sigma_{\text{т}}, \text{б}$	Номер канала	Энергия, эВ	$\sigma_{\text{т}}, \text{б}$	$\pm \Delta \sigma_{\text{т}}, \text{б}$
6	25,8	6500	12300	146	0,044	58200	9500
16	3,63	9200	8800	156	0,038	62700	9600
26	1,37	14200	9200	166	0,034	62800	5400
36	0,718	7900	8100	176	0,030	69500	7300
46	0,440	22300	9500	186	0,027	62800	8000
56	0,297	22100	9400	196	0,024	82500	6200
66	0,214	13600	10900	206	0,022	53900	8600
76	0,161	18200	7900	216	0,020	71600	8800
86	0,126	30400	8100	226	0,018	61100	10100
96	0,101	13400	8900	236	0,017	55500	16100
106	0,083	31800	8800	246	0,015	56800	23800
116	0,069	34100	7400	256	0,014	71100	18400
126	0,059	32200	9200	266	0,013	79800	23500
136	0,050	43400	9500	–	–	–	–

Список литературы

1. Петров Ю.В. Ж. эксперим. и теор. физ., 1959, т. 37, с. 1170; Петров Ю.В. Там же, 1972, т.63, с. 753.
2. Кондуров И.А., Коротких Е.М., Петров Ю.В. Нейтронная физика (Материалы 5-й конференции по нейтронной физике, Киев, 15–19 сентября 1980 г.). Ч.2. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, с.126.
3. Пшеничный В.А., Блановский А.И., Ворона П.Н. Препринт КИЯИ-79-14, Киев, 1979.
4. Пшеничный В.А., Вертебный В.П., Грицай Е.А. и др. См. [2], с.131.
5. Вертебный В.П., Ворона П.Н., Колотый В.В. и др. Нейтронная физика (Материалы I-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 24–28 мая 1971 г.). Ч.2. Киев: Наукова думка, 1972, с. 255.
6. Гарусов Е.А., Петров Ю.В. Материалы XV зимней школы ЛИЯФ. Л., 1980, с.225.

Статья поступила в редакцию 4 июня 1981 г.

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ ^{154}Eu и ^{155}Eu

В.П. В е р т е б н ы й, П.Н. В о р о н а, А.И. К а л ь ч е н к о, В.Г. К р и в е н к о,
В.А. П ш е н и ч н ы й

NEUTRON RESONANCES FOR ^{154}Eu AND ^{155}Eu RADIONUCLIDES. The neutron resonances of ^{154}Eu and ^{155}Eu fission products in the low energy range have been measured by the time of flight method on the BBR-M-reactor.

На реакторе ВВР-М ИЯИ АН УССР получены данные о низкоэнергетических нейтронных резонансах радиоактивных продуктов деления - ^{154}Eu ($T_{1/2}=8,6$ года) и ^{155}Eu ($T_{1/2}=4,96$ года). Предварительные данные приведены в работе [1].

Измерения выполнены методом времени пролета с использованием установки для работы с высокоактивными образцами [2]. Радиоактивные изотопы ^{154}Eu и ^{155}Eu были получены путем облучения стабильного изотопа ^{153}Eu в активной зоне реактора. Для облучения изготовлены два образца различной толщины (разное $\rho\delta$ по ^{153}Eu). Вещество образцов ($^{153}\text{Eu}_2\text{O}_3 + \text{Al}$) заключалось в алюминиевые контейнеры размерами $2 \times 15 \times 30$ мм³. Технические подробности изготовления подобных образцов приведены в работе [3]. Характеристики использованных образцов ^{153}Eu приведены в табл.1. Было проведено одно облучение первого образца и два облучения второго образца ^{153}Eu . Время облучения, флюенсы нейтронов и концентрации накопленных радиоактивных изотопов европия приведены в табл.2. Концентрация изотопов в облученных образцах определялась по измеренным флюенсам нейтронов с помощью уравнений кинетики изотопных превращений ^{153}Eu в реакторе.

Информация о нейтронных резонансах радиоактивных изотопов ^{154}Eu и ^{155}Eu была получена из анализа измеренных кривых пропускания образцов до облучения и после каждого из облучений (без изотопного разделения облученных образцов). Измерения пропусканий выполнены в энергетическом интервале 0,01-1000 эВ, максимальное разрешение составляло 55 нс/м, статистическая точность на крыльях резонансов - не хуже 1-1,5%. Анализ экспериментальных кривых пропускания осуществлялся на основе одноуровневой формулы Брейта-Вигнера на ЭВМ БЭСМ-4. Для анализа использованы программы обработки экспериментальных данных по методу формы, описанные в работе [4]. Количественная информация для радиоактивных ядер ^{154}Eu и ^{155}Eu получена в области до 17 эВ.

Таблица I

Характеристики образцов европия до облучения

Образец ^{153}Eu	Состав образца	Содержание изотопов европия, %		Концентрация ^{153}Eu , ядро/см ² ·10 ⁻²⁰ , при толщине образца	
		^{153}Eu	^{151}Eu	30 мм	2 мм
Первый	242 мг $\text{Eu}_2\text{O}_3 +$ +1521,4 мг Al	99,7	0,3	28,55	1,9
Второй	344,6 мг $\text{Eu}_2\text{O}_3 +$ +1335,86 мг Al	99,1	0,9	41,89	2,79

В табл.3 приведены идентификация нейтронных резонансов изотопов ^{154}Eu и ^{155}Eu , а также резонансные параметры нижайших уровней. Значения сечений радиационного захвата при $v_n = 2200$ м/с, полученные по нашим экспериментальным данным, соответственно равны: для ^{154}Eu - (1250 ± 160) б, для ^{155}Eu - (3950 ± 400) б. Измерения пропускания первого образца ^{153}Eu через 576 сут после облучения и сравнение с данными, полученными сразу после облучения, позволили по уменьшению наблюдаемого сечения в резонансах оценить период полураспада изотопа ^{155}Eu ; его величина по этим данным составляет $5,5 \pm 0,5$ года.

Таблица 2

Концентрации накопленных радиоактивных изотопов европия в облученных образцах

Образец, 153Eu	Время облучения, сут	Флюенс, нейтр./см ²	Концентрация, %	
			154Eu	155Eu
Первый	84,45	$3,5 \cdot 10^{20}$	7,6	1,3
Второй	28,2	$0,9 \cdot 10^{20}$	3,5	0,20
	64,5	$2,2 \cdot 10^{20}$	6,1	0,73

Список литературы

1. Вертебный В.П., Ворона П.Н., Кальченко А.И. и др. Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). Ч.2. М.: ЦНИИатоминформ, 1977, с.267.
2. Вертебный В.П., Ворона П.Н., Колотый В.В. и др. Нейтронная физика (Материалы I-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 24-28 мая 1971 г.). Ч.2. Киев: Наукова думка, 1972, с.255.
3. Вертебный В.П., Ворона П.Н., Кальченко А.И. и др. Препринт КИЯИ-76-16, Киев, 1976; Ядерная физика, 1977, т.26, вып.6, с.1137.
4. Пшеничный В.А., Рудишин В.К. Препринт КИЯИ-73-5, Киев, 1974; Пшеничный В.А. Препринт КИЯИ-74-16, Киев, 1974.

Таблица 3

Резонансные параметры уровней изотопов европия

Энергия, эВ	Γ , мэВ	$g\Gamma_n^0$, мэВ
154Eu		
$0,1955 \pm 0,0005$	140_{-5}^{+10}	$0,077 \pm 0,001$
$0,860 \pm 0,004$	-	$0,026 \pm 0,002$
$1,366 \pm 0,001$	135 ± 3	$0,169 \pm 0,002$
$3,51 \pm 0,02^X$	(155Eu?)	-
$4,15 \pm 0,06^X$	(155Eu?)	-
$5,19 \pm 0,01$	-	-
$5,61 \pm 0,05$	-	-
$6,81 \pm 0,02$	-	-
$9,42 \pm 0,05$	-	-
$10,1 \pm 0,1$	-	-
$10,9 \pm 0,1$	-	-
$13,7 \pm 0,1$	-	-
155Eu		
$0,603 \pm 0,001$	96 ± 1	$3,44 \pm 0,01$
$3,51 \pm 0,02^X$	(154Eu?)	-
$4,15 \pm 0,06^X$	(154Eu?)	-
$10,7 \pm 0,1$	-	-
$16,6 \pm 0,2$	-	-

X Идентификация под сомнением.

Статья поступила в редакцию 23 сентября 1982 г.

УДК 539.171.017

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 5-8 МэВ НА ТАНТАЛЕ И ВИСМУТЕ

С.П.Симаков, Г.Н.Довчикова, О.А.Сальников, А.М.Труфанов, В.Г.Котельникова

DIFFERENTIAL CROSS-SECTIONS OF ELASTIC AND INELASTIC NEUTRON SCATTERING FROM TANTALUM AND BISMUTH IN THE ENERGY RANGE 5-8 MeV. The experiment have been made by time-of-flight technique. Gas tritium target, bombarded by impulse proton beam from Van-de-Graaf accelerator, was used as the neutron source. Brief description of experimental arrangement and data reduction procedure is given. Differential elastic and total inelastic cross-sections are presented in tables. Experimental results are compared with available data of another authors.

Сечения неупругих взаимодействий быстрых нейтронов (с энергиями больше 5 МэВ) с танталом и висмутом имеют по сравнению с другими распространенными стабильными элементами большую величину. На этом свойстве основано использование тантала и висмута в качестве конструктивных элементов составных защит ядерных установок, создающих потоки быстрых нейтронов. Правильный расчет

и обоснованное проектирование таких защит требуют знания с определенной точностью полных сечений неупругого рассеяния, а также угловых и энергетических распределений вторичных нейтронов. В списке запросов на нейтронные данные WRENDА-81/82 [1] требуемая точность таких характеристик взаимодействия нейтронов с танталом и висмутом составляет 20% в широком диапазоне энергий. В настоящей работе сообщается об измерениях дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями $5,19 \pm 0,06$; $6,47 \pm 0,07$; $7,49 \pm 0,08$; $8,53 \pm 0,11$ МэВ на тантале и $4,99 \pm 0,06$; $5,97 \pm 0,07$; $7,00 \pm 0,08$; $8,09 \pm 0,09$ МэВ на висмуте. Кратко перечисляются основные параметры экспериментальной установки и методы осуществления эксперимента, проводится сравнение с доступными данными других работ.

Экспериментальная информация о взаимодействии нейтронов получена методом спектрометрии рассеянных нейтронов по времени пролета. Исследуемый образец облучали нейтронами, возникающими в реакции $^3\text{H} (p, n)^3\text{He}$, газовую тритиевую мишень [2] бомбардировали импульсным пучком протонов, ускоренных перезарядным ускорителем ЭП-ИОМ. Длительность протонного сгустка около 1 нс, частота их следования 5 МГц. При среднем токе протонов на мишени 1,5 мкА в центре исследуемого образца, расположенного на расстоянии 16 см от мишени, создавали поток нейтронов около $6 \cdot 10^5$ нейтр./см²·с). Немоноэнергетичность начального потока нейтронов составляла приблизительно ± 60 кэВ [2].

Рассеиватели были выточены из металлических тантала и висмута в виде полых цилиндров, их параметры приведены в табл.1.

Таблица I

Параметры образцов (рассеивателей)

Элемент	Химическая чистота, %	Размеры, см			Масса, г	Число ядер, моль
		Внутренний диаметр	Внешний диаметр	Высота		
Тантал	99,5	2,4	3,4	5,0	373	1,24
Висмут	99,8	3,0	4,5	5,0	429	2,05

Рассеянные нейтроны фиксировали на пролетной базе 2,0 м сцинтилляционным детектором, окруженным массивной защитой для подавления фоновых нейтронов. Путем перемещения защиты по окружности вокруг рассеивателя измеряли спектры рассеянных нейтронов под разными углами к падающему потоку: 31° , 46° , 61° , 91° , 121° , 151° (точность определения углов составляла 1°). Разделение упругого и неупругого рассеяния проводили во временных спектрах, форма линии упругорассеянных нейтронов определялась на основе спектра прямого выхода нейтронов из мишени [3]. Мониторинг нейтронного потока из мишени осуществляли по спектру дополнительного сцинтилляционного детектора, расположенного под углом 49° на пролетной базе 4,1 м. Эффективность детектора калибровали по спектру нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf [4], для чего регулярно проводили измерения с помощью ионизационной камеры деления [5]. Абсолютные значения сечений получены относительно сечения рассеяния $n-p$ [6] (под углом 46° измеряли спектр нейтронов, рассеянных на полиэтиленовом образце).

В дифференциальные сечения введены поправки, учитывающие влияние конечных размеров рассеивателей: ослабление нейтронного потока и многократные взаимодействия, расчет которых проводился методом Монте-Карло. В суммарную погрешность экспериментальных сечений доминирующий вклад внесли статистика отсчетов (2-9%), неопределенность энергетической зависимости эффективности детектора (3-7%), неточность определения падающего потока нейтронов (4%), для больших энергий рассеянных нейтронов и передних углов - неопределенность вычитания упругого рассеяния (5-20%). Более подробно отдельные вопросы постановки эксперимента и первичной обработки данных освещались в предыдущих работах авторов [7].

Дифференциальные сечения упругого рассеяния, полученные в настоящей работе, приведены в табл.2. Так как измерения на шести углах не дают полного представления о дифференциальном сечении упругого рассеяния, для расчета поправок на многократное упругое рассеяние использовались соответствующие данные из других работ [3]. Таким образом, наши данные в некоторой степени

(через расчетную величину поправки) зависят от результатов предыдущих экспериментов, но это влияние относительно невелико: при расхождениях дифференциальных сечений упругого рассеяния на некоторых углах в 2 раза величина поправки изменяется на 30%. Соответствующие флуктуации поправки включены в полную ошибку данных настоящей работы. Полученные сечения упругого рассеяния лучше согласуются с результатами более поздних экспериментов.

Таблица 2

Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов (система центра масс, мб/ср), ядерные температуры и полные сечения неупругого рассеяния

$\cos(\theta_{ц.м.})$	E_0 , МэВ				E_0 , МэВ			
	5,19	6,47	7,49	7,94	4,99	5,97	7,00	8,09
	Тантал				Висмут			
0,854±0,001	775±59	446±36	242±21	240±23	1840±140	1265±100	797±66	390±35
0,688±0,001	146±18	163±20	164±22	203±27	105±8	154±12	159±13	165±15
0,476±0,002	95±8	93±8	59±5	95±9	34±5	23±4	17±3	23±4
-0,032±0,062	68±5	66±5	66±6	66±6	139±13	129±12	105±10	73±8
-0,526±0,002	17±4	17±4	14±4	23±6	33±4	40±5	46±6	48±7
-0,878±0,001	32±3	37±4	24±3	17±2	51±6	31±4	15±2	8±1
T , МэВ	0,49±0,03	0,55±0,03	0,59±0,03	0,58±0,03	0,51±0,03	1,03±0,05	1,27±0,07	0,92±0,05
$\sigma_{нп}$, б	3,01±0,25	2,64±0,23	2,89±0,27	2,54±0,25	3,11±0,26	2,65±0,23	2,51±0,23	2,36±0,23

Дважды-дифференциальные сечения неупругого рассеяния измерены на шести углах в диапазоне энергий рассеянных нейтронов от 0,6 МэВ (энергетический порог спектрометра) до 1,0–1,5 МэВ (максимальные энергии ограничиваются возрастающим вкладом упругого рассеяния). Для нахождения полного сечения неупругого рассеяния интегральный спектр рассеянных нейтронов (полученный из спектров на разных углах) экстраполировали в область энергий, меньших 0,6 МэВ, с помощью выражения Вайскопфа $\sigma(E') = kE' \exp(-E'/T)$, где параметр T характеризует наклон спектра в интервале энергий $E' = 0,6 \pm 2,0$ МэВ. В изучаемом диапазоне энергий процесс неупругого рассеяния нейтронов на тантале и висмуте исследовался в работах [9–13], а при энергии 9,1 МэВ – в работе [14]. В этих экспериментах спектры нейтронов измеряли методом времени пролета на пролетных базах 1,2 – 2,0 м, а для получения нейтронов были использованы газовые тритиевые и дейтериевые мишени и электростатические ускорители заряженных частиц. Значения параметра T , полученные в работах [9 – 14] с помощью выражения Вайскопфа приблизительно в том же диапазоне энергий рассеянных нейтронов, а также полные сечения неупругого рассеяния $\sigma_{нп}$ сравниваются с результатами настоящего эксперимента на рис.1. Совпадение в пределах экспериментальных погрешностей значений $\sigma_{нп}$ и T свидетельствует о хорошем согласии абсолютной величины и энергетической зависимости (от E' , в пределах 0,6 – 2 МэВ) дифференциальных сечений неупругого рассеяния, полученных в настоящей и предыдущих работах.

Более детальное сравнение оказалось возможным провести только с данными для тантала из работы [10]. На рис.2 показаны спектры нейтронов, неупруго рассеянных танталом на угол 90° с начальными энергиями 5 – 7 МэВ. Рисунок демонстрирует хорошее согласие результатов настоящей работы и работы [10] во всем диапазоне энергий рассеянных нейтронов.

Об измерениях угловых распределений неупругорассеянных нейтронов сообщается в работах [11, 14]. Данные по висмуту для интервала $E' = 0,5 - 4,0$ МэВ при $E_0 = 6,04$ МэВ приводятся в работе [11]. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на висмуте, полученные в настоящей работе при энергии $E_0 = 5,97$ МэВ и проинтегрированные в том же интервале энергий рассеянных нейтронов, показывают такой же характер угловой зависимости. Однако интегрирование в таком большом интервале не позволяет заметить многие детали угловой зависимости. Качественно данные настоящей работы совпадают с данными работы [14] по реакции $^{209}\text{Bi}(n,n)$ при энергии 9,1 МэВ, однако количественное сравнение затруднено из-за заметной разницы в начальных энергиях.

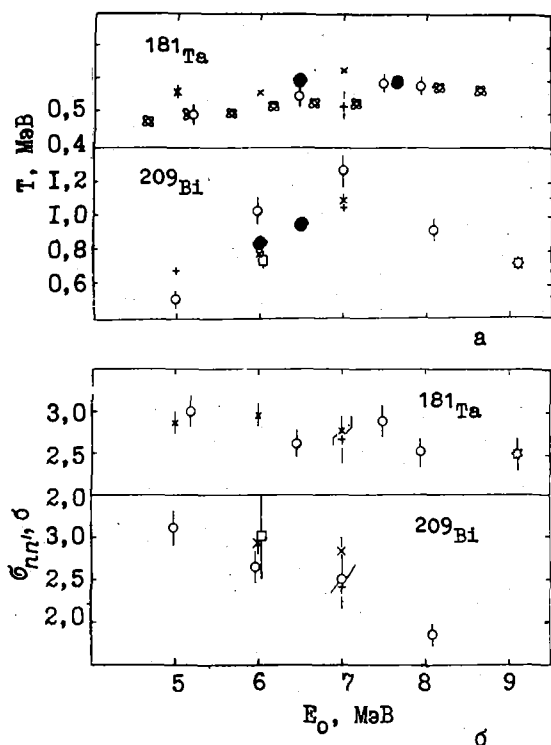


Рис.1. Параметр T (а) и полные сечения неупругого рассеяния (σ). Данные работ: \circ - настоящей; $+ - /9/$; $\times - /10/$; $\square - /11/$; $\bullet - /12/$; $\boxtimes - /13/$; $\star - /14/$

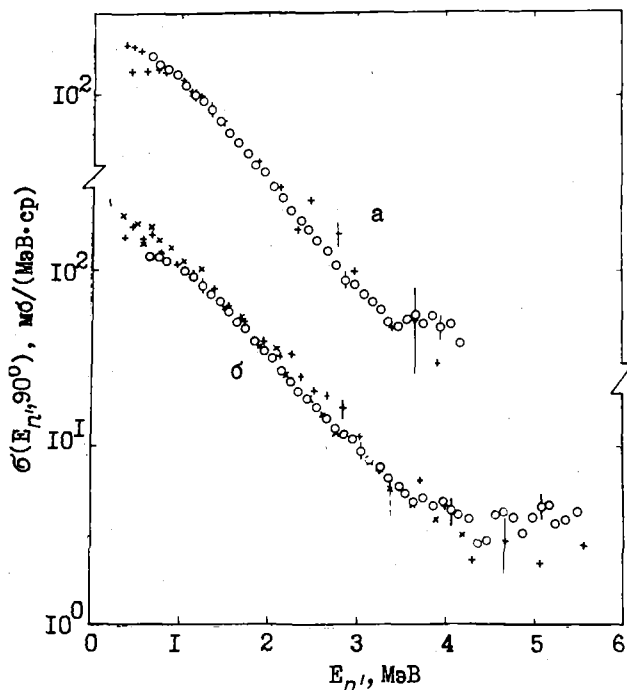


Рис.2. Сечение неупругого рассеяния нейтронов танталом на угол 90° . Данные работ для области а: \circ - настоящей, $E_0 = 5,19$ МэВ; $+ - /10/$, $E_0 = 4,997$ МэВ; для области б: \circ - настоящей, $E_0 = 6,47$ МэВ; \times и $+ - /10/$, E_0 равно 5,98 и 6,97 МэВ соответственно

Список литературы

1. Day Day N. WRENDA-81/82, INDC(SEC)-78/URSF. Vienna: IAEA, 1981.
2. Симаков С.П. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.2(41), с.8.
3. Симаков С.П. и др. Там же, 1981, вып. 5(44), с. 23.
4. Grundl J., Eisenhaver C. IAEA-208, 1978, v. 1, p. 53.
5. Барыба В.Я. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Реакторостроение, 1977, вып.5(19), с.45.
6. Horsley A. Nucl. Data, 1966, v. A2, p.243.
7. Симаков С.П. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.4(39), с.7; Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.). Ч.1. М: ЦНИАтоминформ, 1980, с. 320; Атомная энергия, 1981, т.51, с.244.
8. Holmqvist B., Wiedling T. Report AE-430. Studsvik, 1971. Buccino S.G., Hollandsworth C.E. e.a. Z. Phys., 1966, Bd 196, S.103; Zafirators C.D., Oliphant T.A. e.a. Phys. Rev. Letters, 1965, v.14, p.913; Beyster J.R., Walt M., Salmi E.W. Phys. Rev., 1956, v.104, p.1319.
9. Thomson D.B. Phys. Rev., 1963, v. 129, p. 1649.
10. Owens R.O., Towle J.H. Nucl. Phys., 1968, v. A112, p.337.
11. Wilenzick R.M., Seth K.K. e.a. Ibid., 1965, v. 62, p. 511.
12. Buccino S.G., Hollandsworth C.E. e.a. Ibid., 1964, v. 60, p. 17.
13. Tsukada K., Tanaka S. e.a. Ibid., 1966, v. 78, p. 369; Мацуама М. Ibid., 1969, v.78, p. 369.
14. Биряков Н.С., Журавлев Б.В. и др. Ядерная физика, 1974, т.19, с.1190.

Статья поступила в редакцию 29 июля 1982 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИОАКТИВНОГО НУКЛИДА ${}^7\text{Be}$ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ и ${}^{10}\text{B}$ С ${}^3\text{He}$

С.Н.Абрамович, Б.Я.Гужовский, В.А.Перешивкин

INTEGRAL CROSS-SECTIONS MEASUREMENTS FOR THE ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, d){}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, t){}^7\text{Be}$, ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha n){}^7\text{Be}$ and ${}^{10}\text{B}({}^3\text{He}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Be}$ -REACTIONS. The integral cross-sections of the reactions ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, d){}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, t){}^7\text{Be}$, ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha n){}^7\text{Be}$ and ${}^{10}\text{B}({}^3\text{He}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Be}$ were obtained for ions ${}^3\text{He}$ energies between 2 and 8 MeV. Beams of ions ${}^3\text{He}^+$ and ${}^3\text{He}^{++}$ were obtained from the Van-de-Graaff accelerator. Thin targets of LiF, Be and B, were produced by evaporation onto aluminium backings. The ${}^7\text{Be}$ activity in the targets was measured by a Ge(Li)-detector.

В связи с разработкой управляемых термоядерных реакторов возникла потребность в знании основных характеристик ядерно-физических процессов, сопровождающих работу этих реакторов. Интерес представляют не только реакции, обеспечивающие энергетику этих реакторов, но и процессы, приводящие к образованию долгоживущих радиоактивных ядер, которые могут быть источником радиоактивного загрязнения среды. С этой точки зрения опасным является наработка радионуклида ${}^7\text{Be}$, который может возникать в результате ядерных реакций, вызываемых быстрыми заряженными частицами на возможных компонентах зоны горения и blankets этих реакторов: гелии, бериллии, изотопах лития и бора. Настоящая работа является продолжением цикла исследований [1] ядерных реакций, приводящих к образованию ${}^7\text{Be}$.

В табл. I приведены энергии Q и пороги $E_{\text{пор}}$ исследованных каналов реакций, приводящих к образованию ${}^7\text{Be}$ при взаимодействии ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ и ${}^{10}\text{B}$ с ${}^3\text{He}$. Там же приведены данные о возможных (в исследуемом диапазоне энергий $E_{{}^3\text{He}} = 2 - 8$ МэВ) фоновых реакциях на фторе, углероде и кислороде. Фтор входит в состав литиевых мишеней, а кислород и углерод образуют возможное загрязнение мишеней и подложек. На основном материале подложек (алюминии) в исследуемом диапазоне энергии ${}^3\text{He}$ реакция с образованием ${}^7\text{Be}$ энергетически невозможна.

В табл. I приведены также максимальные углы, под которыми в исследуемом диапазоне энергий могут лететь ядра отдачи ${}^7\text{Be}$. Из данных таблицы видно, что все родившиеся в реакциях ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, d){}^7\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, t){}^7\text{Be}$ ядра ${}^7\text{Be}$ летят в переднем полупространстве и будут заторможены и остановлены в толще мишени или в подложке. В случае же реакций ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha n){}^7\text{Be}$ и ${}^{10}\text{B}({}^3\text{He}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Be}$ возможен вылет части родившихся ядер ${}^7\text{Be}$ на угол $\theta > 90^\circ$, т.е. в заднее полупространство. Оценка утечки ядер ${}^7\text{Be}$ в предположении изотропного углового распределения в системе центра масс показала, что этот эффект для реакции ${}^{10}\text{B}({}^3\text{He}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Be}$ не превышает 7%, а для реакции ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha n){}^7\text{Be}$ колеблется от 1,5 до 5% в зависимости от толщины мишени и энергии налетающих ионов.

Полные сечения образования ${}^7\text{Be}$ в исследуемых реакциях измерялись, как и ранее [1], активационным методом, состоящим в накоплении ядер отдачи ${}^7\text{Be}$ в мишени и подложке при облучении ускоренными ионами ${}^3\text{He}$ и последующей спектрометрии γ -квантов с $E_\gamma = 478$ кэВ из распада накопленных ядер ${}^7\text{Be}$ с помощью Ge(Li)-детектора.

Некоторые характеристики исследуемых реакций

Таблица I

Реакция	Q , МэВ	$E_{\text{пор}}$, МэВ	θ_{max} , град	Реакция	Q , МэВ	$E_{\text{пор}}$, МэВ	θ_{max} , град
${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, d){}^7\text{Be}$	0,113	-	51,6	${}^{16}\text{O}({}^3\text{He}, {}^{12}\text{C}){}^7\text{Be}$	-5,576	6,621	180
${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, t){}^7\text{Be}$	-0,880	1,257	66,5	${}^{17}\text{O}({}^3\text{He}, {}^{13}\text{C}){}^7\text{Be}$	-4,774	5,616	180
${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha n){}^7\text{Be}$	0,013	-	180	${}^{18}\text{O}({}^3\text{He}, {}^{14}\text{C}){}^7\text{Be}$	-4,642	5,415	180
${}^{10}\text{B}({}^3\text{He}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Be}$	-2,874	3,736	180	${}^{19}\text{F}({}^3\text{He}, {}^{15}\text{N}){}^7\text{Be}$	-2,428	2,811	180
${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, {}^8\text{Be}){}^7\text{Be}$	-5,781	7,226	41,3				

В измерениях использовали пучки ионов ${}^3\text{He}^+$ и ${}^3\text{He}^{++}$ электростатического ускорителя ЭГ-5. Анализ по массам ионного пучка ускорителя с помощью магнитного анализатора показал присутствие заметных количеств первой H^+ и второй HN^+ масс водорода. Это обстоятельство вызывает необходимость проверки чистоты пучка однозарядных ионов ${}^3\text{He}^+$ относительно третьей массы водорода HNN^+ . Максимальная энергия ускоренных протонов в HNN^+ ниже порогов образования ${}^7\text{Be}$ на всех исследуемых материалах. Следовательно, присутствие ионов HNN^+ в пучке ${}^3\text{He}^+$ может привести только к искажениям в измерении потока бомбардирующих ионов ${}^3\text{He}^+$, так как он определялся по величине заряда, перенесенного ионным пучком на мишень. В связи с этим авторы измерили выход ${}^{12}\text{N}$ из реакции ${}^{10}\text{B}({}^3\text{He}, n){}^{12}\text{N}$ на одно и то же количество заряда, перенесенного пучком на мишень, при разных составах газа, которым заполняли ионный источник: вначале чистым ${}^3\text{He}$, а потом смесью 20% ${}^3\text{He}$ и 80% H_2 . Одинаковость выхода ${}^{12}\text{N}$ (в пределах статистических ошибок) в обоих случаях позволяет оценить верхнюю границу концентрации ионов HNN^+ в пучке ${}^3\text{He}^+$ на уровне 2,5%.

Другая возможная погрешность в измерении потока бомбардирующих ионов ${}^3\text{He}^+$ связана с процессом "обдирки" электрона с иона ${}^3\text{He}^+$ на остаточном газе вакуумной системы ускорителя. Совпадение (в пределах погрешностей) сечений реакций ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, d){}^7\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, t){}^7\text{Be}$ при энергиях налетающих ионов $E_{{}^3\text{He}} = 4$ МэВ в измерениях с ионами ${}^3\text{He}^+$ и ${}^3\text{He}^{++}$ указывает на малость этого эффекта.

В измерениях использовали мишени, представляющие собой тонкие слои исследуемого материала, нанесенные на толстые подложки методом испарения в вакууме. Определение толщин мишеней производили с помощью относительного взвешивания каждого вида мишеней между собой по нейтронному выходу из (p, n) -реакции и последующей абсолютизации по эталонным мишеням, как и в работе [1]. Абсолютную толщину эталонных мишеней определяли путем взвешивания на аналитических весах ВМ-20 с точностью 2-5%. Для изготовления литиевых мишеней использовали фторид лития природного состава и обогащенного изотопом ${}^6\text{Li}$ (степень обогащения $90,6 \pm 0,3\%$). Борные мишени изготовляли из элементарного бора, обогащенного изотопом ${}^{10}\text{B}$ (степень обогащения 84%). При взвешивании мишеней по выходу нейтронов из (p, n) -реакции была измерена и их неоднородность, которая не превышала 2%. Энергетическую толщину мишеней ΔE_M вычисляли по тормозным способностям ${}^3\text{He}$, которые определялись по тормозным способностям α -частиц, приведенных в работе [2].

В качестве эффективной энергии принимали значения $E_{\text{эф}} = E_{{}^3\text{He}} - 1/2 \Delta E_M$, где $E_{{}^3\text{He}}$ - энергия ускоренных ионов перед мишенью.

Облученные мишени после выдержки в течение нескольких суток помещали по очереди в центр торца $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора типа ДГДК-35В, помещенного в свинцовую защиту. Импульсы, возбуждаемые в детекторе β -квантами, после низкошумящего предусилителя и усилителя, обеспечивающего оптимальную фильтрацию и формировку, поступали на смещенный усилитель, к выходу которого подсоединены два одноканальных анализатора. Ширины окон анализаторов установлены равными. Нижний порог одного из них подобран таким образом, чтобы он регистрировал импульсы, соответствующие пику полного поглощения β -квантов с $E_\beta = 478$ кэВ. Нижний порог второго анализатора равен верхнему порогу первого. Таким образом определялась фоновая скорость счета. Вклад фона после трехступенчатой выдержки не превышал 1%.

Для исключения возможных систематических ошибок определение сечений исследуемых реакций производили методом отношения сечений [1]. В качестве эталонной использовали хорошо исследованную реакцию ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Одну из литиевых мишеней (в дальнейшем будем называть ее эталонной) облучили достаточно большим потоком протонов с $E_p = 3,5$ МэВ. Скорость счета N_0 при регистрации β -квантов с $E_\beta = 478$ кэВ от этой мишени, измеренная в момент t относительно конца облучения, связана с сечением реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ соотношением $N_0(t) = f(t) n_0 \sigma_{pn} Q_0 \eta \lambda \Delta \phi \epsilon$, где $f(t) = \exp(-\lambda t)$ - функция, учитывающая распад ${}^7\text{Be}$ за время от конца облучения до момента измерения; n_0 - поверхностная плотность ядер ${}^7\text{Li}$ в мишени; σ_{pn} - полное сечение образования ${}^7\text{Be}$ в реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$; Q_0 - полный поток протонов, упавших на мишень за время облучения; η - вероятность вылета β -кванта при распаде ${}^7\text{Be}$; λ - постоянная распада ${}^7\text{Be}$; $\Delta \phi \epsilon$ - полная эффективность детектора.

Поправка на распад ${}^7\text{Be}$ за время облучения пренебрежимо мала, так как время облучения (около 0,5 ч) много меньше периода полураспада ${}^7\text{Be}$. Такое же соотношение устанавливается между скоростью счета $N_1(t)$, обусловленной i -й реакцией, приводящей к образованию ${}^7\text{Be}$, и сечением

этой реакции σ_i в случае, когда реакция с образованием ${}^7\text{Be}$ возможна только на одном компоненте мишени. Очевидно, что отношение

$$N_1(0)/N_0(0) = n_1 \sigma_i Q_i / n_0 \sigma_{\text{pn}} Q_0 \quad (1)$$

уже не включает неизвестные величины, кроме σ_i . Тогда

$$\sigma_i = \sigma_{\text{pn}} [N_1(0)n_0 Q_0] / [N_0(0)n_1 Q_i] \quad (2)$$

Когда два компонента мишени при облучении образуют ${}^7\text{Be}$, формулы (1) и (2) заменяются несколько более сложными. Получим эти выражения для литиевых мишеней:

$$\sigma^6 = n_0 \sigma_{\text{pn}} Q_0 / N_0(0) [N_k(0)/n_k^7 Q_k - N_1(0)/n_1^7 Q_1] (n_k^6/n_k^7 - n_1^6/n_1^7)^{-1};$$

$$\sigma^7 = n_0 \sigma_{\text{pn}} Q_0 / N_0(0) [N_1(0)/n_1^6 Q_1 - N_k(0)/n_k^6 Q_k] (n_1^7/n_1^6 - n_k^7/n_k^6)^{-1},$$

где σ^6 , σ^7 - сечения реакции на ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ соответственно; n_k^7 , n_i^7 , n_k^6 , n_i^6 - поверхностные плотности ${}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$ для k -й и i -й мишеней (причем во всех величинах индекс i указывает на принадлежность мишени с природным изотопным составом, а индекс k - на принадлежность мишени, обогащенной изотопом ${}^6\text{Li}$). Статистические погрешности сечений определялись по формуле

$$\Delta\sigma = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial\sigma}{\partial x_i}\right)^2 \Delta x_i^2},$$

где x_i - параметры, входящие в выражения для сечений и имеющие случайные погрешности.

При энергиях $E_{\text{He}} > 2,811$ МэВ энергетически возможна реакция ${}^{18}\text{F}({}^3\text{He}, {}^{15}\text{N}){}^7\text{Be}$. Это обстоятельство требует оценки возможного вклада этой реакции при использовании мишеней из фторидов. Для этой цели было проведено экспериментальное измерение этого вклада при $E_{\text{He}} = 7$ МэВ на мишени из CaF_2 . Результаты показали, что вклад этого процесса в активности мишеней из фторидов лития не превышал 0,1%. При этой же энергии был измерен вклад в активности исследуемых мишеней от реакций на возможных загрязнениях материала подложек (компоненты воздуха, углерод из паров масла и т.д.). Для этой цели подложки активизировали приблизительно таким же потоком ${}^3\text{He}$ и в тех же условиях, что и рабочие мишени. В спектре не был обнаружен пик с $E_{\gamma} = 478$ кэВ. Верхняя граница оценивалась на уровне менее 0,5% от активности рабочих мишеней.

Полная систематическая ошибка полученных сечений включает, таким образом, следующие компоненты:

- погрешность эталонного сечения $\sigma_{\text{pn}} = 290 \pm 15$ мб [3];
- погрешность абсолютного взвешивания эталонной мишени $\Delta n_0/n_0 = \pm 5\%$;
- погрешность активности эталонной мишени $\Delta N_0(0)/N_0(0) \leq 1\%$;
- погрешность измерения отношения потоков протонов на эталонную мишень и ионов ${}^3\text{He}$ на рабочей мишени не более 2,5% при работе с однозарядными ионами ${}^3\text{He}^+$;
- для мишеней из фторида лития, обогащенного изотопом ${}^6\text{Li}$, возникает погрешность, определяемая ошибкой в содержании ${}^7\text{Li}$ в связи с тем, что абсолютизация осуществляется по реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Эта погрешность составляет 3,2%;
- погрешность, связанная с вылетом ${}^7\text{Be}$ из слоя назад, в реакциях ${}^{10}\text{Be}({}^3\text{He}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha n){}^7\text{Be}$ составляет 7 и 1,5-5% соответственно.

Полная ошибка измерения находилась как корень из сумм квадратов всех компонентов систематической и статистической ошибок.

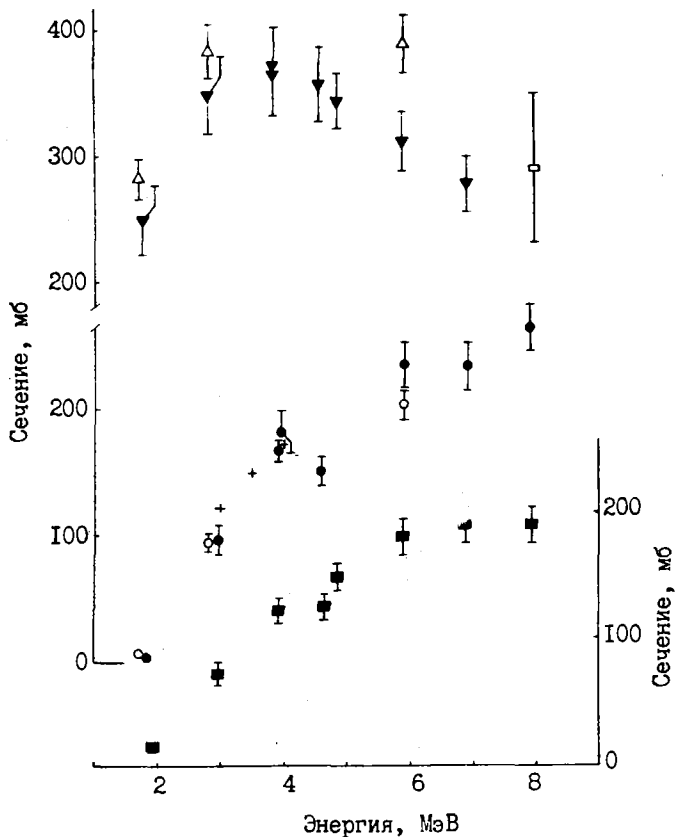
Полученные значения сечения образования ${}^7\text{Be}$ в исследуемых реакциях и полные погрешности измерения приведены в табл. 2 и на рисунке. Заметим, что для вычислений сечений реакции ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, d){}^7\text{Be}$ при $E_{\text{He}} = 5$ МэВ и реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, t){}^7\text{Be}$ при $E_{\text{He}} = 8$ МэВ учет эффекта от примесей в первом случае ${}^7\text{Li}$ и во втором ${}^6\text{Li}$ производился с помощью интерполяции соответствующих сечений на примесях, так как в этих точках экспериментального измерения их не было сделано. Об-

рацает на себя внимание малая величина сечения реакции $^{10}\text{Be}(^3\text{He}, ^6\text{Li})^7\text{Be}$, которая существенно превышает уровень погрешности лишь при максимальной энергии ускоренных ионов $E_{^3\text{He}} = 7$ МэВ. При этом относительная энергия в выходном канале $\tilde{E} = [m(^{10}\text{B})] / [m(^3\text{He}) + m(^{10}\text{B})] E_{^3\text{He}} + Q = 2,511$ МэВ еще существенно ниже энергии кулоновского барьера: $V \approx 1,09 [Z(^7\text{Be}) Z(^6\text{Li})] / [\sqrt{1/A(^7\text{Be})} + \sqrt{1/A(^6\text{Li})}] = 3,51$ МэВ. Малость сечения этой реакции объясняется, по-видимому, низкой прозрачностью кулоновского барьера в выходном канале.

Таблица 2

Сечения образования радиоактивного нуклида ^7Be при взаимодействии ^6Li , ^7Li , ^9Be и ^{10}B с ^3He

Заряд- ность ионов	$E_{^3\text{He}}$, МэВ	$^6\text{Li}(^3\text{He}, d)^7\text{Be}$		$^7\text{Li}(^3\text{He}, t)^7\text{Be}$		$^9\text{Be}(^3\text{He}, \alpha n)^7\text{Be}$		$^{10}\text{B}(^3\text{He}, ^6\text{Li})^7\text{Be}$	
		$E_{\text{эф}}$, МэВ	$\sigma \pm \Delta\sigma$, мб	$E_{\text{эф}}$, МэВ	$\sigma \pm \Delta\sigma$, мб	$E_{\text{эф}}$, МэВ	$\sigma \pm \Delta\sigma$, мб	$E_{\text{эф}}$, МэВ	$\sigma \pm \Delta\sigma$, мб
+	2	1,75	249±29	1,83	3,3±0,5	1,89	15±2,5	-	-
+	3	2,79	349±34	2,94	97±11	2,96	72±9	-	-
+	4	3,83	364±29	3,95	182±17	-	-	-	-
++	4	3,85	373±30	3,92	168±8,4	3,93	122±10	3,96	4,2±3,3
+	4,7	4,56	357±29	4,61	151±11	4,64	125±12	4,64	4,5±4,5
++	5	4,84	344±23	-	-	4,86	149±13	4,95	2±2,3
++	6	5,88	311±24	5,91	236±18	5,88	181±14	5,91	0,74±0,6
++	7	6,89	278±22	6,92	235±18	6,89	190±15	6,95	3,8±1
++	8	-	-	7,93	266±18	7,95	190±14	-	-



Сравним полученные результаты с литературными данными. В работе [47] приведены сечения образования ^7Be в реакциях $^6\text{Li}(^3\text{He}, d)^7\text{Be}$ и $^7\text{Li}(^3\text{He}, t)^7\text{Be}$, измеренные с помощью аналогичной методики. Данные из работы [47] находятся с нашими результатами в удовлетворительном согласии, хотя сечения реакции $^6\text{Li}(^3\text{He}, d)^7\text{Be}$ из работы [47] систематически превышают наши результаты на 15-25%.

Полные сечения образования ^7Be . Реакция $^6\text{Li}(^3\text{He}, d)^7\text{Be}$: \blacktriangledown - настоящая работа; Δ - [47]; \square - [67]. Реакция $^7\text{Li}(^3\text{He}, t)^7\text{Be}$: \bullet - настоящая работа; \circ - [47]; $+$ - [57] (после деления на 2,5). Реакция $^9\text{Be}(^3\text{He}, \alpha n)^7\text{Be}$: \blacksquare - настоящая работа

Информация о полных сечениях образования ${}^7\text{Be}$ в реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, t){}^7\text{Be}$ при энергиях $E_{{}^3\text{He}}$, равных 3, 3,5 и 4 МэВ, может быть извлечена из результатов работы [5], в которой измерены абсолютные дифференциальные сечения этой реакции для групп тритонов t_0 и t_1 , соответствующих ядерно-стабильным состояниям ${}^7\text{Be}$. Для этой цели провели интегрирование этих дифференциальных сечений и получили полные сечения образования ${}^7\text{Be}$: $\sigma(3 \text{ МэВ}) = 300 \text{ мб}$; $\sigma(3,5 \text{ МэВ}) = 370 \text{ мб}$; $\sigma(4 \text{ МэВ}) = 420 \text{ мб}$. Причина такого сильного расхождения с нашими данными (в 2-3 раза) объясняется, по-видимому, неправильным предположением о химическом составе мишени.

Авторы работы [5] исходят из того, что состав мишени, полученной испарением в вакууме карбоната лития, соответствует формуле Li_2CO_3 . Как известно, карбонат лития разлагается при температуре, более низкой, чем температура интенсивного испарения. Изготовленная таким образом мишень, по-видимому, имеет состав Li_2O . После введения поправки, учитывающей это обстоятельство, результаты работы [5] удовлетворительно согласуются с нашими данными. В работе [6] измерены абсолютные дифференциальные сечения реакции ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, d){}^7\text{Be}$ для групп дейтронов d_0 и d_1 , соответствующих ядерно-стабильным состояниям ${}^7\text{Be}$, при энергиях $E_{{}^3\text{He}}$, равных 8, 10, 14 и 18 МэВ. Предполагая, что сечение этой реакции при переходе с 7 к 8 МэВ меняется не очень сильно, можно сравнить наши данные $\sigma(7 \text{ МэВ}) = 278 \pm 19 \text{ мб}$ и результат интегрирования дифференциальных сечений из работы [6] $\sigma(8 \text{ МэВ}) = 290 \pm 60 \text{ мб}$ и признать их согласие удовлетворительным. Данные о сечениях образования ${}^7\text{Be}$ при взаимодействии ${}^3\text{He}$ с ${}^9\text{Be}$ и ${}^{10}\text{B}$ в литературе отсутствуют.

В заключение отметим, что основной вклад в возможное накопление радионуклида ${}^7\text{Be}$ в управляемых термоядерных реакторах дают вторичные реакции между изотопами лития и быстрыми ядрами ${}^1, 2, 3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$, полные сечения которых достаточно велики (100-300 мб) по сравнению с сечениями других реакций. Это обстоятельство необходимо учитывать при расчетах физических процессов в управляемых термоядерных реакторах.

Список литературы

1. Гужовский Б.Я., Абрамович С.Н., Звинигородский А.Г. и др. Полные сечения реакций ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}(d, 2n){}^7\text{Be}$ и ${}^6\text{Li}(t, 2n){}^7\text{Be}$. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, № 9, с.1983-1987.
2. Немец О.Ф., Гофман Д.В. Справочник по ядерной физике. Киев: Наукова думка, 1975.
3. Gibbons J.H., Macklin R.L. Total neutron yields from light elements under proton and alpha bombardment. - Phys. Rev., 1959, v. 114, N 2, p. 571-580.
4. Pyle R.V., Ruby L., Sterbentz J.W. Measurement of the ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, d){}^7\text{Be}$ and ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, t){}^7\text{Be}$ cross-sections. - Trans. Amer. Nucl. Soc., 1978, v. 30, N 12-16, p. 623-625.
5. Orihara H., Nakagawa T., Ueno H. e.a. The $({}^3\text{He}, t)$ -reactions on ${}^7\text{Li}$ and ${}^9\text{Be}$ from 2,0 to 4,2 MeV. - Nucl. Phys., 1969, v. A139, N 1, p. 226-240.
6. Lüdecke H., Tan Wan-Tjin, Werner H., Zimmer J. The reactions ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, {}^3\text{He}_0){}^6\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(d, d_0){}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}(d, d_0){}^7\text{Li}$ and ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, d_{0,1}){}^7\text{Be}$. - Ibid., 1968, v. A109, N 3, p. 676-688.

Статья поступила в редакцию 23 августа 1982 г.

УДК 539.172.16+08

ВЫХОДЫ РАДИОАКТИВНЫХ НУКЛИДОВ ДЛЯ ТОЛСТОЙ МИШЕНИ
ПРИ ЭНЕРГИИ α -ЧАСТИЦ 44 МэВ

П.П.Дмитриев, Г.А.Молин

RADIOACTIVE NUCLIDE YIELDS FOR THICK TARGET AT 44 MeV α -PARTICLE ENERGY. Experimental results on the radioactive nuclide yields at irradiating thick targets with α -particle for the energy of 44 MeV have been presented. The 215 yield values have been measured for the 145 radionuclides. The radionuclide formation reactions have been given. This work has been carried out at the cyclotron in the Institute of Physics and Power Engineering.

В работах [1,2] приведены экспериментальные выходы радионуклидов, которые образуются при облучении толстых мишеней из различных химических элементов протонами и дейтронами с энергией 22 МэВ: в работе [1] дано 188 значений выхода для 140 радионуклидов при облучении протонами, в работе [2] - 208 значений выхода для 151 радионуклида при облучении дейтронами. В настоящей работе приведены измеренные выходы радионуклидов для толстой мишени при энергии α -частиц 44 МэВ: 215 значений выхода для 145 радионуклидов. Работа выполнена на циклотроне ФЭИ.

Выходы радионуклидов при облучении толстых мишеней заряженными частицами являются ядерными константами и широко используются в различных прикладных и исследовательских задачах. В рамках международного сотрудничества по обмену интегральными ядерными данными на заряженных частицах национальные центры по ядерным данным некоторых стран собирают данные о выходах радионуклидов для толстых мишеней и обмениваются этими данными, используя международный обменный формат ЭКСФОР (EXFOR). Ссылки на публикации, где имеются данные о выходах радионуклидов для толстой мишени, приведены в библиографическом сборнике [3]; там же указаны работы, результаты которых записаны в формате ЭКСФОР.

Выходы радионуклидов приведены в табл. I. В отличие от работ [1,2] в ней не указано испускание частиц трития (t) и ^3He (τ), поскольку энергетические пороги эквивалентных реакций с испусканием частиц $p2n$ и $2pn$ для всех элементов значительно ниже 44 МэВ и поэтому вклад реакций типов ($\alpha p2n$) и ($\alpha 2pn$) в выход радионуклида должны значительно превышать вклад реакций типов (αt) и ($\alpha \tau$).

Таблица I

Выходы радиоактивных нуклидов для толстой мишени
при энергии α -частиц 44 МэВ

Радио-нуклид	Мишень	Испускаемые частицы	Выход, МБк/(мкА·ч)	Радио-нуклид	Мишень	Испускаемые частицы	Выход, МБк/(мкА·ч)
^7Be	Be	$\alpha 2n$	92(12)-3		Mg	$\alpha 2n + \alpha pn$	14,7(2,1)-4
^{11}C	Be	$2n$	78(11)+1		Al	$2\alpha n$	63(9)-4
	B	$p2n, p3n$	20(2)+2	^{24}Na	Mg	$3pn, \alpha p, \alpha pn$	72(10)-1
	C	$\alpha n, \alpha 2n$	10(1)+2		Al	$\alpha 2pn$	78(11)-3
	N	$\alpha p2n$	59(6)	^{28}Mg	Mg	$2p$	85(12)-3
^{13}N	B	$n, 2n$	41(4)+1		Al	$3p$	11,5(1,6)-3
	C	$p2n, p3n$	23,2(2,3)+1	^{26}Al	Mg	$pn, p2n$	10,7(1,7)-8
	N	$\alpha n, \alpha 2n$	23,4(2,3)+1	^{43}K	K	$2p$	12,6(1,8)-1
^{18}F	N	αn	18,5(1,9)	^{44}mSc	K	n	28(4)-2
	O	$pn+2n, p2n+3n$	63(7)+1	^{46}Sc	Ca	p, pn	15,2(2,5)-3
	F	αn	81(8)+1		Ti	$3pn, \alpha p, \alpha pn$	59(9)-4
	Na	$2\alpha n$	56(8)	^{47}Sc	Ca	p	59(9)-2
^{22}Na	Na	αn	18,5(2,5)-3	^{71}As	Ga	$2n, 4n$	20(3)
	Ti	$3pn, \alpha p, \alpha pn$	42(6)-2	^{72}As	Ga	$n, 3n$	39(6)
^{48}V	Sc	n	83(11)-2				

Продолжение табл. I

Радио- нуклид	Мишень	Испускаемые частицы	Выход, МБк/(мкА·ч)	Радио- нуклид	Мишень	Испускаемые частицы	Выход, МБк/(мкА·ч)		
49 _V	Tl	p _n +2n, p _{2n} +3n	46(6)-2	73 _{As}	Ga	2n	48(6)-2		
	Tl	p+n, p _n +2n, p _{2n} +3n	92(15)-3		Ge	p+n, p _{2n} +3n, p _{3n} +4n	33,2(4,3)-2		
	V	α2n	11,5(2,1)-3		74 _{As}	Ga	n	46(6)-2	
51 _{Cr}	Tl	n, 2n, 3n	89(II)-2	72 _{Se}	Ge	p _n , p _{2n} , p _{3n}	66,8(8,7)-I		
	Cr	2p _n +p _{2n} +3n, αn, α2n	71(8)-2		As	αn	70(9)-2		
52 _{Mn}	V	3n	29,2(3,5)-I	75 _{Se}	Ge	2n, 4n	11,7(I,7)-I		
	Cr	p _n +2n, p _{3n} +4n	41(5)-2		Ge	n, 2n, 3n	30,1(4,5)-2		
54 _{Mn}	V	n	63(7)-3	76 _{Br}	As	3n	56(7)		
	Cr	p _n , p _{2n}	22(3)-2		Se	p _n +2n, p _{3n} +4n	12,6(I,6)-I		
56 _{Mn}	Cr	p, p _n +2n	67(10)-I	77 _{Br}	As	2n	29(4)		
	Mn	2p _n	11,5(I,9)		Se	p+n, p _{2n} +3n, p _{3n} +4n	19,1(2,5)-I		
52 _{Fe}	Cr	2n, 4n	34(5)-2	82 _{Br}	Se	p _n , p _{3n}	26,2(3,4)-I		
55 _{Fe}	Cr	n, 2n, 3n	30(5)-3	79 _{Kr}	Se	n, 2n, 3n	11,8(I,8)		
	Fe	2p _n +p _{2n} +3n, αn	56(9)-3		83 _{Rb}	Br	2n	61(9)-2	
55 _{Co}	Mn	4n	95(14)-3	84 _{Rb}	Br	n	28(4)-2		
	Fe	p _{2n} +3n	11,8(I,7)-I		87 _m _Y	Rb	2n, 4n	77(10)	
56 _{Co}	Mn	3n	56(8)-2	87 _Y	Rb	2n, 4n	15,6(2,1)		
	Fe	p _n +2n, p _{3n} +4n	56(8)-3		Y	α2n	59(8)-2		
	Ni	α2n+αp _n	35(5)-3		88 _Y	Rb	n, 3n	30(4)-2	
57 _{Co}	Mn	2n	71(9)-2	Sr		p _n , p _{2n} , p _{3n}	44(6)-3		
	Fe	p+n, p _{2n} +3n	15(2)-2	Y		αn	46(6)-3		
58 _{Co}	Co	α2n	28(4)-3	88 _{Zr}	Sr	2n, 3n, 4n	17,1(2,4)-2		
	Ni	αp+αn, αp _{2n}	89(13)-3		89 _{Zr}	Sr	n, 2n, 3n	21(3)	
	58 _{Co}	Mn	n		48(6)-2	91 _m _{Nb}	Zr	p _{2n} +3n, p _{3n} +4n	44,4(6,2)-2
		Fe	p _n , p _{2n}		11,2(I,4)-I		92 _m _{Nb}	Y	n
60 _{Co}	Co	αn	37(5)-2	95 _{Nb}	Zr	p _n , p _{2n} , p _{3n}	25,8(3,5)-2		
	Ni	αp _n	44(6)-3		Zr	p, p _{2n}	72(10)-3		
	Co	2p _n	33(5)-4		96 _{Nb}	Zr	p _n , p _{3n}	15,1(2,2)-I	
57 _{Ni}	Ni	αp, αp _n	44(7)-4	93 _m _{Mo}	Zr	n, 2n, 3n	35(5)		
	Fe	n, 3n	43(6)-2		99 _{Mo}	Zr	p+n	61(9)-3	
64 _{Cu}	Cu	αn	16,9(2,2)-I	95 _m _{Tc}	Nb	2n	11,2(I,3)-2		
62 _{Zn}	Ni	2n, 3n, 4n	89(12)-I		Mo	p, p _{2n} , p _{3n}	21(2,5)-3		
	65 _{Zn}	Ni	n, 2n	81(II)-4	96 _{Tc}	Nb	n	35,8(4,3)-I	
Cu		p _n +2n, p _{3n} +4n	35(4)-2	Mo		p _n , p _{2n} , p _{3n}	11,9(1,6)-I		
Zn		2p _n +p _{2n} +3n, αn, α2n	52(7)-3	97 _{Ru}		Mo	n, 2n, 3n, 4n	82(12)-I	
66 _{Ga}	Cu	n, 3n	67(8)		103 _{Ru}	Mo	n	11,5(I,7)-3	
	Zn	p _n +2n, p _{3n} +4n	83(10)	Ru		2p, 2p _n , αn	16,6(2,2)-3		
67 _{Ga}	Cu	2n	96(12)-I	99 _{Rh}	Ru	p+n, p _{2n} +3n, p _{3n} +4n	35(5)-3		
	Zn	p+n, p _{2n} +3n	10,4(I,3)		133 _{Xe}	Cs	3p _n	14,2(2,1)-2	
68 _{Ge}	Zn	2n, 3n, 4n	78(10)-3	127 _{Cs}		I	4n	72(10)-I	
101 _m _{Rh}	Ru	p+n, p _n +2n, p _{2n} +3n, p _{3n} +4n	52(8)-I						
102 _m _{Rh}	Ru	p, p _n , p _{2n} , p _{3n}	43(7)-4						

Продолжение табл. I

Радио- нуклид	Мишень	Испускаемые частицы	Выход, МБк/(мкА.ч)	Радио- нуклид	Мишень	Испускаемые частицы	Выход, МБк/(мкА.ч)	
I02	Rh	αn	22,2(3,3)-4	I29	Cs	I	2n	22,2(3,1)
I05	Rh	p, pn, p2n, p3n	70(II)-4	I32	Cs	Cs	αn	68(10)-2
I06 ^m	Ag	2n	15,3(1,8)-I	I35 ^m	Ba	Cs	pn	47,4(6,2)-I
I09	Ag	$\alpha 2n$	37,2(5,5)-3	I40	La	Ba	p, pn	92(13)-2
I06 ^m	Ag	n	59(7)-2	I40	La	La	2pn	59(8)-3
I08 ^m	Ag	αn	28(4)-2	I39	Ce	Ba	n, 2n, 3n	26,6(4,1)-2
I08 ^m	Ag	2pn, αn	27(4)-6	I40	La	La	p3n+4n	29,6(4,2)-3
I09	Cd	pn+2n, p3n+4n	80(10)-3	I41	Ce	Ba	p+n	26,3(4,1)-2
III	In	2n	II,4(I,4)	I41	Ce	La	pn	32,6(4,9)-3
III	In	p+n, p2n+3n, p3n+4n	10,0(I,3)-I	I42	Pr	La	n	85(12)-I
II4 ^m	In	2pn, αn	74(10)-3	I43	Pr	Pr	2n	II,5(I,7)-2
II3	Sn	n, 2n, 3n, 4n	19,6(2,4)-2	I43	Pr	Nd	pn+2n, p2n+3n	5I,8(7,2)-3
II7 ^m	Sn	n, 3n	55(7)-2	144	Pr	Pr	n	13,7(2,0)-3
II7 ^m	Sn	pn	33(4)-2	144	Pr	Nd	pn, p2n, p3n	36,3(5,2)-4
I24	Sb	pn, p3n	2I(3)-4	I53	Gd	Eu	pn, p3n	44,4(6,7)-3
I18	Te	2pn	17,4(2,5)-3	I53	Tb	Eu	2n, 4n	10,5(I,5)
II8	Te	n, 2n, 3n, 4n	20,4(2,9)-I	I55	Tb	Eu	2n	27,0(3,5)-I
119 ^m	Te	n, 2n, 3n, 4n	13,3(I,9)-I	I56	Tb	Eu	n	48,1(6,5)-2
I21 ^m	Te	n, 2n, 3n	15,5(2,1)-2	165	Tu	Ho	4n	93(II)-I
I21	Te	n, 2n, 3n	48(7)-2	I66	Tu	Ho	3n	17,0(I,9)+I
I23	Te	n, 3n	44(6)-3	I67	Tu	Ho	2n	35,9(4,2)-I
I23	Te	pn, p3n	14,8(I,9)-3	I68	Tu	Ho	n	20,7(2,4)-3
125 ^m	Te	pn	96(13)-4	169	Yb	Er	n, 2n, 3n	48(7)-2
I23	I	2n, 4n	51,5(6,5)	I70	Lu	Tu	p3n+4n	38,8(7,8)-2
I23	I	p+n, p2n+3n, p3n+4n	14,8(I,9)-I	I71	Lu	Tu	3n	23,9(3,6)
I24	I	n, 3n	61,1(7,6)-I	I71	Lu	Tu	2n	37,4(4,9)-I
I24	I	pn, p2n, p3n	48,1(6,0)-3	I71	Lu	Yb	p+n, p2n+3n, p3n+4n	29(4)-2
I25	I	2n	20,4(3,5)-2	I72	Lu	Yb	pn, p2n, p3n	21,5(3,6)-I
I25	I	p+n, pn+2n, p2n+3n, p3n+4n	31,8(5,5)-2	I73	Lu	Yb	p+n, pn+2n, p2n+3n, p3n+4n	56,2(9,6)-3
I26	I	n	17,0(2,1)-2	I74	Lu	Yb	p, pn, p2n, p3n	92(17)-4
I26	I	pn, p2n, p3n	34,8(4,4)-3	I70	Hf	Yb	2n, 4n	57,4(7,8)-I
I30	I	pn, p3n	14,1(I,8)-I	I72	Hf	Yb	2n, 3n, 4n	13,6(2,2)-3
I31	I	p, p2n	15,2(I,9)-2	I73	Hf	Yb	n, 2n, 3n, 4n	18,6(2,6)
I32	I	2p+pn	85(II)-I	I75	Hf	Yb	n, 2n, 3n	34,8(4,8)-2
I27	Xe	n, 2n, 3n	25(4)-2	I75	Hf	Lu	p3n	27,0(5,4)-2
I27	Xe	2pn, αn , $\alpha 2n$	25,2(4,5)-4	198	Au	Pt	p, pn, p3n	20,7(3,0)-2
I77	Ta	2n, 3n	11,5(I,6)	198	Au	Au	2pn	17,0(2,5)-2
I82	Ta	p, 2p+pn	34,0(4,8)-4	199	Au	Pt	p, p2n	48,0(7,4)-3

Окончание табл. I

Радио- нуклид	Мишень	Испускаемые частицы	Выход, МБк/(мкА.ч)	Радио- нуклид	Мишень	Испускаемые частицы	Выход, МБк/(мкА.ч)
I78 _w	Hf	2n, 3n, 4n	I4(2)-2	195 ^m Hg	Pt	n, 2n, 4n	6I(9)-I
I81 _{Re}	Ta	4n	I3,3(I,7)	197 ^m Hg	Pt	n, 2n, 3n	I3,1(2,0)
I82 ^m _{Re}	Ta	3n	89(I2)-I	197 ^m Hg	Pt	n, 2n, 3n	80(I2)-I
I82 _{Re}	Ta	3n	58,4(7,5)	203 ^m Hg	Hg	2p, 2pn, αp+αn	I5,9(2,2)-4
I83 _{Re}	Ta	2n	33,3(4,5)-2	200 ^m Tl	Au	n	II,8(I,7)-I
I84 ^m _{Re}	Ta	n	I6,3(2,2)-4	201 ^m Tl	Hg	p+n, pn+2n, p2n+3n, p3n+4n	44,4(6,8)-I
I84 _{Re}	Ta	n	23(3)-3				
I85 _{Os}	w	n, 2n, 3n	I6,6(2,4)-2				
I88 _{Ir}	Re	n, 3n	70,4(I0,I)-I	202 ^m Tl	Hg	p+n, pn+2n, p2n+3n, p3n+4n	85(I3)-3
I89 _{Ir}	Re	2n	59(9)-2	200 ^m Pb	Hg	2n, 3n, 4n	I4,3(2,I)
I9I _{Pt}	Os	n, 2n, 3n	30,0(4,5)-I	201 ^m Pb	Hg	n, 2n, 3n, 4n	34,4(5,I)
195 _{Au}	Pt	p+n, p2n+3n, p3n+4n	78(I2)-3	203 ^m Pb	Hg	n, 2n, 3n	57,7(8,5)-I
				205 ^m Bi	Tl	2n, 4n	3I,5(4,8)-I
I96 _{Au}	Pt	pn, p2n, p3n	I4,4(2,2)-2	206 ^m Bi	Tl	n, 3n	70,4(II,0)-I
	Au	αn	28(4,2)-2	207 ^m Bi	Tl	2n	I3(2)-4

По данным табл. I легко найти реакции получения радионуклида. Например, при получении ¹¹¹C из углерода испускание частиц αn и α2n означает реакции (ααn) и (αα2n) на ¹²C и ¹³C: ¹²C(ααn)¹¹¹C, ¹³C(αα2n)¹¹¹C. Испускание частиц 3pn, αp, αpn, при получении ²⁴Na из магния дает реакции ²⁴Mg(α3pn)²⁴Na, ²⁵Mg(ααp)²⁴Na, ²⁶Mg(ααpn)²⁴Na. Испускание нейтронов 2n, 3n, 4n при получении ⁶⁸Ge из цинка приводит к реакциям ⁶⁶Zn(α2n)⁶⁸Ge, ⁶⁷Zn(α3n)⁶⁸Ge, ⁶⁸Zn(α4n)⁶⁸Ge.

Знак + в третьем столбце указывает на то, что измерен кумулятивный выход радионуклида: по одной реакции суммы получаемый радионуклид образуется непосредственно, по другой реакции суммы образуется короткоживущее изобарное ядро, которое распадается в получаемый радионуклид. Например, при получении ⁴⁹V из титана испускаются частицы p+n, pn+2n, p2n+3n. При испускании частиц p, pn, p2n образуется ⁴⁹V по реакциям ⁴⁶Ti(αp)⁴⁹V, ⁴⁷Ti(αpn)⁴⁹V, ⁴⁸Ti(αp2n)⁴⁹V; вылет частиц n, 2n, 3n позволяет получить ядро ⁴⁹Cr(T_{1/2} = 41,4 мин), которое распадается в ⁴⁹V: ⁴⁶Ti(αn)⁴⁹Cr → ⁴⁹V; ⁴⁷Ti(α2n)⁴⁹Cr → ⁴⁹V, ⁴⁸Ti(α3n)⁴⁹Cr → ⁴⁹V. В табл. I не указаны реакции радиационного захвата α-частиц (αp) ввиду относительно низкого сечения этих реакций. Очевидно, вклад каждой реакции в выход данного радионуклида может сильно отличаться из-за большого различия средних эффективных сечений реакций и природной распространенности стабильных изотопов-мишеней облучаемого элемента.

Выходы радионуклидов с указанием погрешности (в скобках) даны в последнем столбце табл. I. Третье число со знаком + или - означает степень IO: на IO в этой степени надо умножить величину выхода и погрешность. Отсутствие третьего числа означает, что показатель степени равен нулю. Например, 28(4)+3 означает 28000±4000; 18,3(2,6)-4 соответствует 0,00183±0,00026; 44,6(6,3) - это 44,6±6,3. Показатель степени IO везде выбран так, чтобы первые две цифры величины выхода имели разряды десятков и единиц. Все выходы радионуклидов даны для элементов природного изотопного состава, при облучении химических соединений выход пересчитывался на чистый элемент.

Большинство выходов, приведенных в табл. I, публикуется впервые; лишь некоторые выходы взяты из предыдущих работ авторов [4,5], где выход радионуклидов измерялся в зависимости от энергии α-частиц. Методика измерений выходов описана в работах [5]. Для большинства нуклидов в табл. I период полураспада, энергия и выход β-квантов, использованные при измерении активности, приведены в работах [1,2]. Для 30 нуклидов, которые отсутствуют в работах [1,2], эти данные указаны в табл. 2.

Таблица 2

Характеристики радиоактивных нуклидов, использованные при измерении активности

Нук- лид	Период полу- распада	Энергия γ -кван- тов, кэВ	Выход квантов на распад, %	Нук- лид	Период полу- распада	Энергия γ -кван- тов, кэВ	Выход квантов на распад, %
^{28}Mg	20,93 ч	30,6	95	^{129}Cs	32,06 ч	411,3	21,9
^{52}Fe	8,28 ч	168,8	99	^{153}Tb	2,34 сут	212,1	30,8
^{72}Se	8,4 сут	834	77,4	^{169}Tm	3,07 сут	198	36
^{83}Rb	86,2 сут	552,7	17,8	^{170}Lu	2,0 сут	1280	8,4
$^{91\text{m}}\text{Nb}$	62 сут	1210	3,0	^{171}Lu	8,22 сут	677,4	11,8
^{96}Nb	23,4 ч	569	55,8	^{172}Lu	6,7 сут	1094	63,5
^{99}Mo	66,02 ч	140,5	89,6	^{170}Hf	16,01 ч	164,8	35,8
^{97}Ru	2,89 сут	215,7	67,6	^{172}Hf	1,87 лет	1094	63,5
^{99}Rh	16,1 сут	527,7	35	^{173}Hf	24,0 ч	139,6	12,5
^{118}Te	6,0 сут	511 \pm	155	^{178}W	21,7 сут	93,1	6,3
$^{119\text{m}}\text{Te}$	4,7 сут	1213	68	^{188}Ir	41,5 ч	478,1	15,5
$^{125\text{m}}\text{Te}$	58 сут	28,03 (КХ-лу- чи)	115	^{189}Ir	13,3 сут	244,8	18
^{132}I	2,3 ч	772,6	76	^{191}Pt	3,0 сут	538,9	13,7
^{127}Cs	6,25 ч	124,7	12,2	$^{195\text{m}}\text{Hg}$	40,0 ч	261,8	68,4
				$^{197\text{m}}\text{Hg}$	23,8 ч	133,9	34,2
				^{200}Pb	21,5 ч	147,6	28,4

Примечание. Активность некоторых нуклидов, например ^{72}Se , ^{99}Mo , ^{118}Te , ^{172}Hf , ^{178}W , измерялась по γ -квантам дочернего нуклида, находящегося в равновесии с материнским. К моменту измерения дочерние нуклиды, полученные непосредственно в ядерных реакциях, распались практически полностью.

Как видно из работ [1,2] и настоящей, радионуклиды образуются по различным реакциям типа p_n , $p2n$, pp_n , pp_n+p2n , ..., dn , $d2n$, $d3n$, dt , $dt+3n$, ..., αn , $\alpha 2n$, $\alpha 3n$, αp_n , $\alpha p2n$, $\alpha p_n + \alpha 2n$, ... В этих работах представлено 611 значений выхода для 193 радионуклидов. Большое число экспериментальных данных о выходах радионуклидов позволяет систематизировать выходы реакций различных типов. Предполагается опубликовать систематизированные данные о выходах различных реакций под действием протонов, дейтронов и α -частиц.

Список литературы

1. Дмитриев П.П., Молин Г.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 5(44), с. 43.
2. Дмитриев П.П. Там же, 1982, вып.4(48), с.38-43.
3. Burrows T., Dempsey P. The bibliography of integral charged particle nuclear data. Archival edition. BNL-NCS-50640. 4th Ed. Pt. 1,2, 1980; Burrows T., Wyant G. Ibid., Supplement 1, 1981.
4. Дмитриев П.П. и др. Атомная энергия, 1982, т.52, с.72; 1981, т.50, с.418; 1980, т.49, с.329; 1979, т. 46, с. 53; 1978, т.44, с.524.
5. Дмитриев П.П. и др. Там же, 1979, т.46, с.185; 1980, т.48, с.122, 402.

Статья поступила в редакцию 24 августа 1981 г.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ,
ПОМЕЩЕННЫХ В НАСТОЯЩЕМ ВЫПУСКЕ, В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИДЦА

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)				Page	Comments
S	A				min	max				
EU	152	TOT	IJI	EXPT	1.3	-2	4.0	0	13	PSHENICHNY+ SIG(NEUT-E), TBL
EU	154	RES	IJI	EXPT	1.9	-1	1.4	1	16	VERTEBNY+ TOP, RES PARMS, TBL
EU	155	RES	IJI	EXPT	6.0	-1	1.7	1	16	VERTEBNY+ TOP, RES PARMS, TBL
TA		SEL	FBI	EXPT	5.0	6	8.0	6	17	SIMAKOV+ TOP, SIG(NEUT-E), GRAPH
TA		DIN	FBI	EXPT	5.0	6	8.0	6	17	SIMAKOV+ TOP, SIG(NEUT-E), GRAPH
BI		SEL	FBI	EXPT	5.0	6	8.0	6	17	SIMAKOV+ TOP, SIG(NEUT-E), GRAPH
BI		DIN	FBI	EXPT	5.0	6	8.0	6	17	SIMAKOV+ TOP, SIG(NEUT-E), GRAPH

Редактор Г.В.Зубова
Технический редактор С.И.Халиллулина
Корректоры Э.П.Голованова, Е.М.Спиридонова

Подписано в печать 26.II.82. Т-22324. Формат 60x84 1/8.
Офсетная печать. Печ.л. 4,5. Уч.-изд.л. 4,0. Тираж 372 экз.
Индекс 3645. 6 статей. Зак.тип. № 1192

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
127434, Москва, аб/яц 971

УДК 539.170

СИСТЕМАТИКА БАРЬЕРОВ ДЕЛЕНИЯ И ОТНОШЕНИЯ Γ_n/Γ_f ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ($92 \leq Z \leq 100$) / В.М.Куприянов, Г.Н.Смирнин, Б.И.Фурсов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, вып. 5(49), с.3-13.

Приведены значения высот барьеров деления E_f^B , отношения средних нейтронной и делительной ширины Γ_n/Γ_f в области "плато" для тяжелых актиноидов, полученные на основе систематик, развитых в рамках модели двугорбого барьера и статистического описания средних ширины распада составного ядра в области $92 \leq Z \leq 100$ и окрестности долины стабильности шириной $\Delta N \pm 10$. Отклонение расчетных и экспериментальных значений в среднем соответствует величине погрешностей эксперимента (табл.2, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.125.162.2

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ ИЗОМЕРА ^{152m}Eu ДЛЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ / В.А.Пшеничный, Е.А.Грицай. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.5(49), с.13-15.

Приводятся данные по полному сечению изомера ^{152m}Eu для нейтронов в области энергии ниже 4 эВ. Измерения проводились на реакторе ВВР-М. (рис. 1, табл. 1, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.172.4

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ ^{154}Eu и ^{155}Eu / В.П.Вертебный, П.Н.Ворона, А.И.Кальченко и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.5(49), с. 16-17.

Методом времени пролета на реакторе ВВР-М измерены нейтронные резонансы радиоактивных продуктов деления ^{154}Eu и ^{155}Eu в низкочастотной области (табл.3, список лит. - 4 назв.).

УДК 539.171.017

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ 5-8 МэВ НА ТАНТАЛЕ И ВИСМУТЕ/С.П.Симаков, Г.Н.Ловчикова, О.А.Сальников и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.5(49), с.17-20.

Измерены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 5-8 МэВ и шагом 1 МэВ на тантале и висмуте. Эксперимент осуществлен методом времени пролета. Источником нейтронов являлась газовая тритиевая мишень, бомбардируемая импульсным пучком протонов из электростатического ускорителя. Кратко описываются экспериментальная установка и методика измерений. Приводятся дифференциальные сечения упругого и полные сечения неупругого рассеяния. Полученные данные сравниваются с результатами других авторов (рис. 2, табл. 2, список лит. - 14 назв.).

УДК 539.172.15

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИОАКТИВНОГО НУКЛИДА ${}^7\text{Be}$ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ И ${}^{10}\text{B}$ С ${}^3\text{He}$ /С.Н.Абрамович, Б.Я.Гужовский, В.А.Перешивкин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.5(49), с.21-25.

На пучках ускоренных ионов ${}^3\text{He}^+$ и ${}^3\text{He}^{++}$ электростатического ускорителя проведено измерение сечений образования ${}^7\text{Be}$ при взаимодействии с ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ и ${}^{10}\text{B}$ в интервале энергий ионов 2-8 МэВ. Использовались мишени изотопнообогатленные и природного изотопного состава. Измерение наведенной β -активности осуществлялось с помощью Ge(Li) -детектора (рис. 1, табл. 2, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.172.16+08

ВЫХОДЫ РАДИОАКТИВНЫХ НУКЛИДОВ ДЛЯ ТОЛСТОЙ МИШЕНИ ПРИ ЭНЕРГИИ α -ЧАСТИЦ 44 МэВ/П.П.Дмитриев, Г.А.Молин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.5(49), с.26-30.

Представлены экспериментальные данные о выходах радионуклидов при облучении толстых мишеней из различных химических элементов α -частицами с энергией 44 МэВ. В таблице приведено 215 значений выхода для 145 радионуклидов и указаны реакции образования радионуклидов (табл. 2, список лит. - 5 назв.).

1 р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1982, вып. 5(49), 1-31.