

К-18

1421/2-77

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



18/11-77

P7 - 10281

В.В.Каманин, С.А.Карамян

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ СОСТАВНЫХ ЯДЕР
И ВЕРОЯТНОСТИ ДЕЛЕНИЯ,
РАССЧИТАННЫЕ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ
ПОСЛЕ ИСПАРЕНИЯ НЕЙТРОНОВ

1976

P7 - 10281

В.В.Каманин, С.А.Карамян

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ СОСТАВНЫХ ЯДЕР
И ВЕРОЯТНОСТИ ДЕЛЕНИЯ,
РАССЧИТАННЫЕ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ
ПОСЛЕ ИСПАРЕНИЯ НЕЙТРОНОВ

Направлено в ЯФ

Каманин В.В., Карамян С.А.

P7 - 10281

Времена жизни составных ядер и вероятности деления, рассчитанные с учётом процесса деления после испарения нейтронов

Создана теоретическая модель для вычисления эффективных времен жизни составных ядер с учётом процесса деления после испарения нейтронов. Используются формулы статистической теории с функцией плотности уровней по модели с постоянной температурой. Показано, что одновременно с получением согласующихся с экспериментом времен жизни составных ядер возможно удовлетворительно описать экспериментальные сечения (nI, xn) реакций в области $Z = 80-89$ без дополнительной вариации параметров расчёта. Обсуждаются причины резкого увеличения вероятности деления в области $Z = 86-87$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Kamanin V. V., Karamian S. A.

P7 - 10281

Lifetimes of Compound Nuclei and the Fission Probabilities Calculated Taking into Account the Fission Process after Neutron Evaporation

A theoretical model is created for calculation of the effective lifetimes of compound nuclei taking into account the fission process after neutron evaporation. Statistical theory formulae are used with constant temperature model for level density function. It is shown that one can obtain good agreement between experimental and calculated lifetimes of compound nuclei and simultaneously a satisfactory description of the experimental cross sections of the (nI, xn) reaction in the region $Z=80-89$ without additional fit of the calculation parameters. The reasons of a sharp increase of the fission probability in the region $Z=86-87$ are discussed.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

1. ВВЕДЕНИЕ

Деление ядер под действием тяжелых ионов изучено в широком диапазоне атомного номера составного ядра. Экспериментально установлено, что вероятность деления резко уменьшается с уменьшением параметра Z^2/A и увеличивается с ростом среднего углового момента делящегося ядра. Количественное описание экспериментальных функций $\Gamma_f/\Gamma_n(E^*)$ /где Γ_f и Γ_n - делительная и нейтронная ширина/ для ядер в диапазоне $Z=63-82$, изученных /1,2/ с помощью тяжелых ионов, и ядер с $Z=76-84$, изученных /3,4,5/ на пучках α -частиц, получено в расчетах, основанных на статистическом рассмотрении /6/ процесса распада составного ядра при использовании модели ферми-газа или модели с постоянной температурой для плотности уровней ядра в зависимости от энергии возбуждения. В подобных рассмотрении /см. кроме цитированных, также /7,8/ / согласие с экспериментом достигается посредством выбора оптимальных значений таких параметров, как барьер деления ядра V_f , а также параметры плотности уровней a_n и a_f для ядра после испарения нейтрона и ядра на вершине барьера, соответственно. После получения экспериментальных данных /9,10/ по временам жизни составного ядра с помощью эффекта теней было показано /10,11/ что для одновременного согласования данных по Γ_f/Γ_n и по абсолютным значениям ширин необходимо применять статистическую теорию с функцией плотности уровней, близкой к формуле модели с постоянной температурой $\rho(E)=\text{const } e^{E/T}$, где T почти не зависит от энергии возбуждения. На этой

основе был развит метод расчета^{/12/}, который позволил получить функции $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$, согласующиеся с экспериментом с точностью $\pm 20\%$ в диапазоне $Z = 63-82$ и одновременно абсолютные значения времен жизни с точностью до фактора 2 в диапазоне $Z = 79-89$ при наличии гладкой зависимости изменения от ядра к ядру параметров: капельной составляющей барьера V_f^0 и температуры T_f/T_n . В работах^{/13-15/} приведены некоторые новые теоретические и экспериментальные результаты исследования времен жизни составных ядер, образующихся в реакциях с ионами ^{16}O .

Настоящая работа выполнена в продолжение расчетов^{/12/} и ставит задачу воспроизведения абсолютных значений времен жизни составных ядер с учетом процесса деления после испарения нейтронов и одновременно экспериментальных вероятностей деления при использовании функции плотности уровней, близкой к модели с постоянной температурой, и значений параметров температуры, близких к найденным в^{/12/}.

II. РАСЧЕТ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ДЕЛЕНИЯ И ВРЕМЕН ЖИЗНИ СОСТАВНЫХ ЯДЕР

Полное сечение деления ядер с учетом вклада деления после испарения нейтронов, если предполагать полную ширину Γ строго равной $\Gamma_n + \Gamma_f$, может быть записано в виде:

$$\sigma_f(E_L) = \sigma_c(E_L) P(E_L) \quad /1/$$

$$P = \sum_{i=0}^n P_i = \sum_{i=0}^n \frac{(\Gamma_f/\Gamma_n)_i}{(1 + \Gamma_f/\Gamma_n)_i} \prod_{k=0}^{i-1} \frac{1}{(1 + \Gamma_f/\Gamma_n)_k},$$

где σ_c - сечение образования составного ядра, P - полная вероятность деления, P_i - вероятность деления после испарения i нейтронов, $(\Gamma_f/\Gamma_n)_i$ - отношение делительной и нейтронной ширин для i -степени нейтрон-

ного каскада, p - полное число нейтронов, которое может быть испущено составным ядром с энергией возбуждения E^x , соответствующей кинетической энергии бомбардирующей частицы E_T /в лаб. системе/. Из формулы /1/ видно, что задача расчета вероятности деления состоит в вычислении отношений Γ_f/Γ_n в зависимости от нуклонного состава, энергии возбуждения и углового момента составного ядра.

Схема расчета состояла в следующем: ширины Γ_f и Γ_n вычислялись по работам /12/ с использованием найденных ранее функциональных зависимостей изменения параметров температуры и барьера деления от ядра к ядру. Энергии связи нейтронов брались из таблиц /16/, оболочечные поправки и поправки на спаривание к барьерам деления - из работы /17/, средний угловой момент составных ядер вычислялся с учетом ограничений по критическому угловому моменту /18/, учитывалось различие момента инерции для ядра в седловой точке и сферического ядра /19/. Таким образом, можно было найти ширины Γ_n и Γ_f для исходного составного ядра и ядра после испарения одного или нескольких нейтронов. При этом считалось, что энергия возбуждения после испарения нейтронов равна

$E_i = E_c^x - \sum_{k=1}^i (B_n + 2T_n)_k$, а угловой момент уменьшается на две единицы \hbar при испарении каждого нейтрона.

Если известны параметры Γ_n , Γ_f и, следовательно,

$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_n + \Gamma_f}$ для каждой ступени каскада, то можно считать временное распределение всех актов деления или распределение $N(x)$ по координате x - расстоянию пролета от момента образования до деления составного ядра

$$N(x) = \sum_{i=0}^n P_i N_i(x), \quad /7/$$

$$N_i(x) = \frac{N_0}{v\tau_i} \sum_{k=0}^i C_{ik} e^{-x/v\tau_k}, \quad /8/$$

$$C_{ik} = \frac{\tau_k^{i-1} \tau_i}{\prod_{\substack{j=0 \\ j \neq k}}^i (\tau_k - \tau_j)}, C_{00} = 1. \quad /9/$$

Затем, предполагая, в соответствии с работой /10/, что выход осколков в центре теневого минимума равен

$$\phi(x) = \begin{cases} Dx^2/r_0^2 & \text{при } x < r_c, \\ 1 & \text{при } x \geq r_c, \end{cases} \quad /10/$$

получим непосредственно теоретическое значение измеряемой экспериментально величины χ , равной глубине теневого минимума

$$\chi = \frac{1}{\sum_{i=0}^n P_i} \sum_{i=0}^n P_i \chi_i, \quad /11/$$

$$\chi_i = \frac{1}{v\tau_i} \sum_{k=0}^i C_{ik} \left\{ \frac{2D(v\tau_k)^3}{r_0^2} \left[1 - \left(\frac{r_c}{v\tau_k} + 1 \right) e^{-r_c/v\tau_k} - \frac{1}{2} \left(\frac{r_c}{v\tau_k} \right)^2 e^{-r_c/v\tau_k} \right] + v\tau_k e^{-r_c/v\tau_k} \right\}. \quad /12/$$

Величины P_i показывают вероятность деления после испарения i нейтронов в расчете на одно составное ядро /см. формулы 1/, величины τ равны $\hbar/\Gamma_f + \Gamma_n$ для определенной ступени каскада, v - скорость отдачи составного ядра, N_0 - нормировочная константа, которая не входит в окончательный результат - /11,12/, r_c - параметр обрезания атомного потенциала /20/, D - параметр, учитывающий отличие потенциала атомной це-

почки от непрерывного цилиндрического потенциала, r_0 - средний радиус объема, приходящегося на один атом в монокристалле.

Поскольку экспериментальные времена жизни составных ядер в работах /9,10/ были получены при значениях параметров $r_c = 0,4 \text{ \AA}$, $D = 2,5$ в согласии с работой /20/, то здесь были приняты те же численные значения r_c и D .

Разработана программа вычисления величин $\Delta\chi$ по формулам /9-12/. Для одновременной подгонки величин $\Delta\chi$, взятых из работы /10/, при двух значениях энергии возбуждения программа автоматически осуществляла небольшую вариацию параметра T_n вблизи значения, найденного в работе /12/ для той же реакции, и коэффициента

$S_{T_f} = \frac{T_f}{(T_f)_0}$ вблизи единицы /где $(T_f)_0$ - делительная

температура, найденная по работе /12/ /. В табл. I приведены окончательные результаты для каждой реакции. Видно, что удается согласовать теоретические и экспериментальные значения $\Delta\chi$ для всех реакций. Значения параметра наилучшей подгонки T_n не сильно отличаются от результатов /12/, не учитывавших вклад деления после испарения нейтронов, величины S_{T_f} отличаются от 1,0 не больше, чем на 3%. В табл. I приведены значения V_n и V_f /в МэВ/, τ /в 10^{-18} с/, Γ_f/Γ_n , P_i , $P_i \Delta\chi_i$ для каждой ступени каскада. Кроме окончательного результата - теоретического значения $\Delta\chi = \sum P_i \Delta\chi_i$ приведены полная вероятность деления $P = \sum P_i$ и среднее число нейтронов, испущенных до деления $\bar{\nu}_{<f} = \bar{\nu}$. По результатам табл. I можно сделать следующие замечания:

1/ Отношения Γ_f/Γ_n уменьшаются по каскаду не так быстро, как по кривым $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$ для одного какого-либо ядра. Это является результатом: а/ уменьшения барьера деления V_f , которое обычно имеет место /за исключением области, где быстро меняется оболочечная поправка/ с уменьшением массового числа A в результате испарения нейтронов, б/ слабым уменьшением среднего углового момента при испарении нейтронов в отличие от обычного случая, когда кривые $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$ получаются из функций возбуждения реакции деления $\sigma_f(E^x)$ таким образом, что каждой точке по E^x соответствует различная

Таблица 1

$^{186}_{74}\text{W} + ^{12}_6\text{C}$		$E_L = 80$	$E_0^x = 64$	$\Delta\chi = 0,087 \pm 0,015$	
$T_n = 0,93$		$C_{Tf} = 0,975$			
i	0	I	2	3	
B_n	8,27	6,83	8,53	7,08	
B_f	19,00	18,6	17,7	17,6	
Γ_f/Γ_n	0,12	0,011	0,009	$4 \cdot 10^{-4}$	
τ	5,9	1,4	8,7	1,8	
P_i	0,105	0,010	0,008	$3,3 \cdot 10^{-4}$	
$P_i \Delta\chi_i$	0,065	0,002	0,019	0,001	
$\Sigma P_i = 0,123$		$\Sigma P_i \Delta\chi_i = 0,087$		$\bar{V} = 0,25$	

$^{186}_{74}\text{W} + ^{12}_6\text{C}$		$E_L = 108$	$E_0^x = 89$	$\Delta\chi = 0,007 \pm 0,015$		
$T_n = 0,93$		$C_{Tf} = 0,975$				
i	0	I	2	3	4	5
B_n	8,27	6,83	8,53	7,08	8,79	7,34
B_f	19,00	18,6	17,7	17,6	16,7	16,2
Γ_f/Γ_n	2,38	0,57	0,46	0,053	0,047	0,004
τ	1,94	0,88	6,00	1,75	11,2	2,44
P_i	0,704	0,107	0,059	0,0065	0,0055	0,0005
$P_i \Delta\chi_i$	0,0058	0,0005	0,0102	0,0014	0,034	0,0003
$\Sigma P_i = 0,88$		$\Sigma P_i \Delta\chi_i = 0,0216$			$\bar{V} = 0,306$	

$^{181}_{73}\text{Ta} + ^{16}_8\text{O}$		$E_L = 96$	$E_0^x = 63$	$\Delta\chi = 0,104 \pm 0,047$		
$T_n = 1,00$		$C_{Tf} = 1,000$				
i	0	I	2	3		
B_n	8,77	7,33	9,038	7,59		
B_f	15,8	15,40	14,10	13,50		
Γ_f/Γ_n	0,21	0,039	0,076	0,012		
τ	4,1	1,1	6,1	1,5		
P_i	0,171	0,031	0,056	0,009		
$P_i \Delta\chi_i$	0,042	0,002	0,051	0,008		
$\Sigma P_i = 0,268$		$\Sigma P_i \Delta\chi_i = 0,103$			$\bar{V} = 0,634$	

Продолжение таблицы

$${}^{181}_{73}\text{Ta} + {}^{16}_8\text{O} \quad E_L = 137 \quad E_o^x = 101 \quad \Delta x = 0,004 \pm 0,035$$

i	$T_n = 1,00$			$C_{Tf} = 1,00$				
	0	1	2	3	4	5	6	7
B_n	8,77	7,33	9,038	7,59	9,31	7,86	9,55	8,05
B_f	15,8	15,40	14,10	13,50	12,7	12,3	11,8	11,5
Γ_f/Γ_n	1,8	0,98	1,02	0,47	0,50	0,16	0,25	0,05
τ	1,8	0,59	3,2	1,0	5,8	1,8	8,9	2,4
P_i	0,643	0,176	0,091	0,029	0,020	0,0056	0,0069	0,0013
$P_i \Delta x_i$	0,0066	0,0007	0,0081	0,0033	0,0089	0,0029	0,0047	0,0009
$\Sigma P_i = 0,973$			$\Sigma P_i \Delta x_i = 0,036$			$\bar{V} = 0,61$		

$${}^{186}_{74}\text{W} + {}^{16}_8\text{O} \quad E_L = 97 \quad E_o^x = 65 \quad \Delta x = 0,083 \pm 0,015$$

i	$T_n = 0,98$		$C_{Tf} = 0,996$	
	0	1	2	3
B_n	8,49	7,06	8,74	7,31
B_f	17,2	16,1	14,6	14,0
Γ_f/Γ_n	0,244	0,068	0,123	0,021
τ	3,5	0,95	5,0	1,3
P_i	0,196	0,051	0,082	0,013
$P_i \Delta x_i$	0,030	0,002	0,043	0,007
$\Sigma P_i = 0,343$		$\Sigma P_i \Delta x_i = 0,082$		$\bar{V} = 0,741$

$${}^{186}_{74}\text{W} + {}^{16}_8\text{O} \quad E_L = 137 \quad E_o^x = 103 \quad \Delta x = 0,015 \pm 0,008$$

i	$T_n = 0,98$			$C_{Tf} = 0,996$				
	0	1	2	3	4	5	6	7
B_n	8,49	7,06	8,75	7,31	9,01	7,57	9,28	7,84
B_f	17,2	16,1	14,6	14,0	13,1	13,0	12,3	12,3
Γ_f/Γ_n	2,16	1,32	1,57	0,66	0,66	0,17	0,25	0,04
τ	1,4	0,43	2,2	0,80	4,5	1,5	7,9	2,2
P_i	0,683	0,180	0,083	0,021	0,013	0,0028	0,00325	0,0005
$P_i \Delta x_i$	0,0046	0,0004	0,0027	0,0009	0,0032	0,0010	0,0020	0,0004
$\Sigma P_i = 0,907$			$\Sigma P_i \Delta x_i = 0,015$			$\bar{V} = 0,543$		

Продолжение таблицы

$${}^{181}_{73}\text{Ta} + {}^{22}_{10}\text{Ne} \quad E_L = 116 \quad E_o^x = 69 \quad \Delta\chi = 0,044 \pm 0,030$$

$$T_n = 0,97 \quad C_{Tf} = 1,01$$

i	0	1	2	3
B_n	8,79	7,31	8,99	7,56
B_f	12,2	11,4	10,4	10,6
Γ_f/Γ_n	1,71	0,83	1,62	0,39
τ	2,5	0,80	3,2	1,4
P_i	0,632	0,167	0,125	0,021
$P_i \Delta\chi_i$	0,0202	0,0018	0,0163	0,0038
	$\Sigma P_i = 0,945$	$\Sigma P_i \Delta\chi_i = 0,042$		$\bar{V} = 0,51$

$${}^{181}_{73}\text{Ta} + {}^{22}_{10}\text{Ne} \quad E_L = 174 \quad E_o^x = 120 \quad \Delta\chi = 0,081 \pm 0,030$$

$$T_n = 0,97 \quad C_{Tf} = 1,01$$

i	0	1	2	3	4	5	6	7
B_n	8,79	7,31	8,99	7,56	9,25	7,83	9,53	8,09
B_f	12,2	11,4	10,4	10,6	10,0	10,1	9,6	9,7
Γ_f/Γ_n	1,65	1,71	1,61	1,38	1,43	0,95	1,33	0,95
τ	2,6	0,54	3,2	0,81	4,6	1,3	6,4	2,1
P_i	0,623	0,238	0,085	0,031	0,013	0,0045	0,0027	0,0007
$P_i \Delta\chi_i$	0,0383	0,0027	0,0158	0,0065	0,0066	0,0026	0,0017	0,0004
	$\Sigma P_i = 0,998$	$\Sigma P_i \Delta\chi_i = 0,075$		$\bar{V} = 0,631$				

$${}^{186}_{74}\text{W} + {}^{22}_{10}\text{Ne} \quad E_L = 116 \quad E_o^x = 68 \quad \Delta\chi = 0,080 \pm 0,015$$

$$T_n = 1,00 \quad C_{Tf} = 1,01$$

i	0	1	2	3
B_n	8,46	7,05	8,71	7,30
B_f	15,8	14,5	12,8	11,4
Γ_f/Γ_n	0,346	0,152	0,360	0,181
τ	2,6	0,74	3,3	0,9
P_i	0,257	0,098	0,170	0,072
$P_i \Delta\chi_i$	0,0240	0,0026	0,0455	0,0148
	$\Sigma P_i = 0,598$	$\Sigma P_i \Delta\chi_i = 0,081$		$\bar{V} = 1,1$

Продолжение таблицы

$^{186}_{74}\text{W} + ^{22}_{10}\text{Ne}$ $E_L = 174$ $E_o^x = 119$ $\chi = 0,046 \pm 0,015$

i	$T_n = 1,00$			$C_{Tf} = 1,01$				
	0	I	2	3	4	5	6	7
B_n	8,46	7,05	8,71	7,30	8,97	7,55	9,23	7,81
B_f	15,8	14,5	12,8	11,4	9,5	9,00	8,2	8,5
Γ_f/Γ_n	1,01	1,00	1,16	1,01	1,24	0,99	1,54	0,82
τ	1,7	0,43	2,1	0,55	2,6	0,71	3,0	1,0
P_i	0,502	0,249	0,133	0,058	0,032	0,013	0,008	0,002
$P_i \Delta \chi_i$	0,0143	0,0014	0,0097	0,0046	0,0079	0,0037	0,0040	0,0014
$\Sigma P_i = 0,997$			$\Sigma P_i \Delta \chi_i = 0,048$		$\bar{V} = 0,94$			

$^{181}_{73}\text{Ta} + ^{31}_{15}\text{P}$ $E_L = 155$ $E_o^x = 60$ $\Delta \chi = 0,023 \pm 0,030$

i	$T_n = 0,92$		$C_{Tf} = 0,997$	
	0	I	2	3
B_n	9,39	8,00	9,65	8,26
B_f	8,9	8,2	6,8	5,6
Γ_f/Γ_n	7,81	4,71	21,8	20,9
τ	2,7	0,9	1,4	0,3
P_i	0,886	0,093	0,019	0,0008
$P_i \Delta \chi_i$	0,0542	0,0025	0,0017	0,0001
$\Sigma P_i = 0,9998$		$\Sigma P_i \Delta \chi_i = 0,058$		$\bar{V} = 0,133$

$^{181}_{73}\text{Ta} + ^{31}_{15}\text{P}$ $E_L = 195$ $E_o^x = 94$ $\Delta \chi = 0,047 \pm 0,030$

i	$T_n = 0,92$		$C_{Tf} = 0,997$	
	0	I	2	3
B_n	9,39	8,00	9,65	8,26
B_f	8,9	8,2	6,8	5,6
Γ_f/Γ_n	9,47	8,72	11,67	12,53
τ	2,3	0,5	2,5	0,5
P_i	0,904	0,085	0,009	0,0007
$P_i \Delta \chi_i$	0,0467	0,0012	0,0016	0,0001
$\Sigma P_i = 0,9998$		$\Sigma P_i \Delta \chi_i = 0,049$		$\bar{V} = 0,105$

Продолжение таблицы

$${}^{186}_{74}\text{W} + {}^{31}_{15}\text{P} \quad E_L = 155 \quad E_o^x = 59 \quad \Delta\chi = 0,091 \pm 0,008$$

$$T_n = 0,73 \quad C_{T_f} = 1,003$$

i	0	I	2
V_n	7,40	6,015	9,363
V_f	7,4	8,8	9,6
Γ_f/Γ_n	9,92	1,58	4,76
τ	3,1	2,0	89
P_i	0,908	0,056	0,029
$P_i \Delta\chi_i$	0,0792	0,0053	0,0020

$$\sum P_i = 0,996 \quad \sum P_i \Delta\chi_i = 0,0864 \quad \bar{V} = 0,115$$

$${}^{186}_{74}\text{W} + {}^{31}_{15}\text{P} \quad E_L = 195 \quad E_o^x = 92 \quad \Delta\chi = 0,033 \pm 0,009$$

$$T_n = 0,73 \quad C_{T_f} = 1,003$$

i	0	I	2	3
V_n	7,40	6,01	9,36	7,98
V_f	7,4	8,8	9,6	9,4
Γ_f/Γ_n	17,6	11,8	13,1	7,1
τ	1,8	0,4	36,4	9,6
P_i	0,9462	0,0496	0,0039	0,00026
$P_i \Delta\chi_i$	0,0282	0,0004	0,0010	0,0000

$$\sum P_i = 1,000 \quad \sum P_i \Delta\chi_i = 0,0296 \quad \bar{V} = 0,058$$

энергия бомбардирующей частицы и растущий с E_L момент ℓ .

2/ Величины времени жизни τ в среднем увеличиваются с ростом числа испаренных нейтронов, однако имеет место сильная четно-нечетная вариация времен жизни из-за изменения величин V_n и V_f в зависимости от четности числа нуклонов.

3/ Вклад в полное $\Delta\chi$ составляющей $\Delta\chi_0$ /без испарения нейтронов/ равен обычно не менее 30%, так что каскад примерно в 2 раза увеличивает наблюдаемое время по сравнению с временем жизни исходного составного ядра до испарения нейтронов.

4/ Среднее число нейтронов, испущенных до деления, имеет максимальное значение для ядра $^{208}_{84}\text{Po}$ $\bar{\nu}_{<f} = 1,1$. Для всех других ядер оно еще меньше, тем не менее это не противоречит отмеченному выше влиянию деления после испарения нейтронов на результирующее эффективное время жизни возбужденных ядер.

В табл. 2 приведены значения параметров T_n и C_{Tf} для всех изученных ядер. Если сравнить полученные здесь значения T_n с результатами работы /12/, то можно сделать вывод о том, что учет эффекта деления после испарения нейтронов приводит к небольшому /в пределах /5-10%/ увеличению параметра T_n по сравнению с расчетом, не учитывающим этот эффект.

Таблица 2

Реакция	T_n	C_{Tf}
$^{186}_{74}\text{W} + ^{12}_6\text{C}$	0,93	0,975
$^{181}_{73}\text{Ta} + ^{16}_8\text{O}$	1,00	1,000
$^{186}_{74}\text{W} + ^{16}_8\text{O}$	0,98	0,996
$^{181}_{73}\text{Ta} + ^{22}_{10}\text{Ne}$	0,97	1,012
$^{186}_{74}\text{W} + ^{22}_{10}\text{Ne}$	1,00	1,014
$^{181}_{73}\text{Ta} + ^{31}_{15}\text{P}$	0,92	0,997
$^{186}_{74}\text{W} + ^{31}_{15}\text{P}$	0,73	1,003

В заключение параграфа сделаем сравнение с некоторыми новыми результатами по вопросу измерения и интерпретации времен жизни составных ядер с помощью эффекта теней^{/13, 14, 15/}. В работе^{/15/} на основе численного моделирования процесса формирования теневого минимума при движении протонов с энергией 5 МэВ в монокристалле Ge сделан вывод о том, что параметры Γ_c и D более правильно брать равными $\Gamma_c = \Gamma_0$, $D = 1,25$. В работе^{/11/} мы указывали на то, что неточное знание параметров, характеризующих формирование тени, может приводить к неточности абсолютной шкалы для получаемых значений времен жизни в пределах множителя 2-2,5. Действительно, расчет с новыми параметрами^{/15/} $\Gamma_c = \Gamma_0$, $D = 1,25$ приводит к значениям, отличающимся от полученных ранее^{/10/}, на фактор, примерно равный 1,8, который почти одинаков для всех реакций. Созданная теоретическая модель вычисления времен жизни составных ядер была применена также для воспроизведения времен жизни, полученных с новыми значениями параметров Γ_c и D . Оказалось, что не представляет труда получить теоретические значения, совпадающие с экспериментом и в этом случае, для чего требуется уменьшить параметры T для всех реакций примерно на одну и ту же величину - на 6%. При этом вычисленные отношения Γ_f / Γ_D мало отличаются от рассчитанных в первом варианте /табл. 1/.

В работе^{/13/} доложены опыты по измерению времен жизни составного ядра с помощью эффекта теней для реакции $W(^{16}O, f)$. Авторы интерпретируют полученные экспериментально теньевые минимумы в предположении о двухкомпонентном законе распада составных ядер. Среднее время жизни, которое можно получить из измеренных интенсивностей компонент^{/13/}, не сильно отличается от наших результатов^{/9, 10/}. В работе^{/14/} создана теоретическая модель расчета времен жизни с плотностью уровней по модели ферми-газа с учетом распределения составных ядер по угловому моменту и с учетом поправок на вклад коллективных степеней свободы в плотность уровней. В результате получено, что учет процесса деления после испарения 2 или 3 нейтронов приводит к возникновению долгоживущей ком-

поненты временного распределения делящихся ядер. Наши результаты ^{9, 10/} и их последующая интерпретация ^{12/} сделаны в приближении одной экспоненты для временного распределения делящихся ядер.

Настоящая работа учитывает процесс деления после испарения нейтронов; показано, что созданная теоретическая модель расчета удовлетворительно описывает экспериментальные данные при значениях параметров температуры, несколько отличающихся от параметров температуры в расчетах ^{12/}, выполненных без учета вклада различных ступеней каскада в полное сечение деления.

III. РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ (H, xn) - РЕАКЦИЙ И ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПОЗИЦИИ ВЫХОДНОГО КАНАЛА НА ВЕРОЯТНОСТЬ ДЕЛЕНИЯ

Созданная модель расчетов кроме описания времен жизни составных ядер хорошо воспроизводит ^{12/} зависимости $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$, полученные из экспериментальных сечений деления для области ядер $63 \leq Z \leq 82$. Для $Z > 82$ сечение деления становится сравнимым с полным сечением образования составного ядра и извлечение функций $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$ из экспериментальных сечений деления становится неточным. Поэтому более удобным в этой области Z является сравнение с экспериментом расчетных значений сечений реакций испарения нескольких нейтронов σ_{xn} . Эти величины могут быть легко найдены, поскольку в табл. I уже содержатся вычисленные величины Γ_f/Γ_n для всех ступеней нейтронного испарительного каскада.

Поэтому представляет интерес построить систематику экспериментальных данных о соотношении вероятности деления и испарения нейтронов для составных ядер с $Z > 80$, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами. На рис. I приведены экспериментальные сечения σ_{xn} реакций типа (H, xn) в зависимости от Z составного ядра ^{21-28/} Для $Z = 80-82$ заштрихованная зона показывает сечения σ_{xn} в случае, когда деление слабо конкурирует

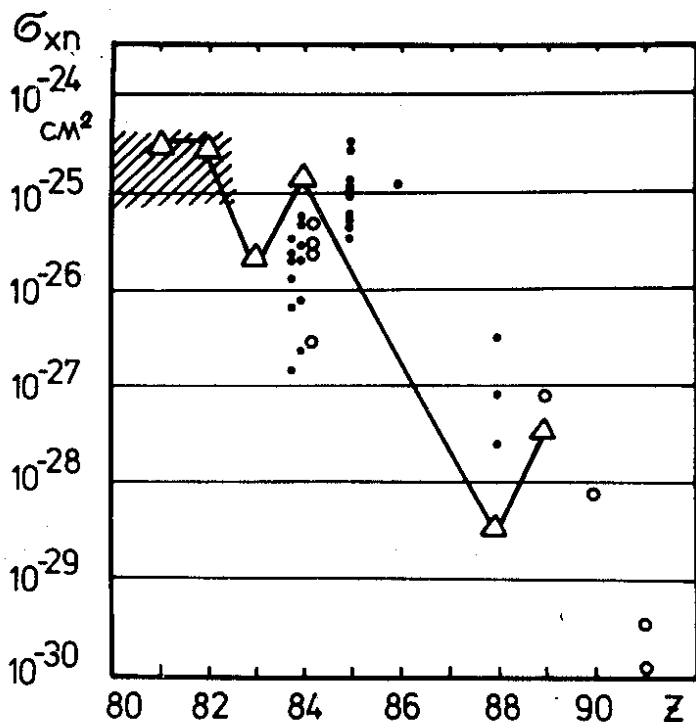


Рис. 1. Систематика сечений (σ_{xn}) реакций в зависимости от атомного номера составного ядра. Треугольниками показаны результаты расчета в настоящей работе /см. текст/. Кружки - экспериментальные результаты работ /21, 22/ для реакций $^{169}\text{Tm}(^{31}\text{P}; 4,5n)^{195, 96}\text{Po}$;

$^{186}\text{W}(^{31}\text{P}; 4,5n)^{212, 213}\text{Ac}$; $^{192}\text{Os}(^{28}\text{Si}, 5n)^{215}\text{Th}$;
 $^{189}\text{Os}(^{31}\text{P}, 4n)^{216}\text{Pa}$; $^{70}\text{Zn}(^{136}\text{Xe}; 4,5n)^{201, 202}\text{Po}$.

Точки - экспериментальные результаты работ /23-28/ для реакций: $^{164}\text{Dy}(^{40}\text{Ar}; 4-9n)^{195-200}\text{Po}$; ; $^{198}\text{Pt}(^{14}\text{N}; 4-8n)^{204-208}\text{At}$; ; $^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}; 4-8n)^{201-205}\text{At}$ /С поправкой на изомерное отношение для ^{205}At из работы /23/ /; $^{209}\text{Bi}(^7\text{Li}, 3n)^{213}\text{Rn}$; $^{174}\text{Yb}(^{40}\text{Ar}; 3-5n)^{209-211}\text{Ra}$.

с испарением нейтронов и почти все сечение образования составного ядра σ_c переходит в σ_{xn} . Видно, что сечение деления резко возрастает с ростом Z и становится близким к полному сечению σ_c , так что σ_{xn} экспоненциально падает в области $Z \geq 86-87$. Разброс эксперименталь-

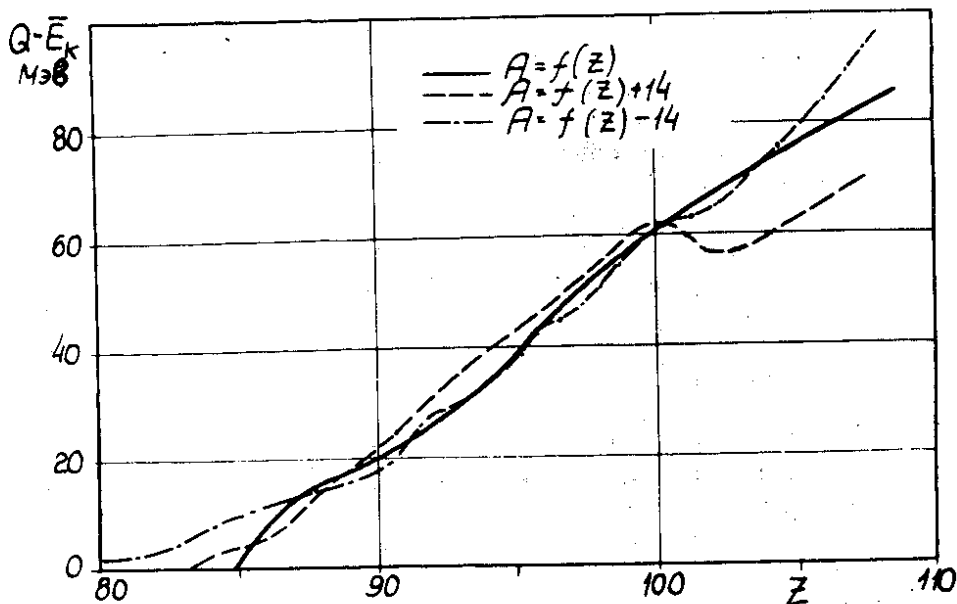


Рис. 2. Зависимость разности энергывыделения симметричного деления Q и кинетической энергии осколков \bar{E}_k от атомного номера делящегося ядра /рис. взята из работы ³¹/ /. Величины Q вычислялись по таблицам ¹⁶/, \bar{E}_k - по систематике ²⁹/.

ных точек на рис. 2 не случаен, он связан, с одной стороны, с тем, что приводятся сечения разных реакций σ_{xn} с x , равным от 3 до 9, а также с различной массой бомбардирующих ионов для изученных реакций. Тем не менее, можно видеть, что область резкого включения процесса деления лежит вблизи $Z = 86-87$.

На том же рисунке показаны результаты расчета сечений испарения 4 нейтронов σ_{4n} для составных ядер, перечисленных в табл. 1, с использованием приведенных значений Γ_f/Γ_n . Для расчета σ_c параметр радиуса взаимодействия ядер считался равным $r_{эфф.} = 1,45$ Фм. Результат расчета неплохо согласуется с экспериментальными точками, некоторое расхождение может возникнуть из-за различия реакций, изученных экспериментально и теоретически. Отметим также, что для Γ_f/Γ_n ис-

пользовались непосредственно данные табл. 1, полученные при расчете времен жизни составного ядра. Не производилось никакой вариации параметров специально для получения сечений. При этих условиях согласие по сечениям можно считать хорошим. Таким образом, теоретическое воспроизведение данных по временам жизни составных ядер приводит одновременно к правильным теоретическим значениям сечений (N, x_n) реакций. Это является дополнительным подтверждением справедливости созданной модели процесса.

Рассмотрение рис. 1 позволяет высказать некоторые соображения о поведении делимости ядер. Как уже отмечалось, экспериментальный спад сечений σ_{xn} /см. рис. 1/ начинается при $Z = 86-87$, что указывает на резкое повышение вероятности деления для этих значений атомного номера. Хорошо известно, что под действием нейтронов с энергией несколько МэВ делятся только ядра тяжелее радия $Z = 88$ /⁸⁰/, для которых общепринятым является употребление термина - делящиеся ядра. Таким образом, для ядер, близких к линии β -стабильности, делимость под действием нейтронов резко возрастает при $Z = 88$. Это значение мало отличается от $Z = 86-87$, полученного нами по данным рис. 1 для реакций с тяжелыми ионами, в которых составные ядра обычно на $5-15$ нейтронов легче, чем β -стабильные ядра. Такое совпадение является поистине удивительным, если учесть сильное различие в энергии возбуждения и величине $N-Z$ для сравниваемых делящихся ядер. Возможно, оно указывает на существование корреляции делимости ядер непосредственно с Z составного ядра /в отличие от обычной с Z^2/A /.

Причиной корреляции может служить эффект, который можно назвать "влиянием энергетической позиции выходного канала". Если рассмотреть зависимость потенциальной энергии от деформации и считать, что кинетическая энергия осколков деления E_k определяется энергией кулоновского отталкивания будущих осколков в точке разрыва, то получим, что точка разрыва лежит выше основного состояния на величину $E_k + E_\beta - Q$, где E_β - энергия деформации в точке разрыва по отношению к двум сферическим осколкам, Q - энергосвободное пространство процесса деле-

ния /без учета энергии возбуждения/. В работе /31/ приведена систематика величин $Q - \bar{E}_k$ для четно-четных ядер в зависимости от Z , она показана также на рис. 2. Видно, что $Q - \bar{E}_k$ становится отрицательной величиной для области $Z < 80-85$ независимо от обогащения ядер нейтронами, т.е. для ядер вблизи линии β -стабильности, а также для ядер, содержащих на 14 нейтронов больше или меньше, чем β -стабильные. Считая теперь $E_\beta \approx 10$ МэВ и воспользовавшись данными рис. 2, получим, что точка разрыва становится ниже основного состояния при $Z = 85-88$. Отсюда ясно, что в области $Z = 85-88$ независимо от A выходной канал деления /деформация больше разрывной/ в энергетической шкале опускается ниже основного состояния и становится более выгодным для деления, поскольку переход к точке разрыва приводит к выигрышу энергии. Для легких ядер $Z < 80$, напротив, переход к точке разрыва сопровождается поглощением энергии /32/. Отсюда ясно, что влияние энергетической позиции выходного канала должно проявляться в увеличении делимости ядер в области $Z = 85-88$ независимо от массового числа A . Возможно, данные, приведенные на рис. 1, подтверждают такую корреляцию.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Sikkeland. *Phys. Rev.*, 135B, 669 /1964/.
2. T. Sikkeland, J. E. Clarkson, N. H. Steiger-Shafir, V. E. Viola. *Phys. Rev.*, 3C, 329 /1971/.
3. A. Khodai-Joopari. *Preprint UCRL-16489, Berkeley /1966/*.
4. М. Г. Иткус и др. *ЯФ*, 16, 258 /1972/.
5. А. В. Игнатюк и др. *ЯФ*, 21, 1185 /1975/.
6. Дж. Р. Юизенга, Р. Ванденбош. В сб. "Ядерные реакции", т. 2, стр. 51, Атомиздат, 1964.
7. V. S. Barashenkov, A. S. Iljinov, V. D. Toneev, F. G. Gereghi. *Nucl. Phys.*, A206, 131 /1973/.
8. L. G. Moretto, S. G. Thompson, J. Routti, R. C. Gatti. *Phys. Lett.*, B38, 471 /1972/.
9. С. А. Карамян, Ф. Нормуратов, Ю. Ц. Оганесян. Материалы Международной конференции по физике тяжелых ионов. ОИЯИ, Д7-5769, стр. 391, Дубна, 1971.

10. В. В. Каманин, С. А. Карамян, Ф. Нормуратов, С. П. Третьякова. ЯФ, 16, 447 /1972/; Препринт ОИЯИ, P7-6302, Дубна, 1972.
11. С. А. Карамян, Ю. В. Меликов, А. Ф. Тулинов. ЭЧАЯ, 4, 456 /1973/.
12. В. В. Каманин, С. А. Карамян. Препринты ОИЯИ, P7-10061, P7-10062, Дубна, 1976.
13. J. U. Andersen, E. Lægsgaard, K. O. Nielsen, W. M. Gibson, J. S. Forster, I. V. Mitchell, D. Ward. Phys. Rev. Lett., 36, 1539 /1976/.
14. H. Hagelund, A. S. Jensen. Preprint of the Institute of Physics, University of Aarhus, Aarhus /1976/.
15. W. M. Gibson. Ann. Rev. Nucl. Sci., 25, 465 /1975/.
16. W. D. Myers, W. J. Swiatecki. Preprint UCRL-11980, Berkeley /1965/.
17. A. G. W. Cameron. Can. Jour. Phys., 35, 1021 /1957/.
18. Б. Бочев, С. А. Карамян, Т. Куцарова, Ю. Ц. Оганесян. ЯФ, 23, 520 /1976/. Препринт ОИЯИ, P7-8676, Дубна, 1975.
19. Г. А. Пук-Пичак. ЖЭТФ, 34, 341 /1958/.
20. W. M. Gibson, K. O. Nielsen. Phys. Rev. Lett., 24, 114 /1970/.
21. Г. Я. Сун-Цзин-Ян. Препринт ОИЯИ, P15-6727, Дубна, 1972.
22. Г. Н. Флеров и др. Препринт ОИЯИ, P7-6262, Дубна, 1972.
23. U. Hagemann, W. Neubert, W. Schulze, F. Stary. Nucl. Phys., A181, 145 /1972/.
24. T. D. Thomas, G. E. Gordon, R. M. Latimer, G. T. Seaborg. Phys. Rev., 126, 1805 /1962/.
25. T. Sikkeland, R. J. Silva, A. Ghiorso, M. J. Nurmia. Phys. Rev., C1, 1564 /1970/.
26. H. Friesleben, H. C. Britt, J. R. Huizenga. in Proc. of the Third IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973 /IAEA, Vienna, 1974, v. 1, p. 447/.
27. Y. LeBeyec, M. Lefort, V. Vigny. Phys. Rev., C3, 126 /1971/.
28. Y. LeBeyec, R. L. Hahn, K. S. Toth, R. Eppley. Phys. Rev., C14, 1038 /1976/.
29. V. E. Viola. Nucl. Data, 1, 391 /1966/.
30. J. R. Stehn, M. D. Goldberg, R. Wiener-Chasman, S. F. Mughabghab, B. A. Magurno, V. M. May. Neutron Cross Section BNL-325, Second Ed. Suppl., no. 2, v. II C, III /BNL, 1965, 1966/.
31. С. А. Карамян, Нгуен Так Ань, К. Н. Шарифов. ЯФ, 15, 435 /1972/.
32. С. А. Карамян, И. В. Кузнецов. Препринт ОИЯИ, P7-10009, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 декабря 1976 года.