

K-18

5062/2-74

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

19/12-74



P7 - 10904

В.В.Каманин, С.А.Карамян

ОПИСАНИЕ В СТАТИСТИЧЕСКОМ ПОДХОДЕ
ШИРИН РАСПАДА
И СЕЧЕНИЙ (nI, xn) -РЕАКЦИЙ
ДЛЯ СОСТАВНЫХ ЯДЕР С $Z = 98, 100, 102$

1977

P7 - 10904

В.В.Каманин, С.А.Карамян

ОПИСАНИЕ В СТАТИСТИЧЕСКОМ ПОДХОДЕ
ШИРИН РАСПАДА
И СЕЧЕНИЙ $(n1, xn)$ -РЕАКЦИЙ
ДЛЯ СОСТАВНЫХ ЯДЕР С $Z = 98,100,102$

Направлено в ЯФ

Каманин В.В., Карамян С.А.

P7 - 10904

Описание в статистическом подходе ширины распада и сечений (Hf, xn) -реакций для составных ядер с $Z = 98, 100, 102$

Показано, что в статистическом подходе при определенном выборе параметров температуры и фиксации теоретических значений барьеров деления можно с хорошей точностью описать совместно экспериментальные данные по сечениям (Hf, xn) -реакций и по временам жизни составных ядер с $Z = 98, 100, 102$ при учете процесса деления после испарения нейтронов. Обсуждаются также другие возможные интерпретации экспериментальных результатов по временам жизни тяжелых составных ядер.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Kamanin V.V., Karamian S.A.

P7 - 10904

Description in Statistical Approach of Decay Widths and Cross Sections of (Hf, xn) -Reactions for Compound Nuclei with $Z = 98, 100, 102$

It is shown that in statistical approach it is possible to describe with good accuracy experimental data on cross sections of the (Hf, xn) -reactions together with the measured lifetimes of compound nuclei with $Z = 98, 100, 102$ by means of determined choice of the temperature parameters and fixation of theoretical values for fission barriers. The consideration included many step fission processes after evaporation of several neutrons. Other possible interpretations of the experimental results on lifetimes of heavy compound nuclei are also discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что делимость ядер трансурановых элементов резко возрастает с увеличением атомного номера /1/. Это относится к вероятности деления ядер из основного состояния /с ростом Z резко сокращается парциальный период спонтанного деления ядер/, а также из возбужденного /с ростом Z увеличивается отношение Γ_f/Γ_n /. Следствием увеличения Γ_f/Γ_n является резкое уменьшение сечений (HI, xn) реакций с ростом Z , что является основной трудностью продвижения к большим Z при синтезе новых элементов.

В то же время в целом ряде работ экспериментально установлено небольшое изменение высоты барьеров деления ядер вблизи значений 6-7 МэВ в области $Z = 90-100$ /наиболее полные измерения см. в /2/. Метод оболочечной поправки Струтинского /3/ для вычисления энергии деформации ядра в микро-макроскопическом подходе позволил теоретически описать поведение барьеров деления при изменении Z и A тяжелых ядер, а также ряд других экспериментальных данных о процессе деления. На основе этого метода была воспроизведена /4-7/ систематика периодов спонтанного деления ядер. При этом сокращение периодов τ_{sf} с ростом Z происходит не за счет уменьшения высоты барьера V_f , а в результате изменения площади подбарьерной области. Энергия деформации, вычисленная методом оболочечной поправки, сложным образом зависит от параметров деформации в результате осцилляции поправки, что качественно отличается от предсказаний капельной модели.

При теоретическом описании^{/8/} в статистическом подходе экспериментальных сечений (HI, xn) реакций был сделан вывод об уменьшении барьера деления трансурановых элементов с ростом Z . Для ядер фермия с $Z = 100$ было получено значение $V_f \approx 3,5 \text{ МэВ}$. Этот вывод следует из экспериментальных фактов: 1/ Малое сечение (HI, xn) реакций, 2/ Рост отношения Γ_n/Γ_f с энергией возбуждения^{/9/}. В статистической теории ширина деления Γ_f зависит от высоты барьера V_f /см.^{/10/} / и не зависит от его формы, поэтому перечисленные экспериментальные данные прямо приводят к выводу о небольшой величине V_f , существенно меньшей, чем получено теоретически^{/4-7/} и экспериментально^{/2/} для деления слабовозбужденных ядер. Это различие барьеров V_f может объясняться разрушением оболочечных эффектов с ростом энергии возбуждения, которое обсуждалось в работах^{/11-14/}. Однако до сих пор не сделано полного воспроизведения сечений (HI, xn) реакций и функций $\Gamma_n/\Gamma_f(E^*)$ в области трансурановых элементов при вычислении отношений Γ_n/Γ_f на основе расчета барьеров деления с учетом температурной зависимости оболочечной поправки.

В работе^{/15/} нами были измерены с помощью эффекта теней времена жизни составных ядер $^{250}_{98}\text{Cf}$, $^{256}_{100}\text{Fm}$, $^{260}_{102}\text{Jl}$ в диапазоне энергий возбуждения $60-100 \text{ МэВ}$, полученных при облучении монокристалла UO_2 ионами ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne . Получены величины эффективных времен жизни составных ядер в этих реакциях на уровне $\sim 5 \cdot 10^{-18} \text{ с}$, которые значительно превышают экстраполяционные оценки на основе экспериментальных значений времен жизни составных ядер с $Z = 79-89$, измеренных в^{/16/}, с учетом увеличения делимости ядер при переходе к $Z = 98, 100, 102$. Целью настоящей работы является воспроизведение одновременно времен жизни составных ядер и величин Γ_n/Γ_f , полученных из сечений (HI, xn) реакций для ядер с $Z = 98, 100, 102$ при фиксации теоретических значений^{/6/} барьеров деления /на уровне $\approx 7 \text{ МэВ}$ /, которые удовлетворительно описывают большой объем экспериментального материала по делению ядер из основного, изомерного и слабовозбужденного

состояний. При этом предполагается, что барьер деления не уменьшается с ростом энергии возбуждения, а причины высокой делимости ядер в области $Z = 100$ связаны с изменением других параметров, входящих в формулы статистической модели для Γ'_n и Γ'_f .

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

В работах /17/ создана модель вычисления абсолютных значений ширины и отношений ширины деления и испарения нейтронов. Используются формулы статистической теории /18/ и функция плотности уровней в модели с постоянной температурой /19/. Формулы для Γ'_n и Γ'_f имели следующий вид:

$$\Gamma'_n = \frac{A^{2/3} T_n^2}{\pi k_0 \exp[(E^* - E_R)/T_c]} \left\{ \exp\left[\frac{E^* - B_n - E_R}{T_n}\right] - \frac{E^* - B_n - E_R}{T_n} - 1 \right\}, \quad /1/$$

$$\Gamma'_f = \frac{T_f}{2\pi \exp[(E^* - E_R)/T_c]} \left\{ \exp\left[\frac{E^* - B_f - E_R^f}{T_f}\right] - 1 \right\}, \quad /2/$$

где T_c, T_n, T_f - параметры температуры составного ядра, остаточного ядра после испарения нейтрона и ядра на вершине барьера деления, E_R и E_R^f - средние энергии вращения ядра при равновесной деформации и на вершине барьера. B_n и B_f - энергия связи нейтрона /из таблиц /20/ и барьер деления ядра, $k_0 = 12,25 \text{ МэВ}$. E_R вычислялось с учетом ограничений по критическому угловому моменту, который определялся по формуле из работы /21/, момент инерции считался равным твердотельному, E_R^f - по формуле из работы /22/.

Для ядер в области $Z = 63-82$ были воспроизведены экспериментальные /23/ функции $\Gamma'_f/\Gamma'_n(E^*)$ в предположении, что $T_n = T_c$ и не зависит от энергии возбуждения E^* , а $T_f = T_f(E_0^*) + k(E^* - E_0^*)$ /17/. В результате обработки экспериментальных данных найдена регулярная зависимость изменения параметров расчета от ядра

к ядру. k/T_n и $T_f/T_n(E_0)$ регулярно изменяются с изменением $V_f - V_n$. Величины V_f состояли из капельной части V_f^0 и поправок на спаривание и оболочечные эффекты $V_f^0 = V_f - \delta + \Lambda$. V_f^0 оказался зависящим от Z^2/A подобно систематике из работы /8/, при введении поправок δ и $\Lambda(Z, N)$ по работе /24/. Для составных ядер в области $Z = 79-89$, для которых в работе /16/ были измерены времена жизни, проделаны вычисления /25/ полной вероятности деления и эффективных времен жизни составных ядер с учетом процесса деления после испарения нейтронов. Рассчитаны также абсолютные значения Γ_n и Γ_f и отношения Γ_n/Γ_f , а также вклад в полное сечение деления каждой ступени испарительного каскада. Оказалось, что подбором параметра T_n , при выборе остальных параметров, согласно рецепту /17/, удается точно воспроизвести времена жизни составных ядер для всех изученных реакций при двух энергиях бомбардирующих ионов. Кроме того, получено удовлетворительное согласие эксперимента с расчетом по сечениям $(nI, 4n)$ реакций в области $Z = 80-90$ без изменения параметров, подобранных для описания времен жизни составных ядер.

В работе /17/ сделана также попытка описать функцию $\Gamma_n/\Gamma_f(E^*)$ для ядер Fm из эксперимента /9/. Как и в работе /8/, получено значение барьера деления ядер Fm менее 4 МэВ , при этом, естественно, вычисленные времена жизни составных ядер оказываются меньшими, чем в эксперименте /15/. Поэтому осуществлен поиск возможного изменения параметров формул /1/ и /2/ с целью описания сечений (nI, xn) реакций из работы /9/ и времен жизни составных ядер из работы /15/ при условии фиксации величин V_f на уровне, близком к расчету /6/ $\approx 7 \text{ МэВ}$.

Оказалось, что для описания времен жизни $\tau_{\text{эфф}}$ и отношений сечений (nI, xn) реакций при $x \geq 5$ можно пользоваться в области энергий возбуждения более 40 МэВ рецептом работы /17/ для параметров T_n и T_f , предполагая, однако, $T_c = T_f$, в отличие от /17/, где $T_c = T_n$. Для величин абсолютных значений σ_{xn} существенным является поведение $\Gamma_n/\Gamma_f(E^*)$ и, следовательно, параметров T_f, T_n в области $E^* < 40 \text{ МэВ}$.

Оказалось, что для воспроизведения абсолютных значений σ_{xn} требуется усложнить зависимость T_f, T_n от E^* в области $E^* < 40 \text{ МэВ}$. Более подробно см. ниже.

3. РАСЧЕТ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Расчет заключался в нахождении оптимального набора параметров модели по критерию наименьшей суммы квадратов разностей расчетных и экспериментальных значений $\delta\Delta\chi_{\text{эфф}}^*$ для ядер ^{250}Cf , ^{256}Fm и ^{260}Lr , рассчитанных с учетом деления после испарения нейтронов по формулам /25/ и суммы квадратов разностей расчетных и экспериментальных значений $G_x = \sigma_{xn} / P_x \sigma_c$ для тех же ядер из работ /9,26/, где P_x - вероятность испускания x -нейтронов и σ_c - сечение образования составного ядра. Величины G_x рассчитывались с помощью следующего соотношения:

$$G_x = \prod_{i=1}^x \frac{1}{1 + (\Gamma_f / \Gamma_n)_i} \quad /3/$$

В свою очередь, величины Γ_f / Γ_n вычислялись по формулам, приведенным выше.

Теоретическое воспроизведение величин G_x потребовало дальнейшего развития модели /17/ для описания отношений Γ_f / Γ_n вплоть до малых /около 10 МэВ/ значений энергии возбуждения. С этой целью были сделаны дополнительные предположения о зависимости параметров T_n и T_f от энергии возбуждения ниже некоторой энергии $E_{\text{кр}}^*$, так что:

$$T_n = T_n^{\text{кр}} \sqrt{\frac{E^*}{E_{\text{кр}}^*}} \quad \text{при} \quad E^* < E_{\text{кр}}^* \quad /4/$$

$$T_n = T_n^{\text{кр}} = \text{const} \quad \text{при} \quad E^* \geq E_{\text{кр}}^*$$

$\delta\Delta\chi_{\text{эфф}}^*$ - величина, непосредственно измеренная в эксперименте с помощью эффекта теней. Она связана однозначно с временем протекания реакции /см., напр., /15,16,25,27,28/.

$$T_f = T_f^{кр} \sqrt{\frac{E^* - E_T}{E_{кр}^* - E_T}} \quad \text{при} \quad E^* < E_{кр}^* , \quad /5/$$

$$T_f = T_f(E_0^*) + k(E^* - E_0^*) , \quad \text{при} \quad E^* \geq E_{кр}^* .$$

Существенно заметить, что корневой закон изменения температуры /типа ферми-газа/ и стремление ее к нулю при низких энергиях возбуждения были взяты "а priori" из физических соображений и не проверялись в процессе численных расчетов.

Более того, ясно, что такую проверку было бы затруднительно сделать при воспроизведении абсолютных сечений (НІ, хп) -реакций добавочно к описанию времен жизни составных ядер. Это следует из того факта, что функция Γ_f / Γ_n при $E^* < 40 \text{ МэВ}$, которая определяет абсолютные значения $\sigma_{хп}$, зависит в первую очередь от отношения $\frac{T_f(E^*)}{T_n}$ и сравнительно слабо -

от абсолютной величины параметров температуры. Некоторая дополнительная коррекция параметров была введена на основе экспериментальных данных о временах жизни тяжелых составных ядер при малых энергиях возбуждения $\leq 10 \text{ МэВ}$, измеренных в работах /27,28/.

Сделанное выше предположение $T_c = T_f$ приводит к временам жизни составного ядра при энергиях возбуждения $\leq 10 \text{ МэВ}$ около $10^{-12} - 10^{-13} / \text{с}$, что противоречит измеренным /27,28/ значениям на уровне $10^{-15} - 10^{-13} / \text{с}$. Для устранения этого противоречия было сделано следующее предположение о зависимости T_c от E^* :

$$T_c = T_f^{кр} \sqrt{\frac{E^*}{E_{кр}^*}} \quad \text{при} \quad E^* < E_{кр}^* , \quad /6/$$

$$T_c = T_f \quad \text{при} \quad E^* \geq E_{кр}^* .$$

В качестве величины $E_{кр}^*$ фиксировалось значение энергии возбуждения $E_{кр}^* = 40 \text{ МэВ}$. Величина E_T в формуле /5/ являлась дополнительным варьируемым параметром расчета.

Поведение параметров T_n , T_f и T_c в зависимости от E^* представлено иллюстративно /см. рис. 1/.

Для автоматической оптимизации параметров модели T_n , T_f^0 , k и E_T нами разработана программа для ЭВМ CDC-6500, которая основывалась на стандартной программе COMPIL /29/, использующей регуляризованные итерационные процессы типа Гаусса-Ньютона. При найденных значениях параметров /табл. 1/ были вычислены зависимости $\Delta\chi_{эфф}$ от энергии возбуждения, а также рассчитаны сечения (nI, xp) -реакции при x от $x=5$ до $x=9$. Результаты расчетов и экспериментальные данные представлены на рис. 2, 3 и 4.

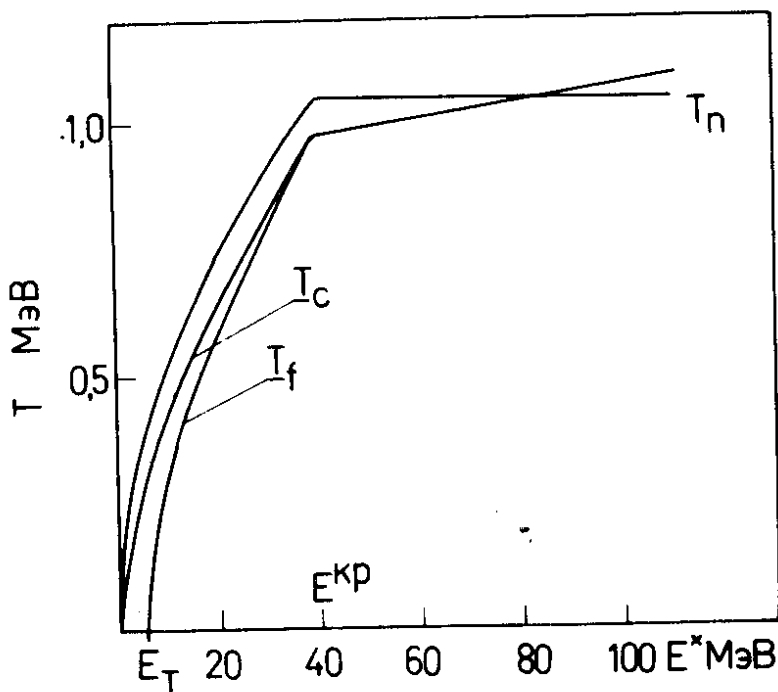


Рис. 1. Зависимость параметров температуры ядра от энергии возбуждения.

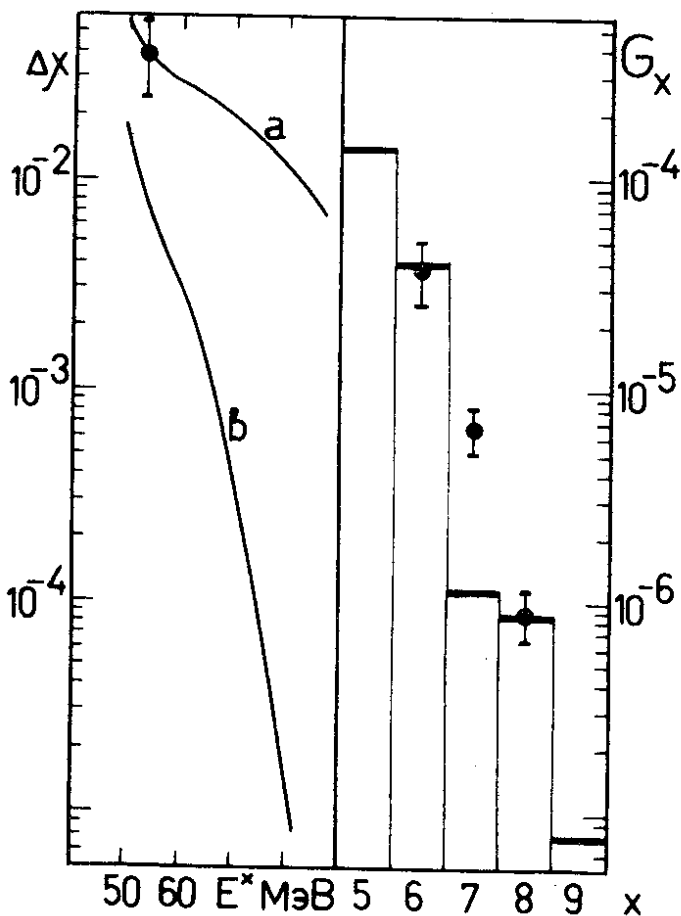


Рис. 2. Зависимость величин $\Delta\chi_{\text{эфф}}$ /кривая "а"/ и вклада в $\Delta\chi_{\text{эфф}}$ от первой ступени в испарительном каскаде /кривая "б"/ от энергии возбуждения для реакции $^{238}\text{U}(^{12}\text{C}; \text{xn}; \text{f})$; расчетные и экспериментальные величины G_x для реакций $^{238}\text{U}(^{12}\text{C}, \text{xn})$.

Из рисунков следует, что экспериментальные значения $\Delta\chi_{\text{эфф}}$ и G_x хорошо согласуются с расчетом. Характерный минимум в зависимости $\Delta\chi_{\text{эфф}}$ от E^* /рис. 3 и 4/ объясняется увеличением $\Delta\chi_{\text{эфф}}$ вследствие роста τ при переходе к меньшим энергиям возбуждения и увеличением $\Delta\chi_{\text{эфф}}$ в результате все большего

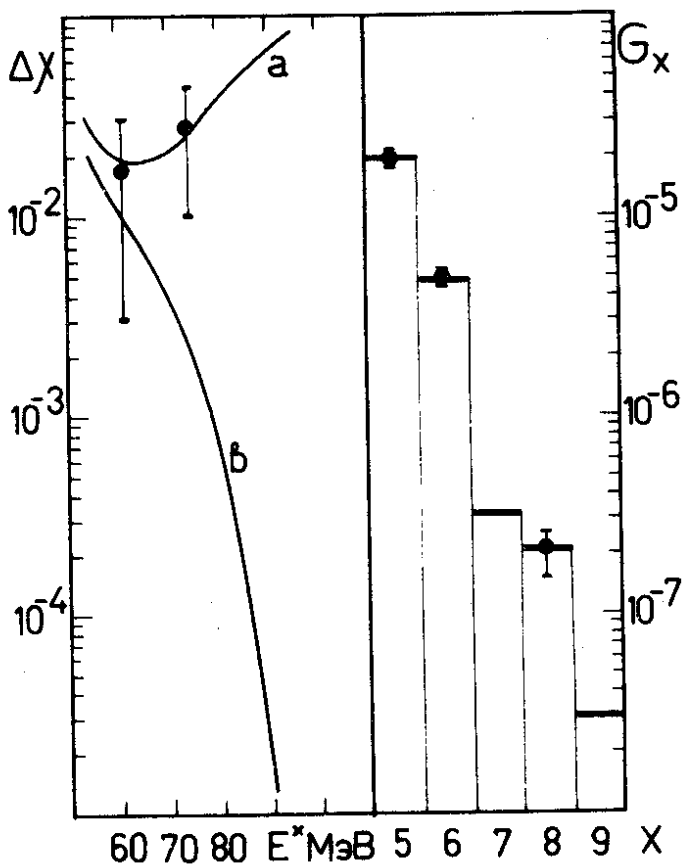


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для реакции $^{238}\text{U} + ^{18}\text{O}$.

вклада деления после испарения нейтронов в процесс образования тени при больших энергиях возбуждения.

В табл. 2 представлены результаты расчетов величин $\Delta\chi_{\text{эфф}}$ для пяти реакций. Для тяжелых ядер вклад деления после испарения нейтронов в величину $\Delta\chi_{\text{эфф}}$ является еще большим, чем для ядер с $Z = 79-89$ ^{/25/}. Например, для реакции $^{238}\text{U} + ^{18}\text{O} \rightarrow ^{256}\text{Fm}$ при энергии ионов 121 МэВ наблюдаемое на опыте эффективное значение $\Delta\chi_{\text{эфф}}$ превышает полученное из расчета значение $\Delta\chi$ от первой ступени каскада при на-

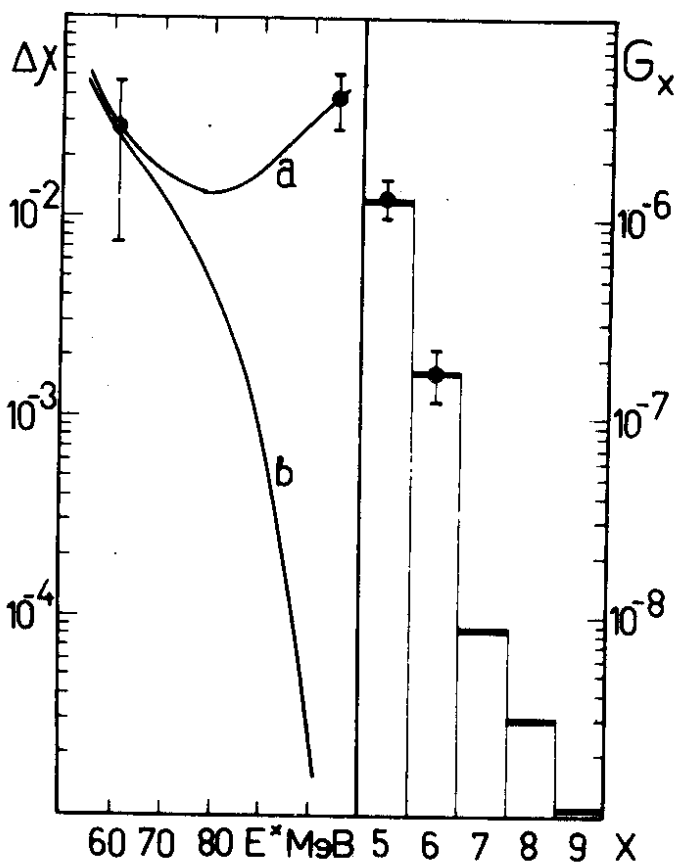


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для реакции $^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$.

чальной энергии возбуждения в 5 раз. Еще более значительный эффект наблюдается для реакции $^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{260}\text{Jl}$ при энергии ионов неона 176 МэВ. В этом случае расчетное время жизни составного ядра при начальной энергии возбуждения почти в 100 раз меньше величины $\tau_{\text{эфф}}$, вычисленной прямо из экспериментального значения $\Delta\chi_{\text{эфф}}$. В табл. 2 приведены также значения V_n , V_f , Γ_f/Γ_n , τ для каждой ступени каскада, вероятность деления после испарения i -нейтронов в расчете на одно составное ядро P_i , вклад в

Таблица 1

Оптимизированные параметры модели, полученные при теоретическом воспроизведении экспериментальных данных по $\Delta\chi_{\text{эфф}}$ и G_x для взаимодействия ^{238}U с ионами ^{12}C , ^{18}O и ^{22}Ne .

РЕАКЦИЯ	T_n МэВ	$T_f(100)/T_n$	k/T_n	E_T МэВ
$^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$	0,979	1,063	$2,43 \cdot 10^{-3}$	5,61
$^{238}\text{U} + ^{18}\text{O}$	1,036	1,043	$3,11 \cdot 10^{-3}$	6,51
$^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$	1,125	1,005	$2,99 \cdot 10^{-3}$	6,89

$\Delta\chi_{\text{эфф}}$ от каждой ступени каскада $P'_i \Delta\chi_i$, где $P'_i = P_i / \sum P_i$. Кроме того, приведены полная вероятность деления $P = \sum P_i$ и среднее число нейтронов, испущенных до деления $\bar{\nu}$.

В расчетах использовались теоретические значения барьеров деления для четно-четных ядер из работ /5/ и /6/. Для четно-нечетного ядра бралось среднее значение барьеров деления двух соседних четно-четных, что связано с отсутствием вычисленных значений оболочечной поправки для нечетных ядер. Некоторым оправданием такого упрощения может служить малое изменение суммы оболочечной поправки и поправки на спаривание при переходе от четного к нечетному ядру /8,24/.

Хотя величины барьеров деления, вычисленные в /5/ и /6/, близки между собой, тем не менее наилучшее согласие расчета с экспериментальными данными по $\Delta\chi_{\text{эфф}}$ и G_x было получено с использованием величин V_f из /6/.

Результаты табл. 2 позволяют провести анализ вопроса о вкладе в измеренные величины $\Delta\chi_{\text{эфф}}$ процессов, сопровождающихся вылетом заряженных частиц - р, α . Как видно из этой таблицы, /см., напр., данные для реакции $^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, f)$ при $E_L = 176$ МэВ/, заметный

Таблица 2

Результаты вычисления ширин распада составных ядер и величин $\Delta X_{\text{эфф}}$ с учетом процесса деления после испарения нейтронов. Параметры формулы, связывающей величины ΔX_c с временами жизни, были выбраны равными $\tau_c = 0,4A$, $D = 2,5 / \text{см.} / 25,28 /$

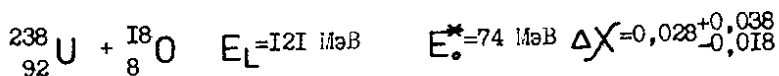
$${}_{92}^{238}\text{U} + {}_6^{12}\text{C} \quad E_L = 81 \text{ МэВ} \quad E_*^* = 53 \text{ МэВ} \quad \Delta X = 0,039 \pm 0,016$$

i	0	1	2	3
B_n МэВ	6,869	5,596	7,115	5,838
B_f МэВ	7,2	7,1	7,0	6,7
Γ_f / Γ_n	2,16	0,96	5,60	2,28
$\tau \cdot 10^{-18} \text{с}$	4,0	3,4	7,3	8,0
P_i	0,684	0,155	0,137	0,017
$P_i' \Delta X_i$	0,008	0,003	0,021	0,006
ΣP_i	= 0,99		$\Sigma P_i' \Delta X_i = 0,039$	$\bar{V} = 0,480$

$${}_{92}^{238}\text{U} + {}_8^{18}\text{O} \quad E_L = 108 \text{ МэВ} \quad E_*^* = 61 \text{ МэВ} \quad \Delta X = 0,017 \begin{matrix} +0,034 \\ -0,014 \end{matrix}$$

i	0	1	2	3
B_n МэВ	6,776	5,516	7,015	5,752
B_f МэВ	7,4	7,6	7,8	8,0
Γ_f / Γ_n	20,4	8,0	25,0	4,2
$\tau \cdot 10^{-18} \text{с}$	3,5	5,6	10,0	16,0
P_i	0,95335	0,04147	0,00499	0,00016
$P_i' \Delta X_i$	0,014	0,005	0,002	0,0001
ΣP_i	= 1,00		$\Sigma P_i' \Delta X_i = 0,021$	$\bar{V} = 0,052$

Продолжение таблицы 2

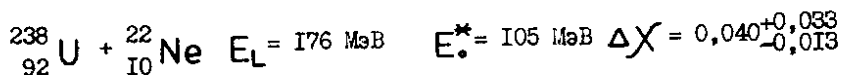


i	0	1	2	3	4
B_n МэВ	6,776	5,516	7,016	5,752	7,259
B_f МэВ	7,4	7,6	7,8	8,0	8,2
Γ_f / Γ_n	4,44	3,35	19,30	6,34	16,61
$\tau_{10^{-18}\text{с}}$	2,1	3,3	6,8	11,0	21,0
P_i	0,8161	0,1416	0,0402	0,0018	0,0003
$P_i' \Delta X$	0,004	0,005	0,009	0,001	0,00001

$$\sum P_i = 1,00$$

$$\sum P_i' \Delta X = -0,019$$

$$\bar{V} = 0,229$$



i	0	1	2	3	4	5	6
B_n МэВ	6,9	5,7	7,2	5,9	7,4	6,1	7,6
B_f МэВ	7,5	7,5	7,6	7,7	7,9	8,0	8,1
Γ_f / Γ_n	3,0-2	7,8-2	1,2+0	1,6+0	1,4+1	8,9+0	4,1+1
$\tau_{10^{-18}\text{с}}$	0,04	0,12	1,3	2,1	5,0	7,3	12,0
P_i	0,296	0,0706	0,4954	0,2516	0,1425	0,0093	0,0010
$P_i' \Delta X_i$	0,000	0,000	0,002	0,005	0,028	0,004	0,000

$$\sum P_i = 1,00$$

$$\sum P_i' \Delta X_i = -0,040$$

$$\bar{V} = 2,439$$

Продолжение таблицы 2



i		0	1	2	3
B_n	МэВ	6,919	5,669	7,157	5,904
B_f	МэВ	7,5	7,5	7,6	7,7
Γ_f/Γ_n		37,0	15,1	41,8	7,5
$\tau_{10^{-18}c}$		3,5	4,6	7,2	1,1
P_i		0,97365	0,02471	0,00160	0,00003
$P_i \Delta\chi_i$		0,025	0,003	0,001	0,000

$$\sum P_i = 1,00$$

$$\sum P_i \Delta\chi_i = 0,029$$

$$\bar{\nu} = 0,028$$

вклад в $\Delta\chi$ вносят либо процессы, дающие большой вклад в полное сечение деления, например, деление после испускания двух нейтронов, либо процессы, сопровождающиеся большим уменьшением энергии возбуждения исходного ядра, при значении их вклада в полное сечение деления не менее чем 1%, например, деление после испарения пяти нейтронов.

С полученными выше /табл. 1/ значениями температуры составного ядра нетрудно оценить в статистическом подходе, что вероятность испарения протонов и α -частиц составляет менее 10^{-3} - 10^{-4} от вероятности испарения нейтронов для изучаемых здесь ядер. При столь низкой вероятности процесс деления после испарения заряженных частиц не может оказать скольконибудь заметного воздействия на измеряемую величину $\Delta\chi_{\text{эфф}}$.

Этого нельзя утверждать, если предположить, что заряженные частицы изучаются в прямом процессе расщепления тяжелого иона. В этом предположении вероятность процесса не определяется статистическими фак-

торами и для оценки роли процессов $(\text{HI}, \alpha f)$ и (HI, pf) необходимо было бы иметь непосредственно экспериментальные значения сечений σ_α и σ_p прямого излучения α -частиц и протонов при поглощении остатка тяжелого иона ядром мишени. Кроме σ_α и σ_p , для этого необходимы также экспериментальные данные о спектре и угловом распределении заряженных частиц. Некоторые данные содержатся в измерениях /41, 42/. Если на основе измерений /41, 42/ предположить, что прямые α -частицы и протоны излучаются с сохранением скорости налетающего иона в с.ц.м., то вылет α -частицы дает остаточное ядро с энергией возбуждения на 15-20 МэВ меньше, чем у составного ядра, а вылет протона на ≈ 10 МэВ меньше. Таким образом, процесс $(\text{HI}, \alpha f)$ можно сравнить по степени понижения E^* с делением после испарения двух нейтронов, а (HI, pf) с делением после испарения одного нейтрона. Из данных табл. 2 можно получить, что для объяснения значительной доли экспериментальной величины $\Delta\chi_{\text{эфф}}$ вкладом процессов $(\text{HI}, \alpha f)$, (HI, pf) необходимо было бы, чтобы эти процессы /при энергии заряженных частиц большей или равной значению, оцененному выше/ давали вклад в полное сечение деления не менее чем /5-20%/ для различных ионов. Из-за недостатка данных эти процессы не включались в модельные расчеты настоящей работы. Считать вероятность таких процессов свободно варьируемым параметром и находить его значение из воспроизведения экспериментальных $\Delta\chi_{\text{эфф}}$ является вряд ли разумной процедурой. Поправки в экспериментальный результат, связанные с учетом вероятности деления после других реакций передачи нуклонов, обсуждались нами в работе /15/.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, с использованием величин барьера деления V_f , вычисленных в /6/, и в предположении постоянства V_f с энергией возбуждения E^* , были получены следующие выводы:

1/. Времена жизни составных ядер, так же как и отношения сечений испарения 5-8 нейтронов в области

$Z = 98, 100, 102$ могут быть воспроизведены в статистическом расчете с использованием функции плотности уровней по модели, близкой к модели с постоянной температурой, подобно ядрам с $Z = 79-89/17,25/$

2/. Для получения согласия по абсолютным значениям сечений необходимо предполагать, что в области энергий возбуждения ниже 40 МэВ температура канала деления T_f и канала испарения нейтронов T_n более сложным образом зависит от энергии возбуждения /см. выше/. Это не противоречит результату /1/ и работам /17,25/, так как на приведенные результаты поведение параметров температуры в области $E^* < 40 \text{ МэВ}$ оказывает слабое воздействие.

Несмотря на то, что выполненные расчеты привели к удовлетворительному описанию экспериментальных данных о распаде составных ядер с $Z = 98, 100, 102$ в области энергий возбуждения $E^* = 60-100 \text{ МэВ}$, это, вероятно, не является однозначным доказательством того, что величины барьеров деления V_f действительно не меняются с энергией. Величины сечений (NI, xp) реакций могут быть описаны и при других наборах параметров статистической модели, в частности, с малым значением V_f для $E^* = 60-100 \text{ МэВ} /8/$. Однако времена жизни по отношению к делению оказываются в этих расчетах на два-три порядка величины меньше, чем экспериментальные значения.

Обсудим поэтому некоторые другие возможности качественного объяснения экспериментальных времен жизни составных ядер:

1/. В работе /30/ обсуждались возможные поправки в формулы статистической теории для ширин Γ_n и Γ_f . Ясно, что эти поправки могут изменить значение ширин, однако для Γ_f скорее в сторону увеличения, т.е. уменьшения времен жизни. Кроме того, эти поправки едва ли сильно изменят энергетическую зависимость ширин. Отметим, что экспериментальные времена жизни слабо меняются с энергией возбуждения в противоположность результатам расчетов с плотностью уровней по модели ферми-газа. В работе /30/ обсуждалось также вероятное наличие фазовых переходов на пути деления сильновоз-

бужденных ядер с большим угловым моментом. Фазовые переходы, связанные с изменением симметрии формы ядра и перестройкой внутренних возбуждений, могут дать факторы задержки для τ_f , которые, однако, трудно рассчитать.

2/. Заслуживает внимания включение вязкости ядерного вещества в расчет ширины деления Γ_f . В работе /31/ приведены формулы для Γ_f , полученные в модели Крамерса /32/ с учетом вязкости. В приближении большой вязкости η Γ_f равно /31/:

$$\Gamma_f = \frac{2\pi\hbar\omega\omega'}{\eta} \exp - \frac{V_f}{T}, \quad /7/$$

где ω и ω' - параметры, характеризующие кривизну зависимости потенциальной энергии от параметра деформации при равновесной деформации и на вершине барьера, соответственно. Если считать барьер деления $V_f = 3 \text{ МэВ}$, температуру по модели ферми-газа $T = 1,5 \text{ МэВ}$, $\hbar\omega - \hbar\omega' = 1,0 \text{ МэВ}$, то для получения времени жизни $\tau_f \approx 10^{-18} \text{ с}$ необходимо считать $\hbar\eta \approx 1,3 \cdot 10^3 \text{ МэВ}$. Для случая постоянной потенциальной энергии /вблизи экстремума/ параметр η входит в уравнение для скорости изменения обобщенного параметра деформации β следующим образом:

$$\frac{\partial^2 \beta}{\partial t^2} + \eta \frac{\partial \beta}{\partial t} = 0. \quad /8/$$

Отсюда:

$$\frac{\partial \beta}{\partial t} = \left(\frac{\partial \beta}{\partial t} \right)_0 e^{-\eta t}. \quad /9/$$

Для $\hbar\eta = 1,3 \cdot 10^3 \text{ МэВ}$ скорость изменения координаты деления $\partial\beta/\partial t$ затухает в e раз примерно за $5 \cdot 10^{-22} \text{ с}$, что говорит об очень высоком значении вязкости по данной оценке. Если взять массовый коэффициент делящегося ядра по работе /4/ при деформации, близкой к равновесной $s = 1,17$ /где s - координата

вытянутости ядра из работы /4/ /, равный $V_{cc} = 1,4 \cdot 10^{-46} \text{ э.см}^2$, то получим классическую вязкость ядерного вещества / в паузах / $\eta' = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ П}$ при использовании формулы типа формулы Стокса $F = 6\pi\eta'R^2\dot{c}$ для силы вязкости. Если массовый коэффициент выбрать по модели жидкой капли /4/, то коэффициент вязкости уменьшится примерно до значения $\eta' \approx 10^{12} \text{ П}$.

Заметим, однако, что при наличии такой высокой вязкости трудно объяснить вероятности деления ядер в районе $Z < 85$. При высоте барьера 15-20 МэВ оценка по формуле /7/ с $\eta = 1,3 \cdot 10^3 \text{ МэВ}$ приводит к значению $\tau_f \approx 10^{-15} \text{ с}$, что трудно согласовать с экспериментальными значениями $\Gamma_f/\Gamma_n = \tau_n/\tau_f$ и эффективными временами жизни $\tau_{\text{эфф}}^{/16,17/}$. Кроме того, столь высокое значение коэффициента вязкости противоречит значению, полученным в /33/ на основе теоретического воспроизведения кинетических энергий осколков деления.

3/. Можно предположить, что для очень тяжелых составных систем процесс деления не проходит через стадию образования составного ядра /см., напр, работы /34, 35/ /. Тогда вероятность деления не будет связана непосредственно с временем деления τ_f . В таком предположении значительное время деления ядер с $Z \approx 100$ можно вновь объяснить вязкостью, однако вязкостью другого процесса, чем в пункте 2, - процесса коллективного обмена массы между двумя сталкивающимися ядрами. Этот процесс можно представить качественно имеющим общие черты с процессом глубоконеупругих реакций передачи нуклонов /см. обзор /36/, для которого рассмотрение вязкости сделано в работах /37-40/ и получен вывод о том, что время затухания коллективных колебаний много меньше периода колебаний.

Как видно, возможны другие интерпретации измеренных времен жизни составных ядер с $Z = 98, 100, 102$. Однако нам представляется, что подход, развитый в настоящей работе, является наиболее вероятным правильным объяснением экспериментальных результатов.

Существенным является также то, что этот подход является продолжением модели /17,25/, развитой для объяснения времен жизни и вероятностей деления составных ядер в области $Z = 79-89$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Flerov G.N. 4-th U.N. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy (1971, Geneva) A/CONF 49/P/477.
Flerov G.N., Druin V.A. Atomic Energy Rev., 1970, 8, no. 2, p.255.
Флеров Г.Н., Звара И. ОИЯИ, Д7-6013, Дубна, 1971.
Флеров Г.Н., Оганесян Ю.Ц. ОИЯИ, Р7-6523, Дубна, 1972.
2. Back B.V. e.a. Phys. Rev., 1974, C9, p.1924; Back B.V. e.a. Phys. Rev., 1974, C10, p.1948.
3. Strutinsky V.M. Nucl. Phys., 1968, A122, p.1.
4. Brack M. e.a. Rev. Mod. Phys., 1972, 44, p.320.
5. Pauli H.C., Ledergerber T. Nucl. Phys., 1971, A175, p.545.
6. Möller P., Nix J.R. Nucl. Phys., 1974, A229, p.269.
7. Nilsson S.G. e.a. Nucl. Phys., 1969, A131, p.1; Nucl. Phys., 1969, A131, p.67.
Randrup e.a. Nucl. Phys., 1973, A217, p.221.
8. Barashenkov V.S. e.a. Nucl. Phys., 1973, A206, p.131.
Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, Р7-6798, Дубна, 1972.
9. Донец Е.Д., Щеголев В.А., Ермаков В.А., ЯФ, 1965, 2, с.1015. Щеголев В.А. ОИЯИ, 7-4596, Дубна, 1969.
10. Bohr N., Wheeler J.A. Phys. Rev., 1939, 56, p.426.
11. Moretto L.G., Stella R. Phys. Lett., 1970, 32B, p.558.
Moretto L.G. Nucl. Phys., 1972, A185, p.145.
12. Ramamuthy V.S., Kapoor S.S., Kataria S.K. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, p.386.
13. Williams F.G., Chan G., Huizenga J.R. Nucl. Phys., 1972, A187, p.225.
14. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Тишин А.С. ЯФ, 1975, 21, с.485.
15. Бугров В.Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с.713. ОИЯИ, Р7-9690, Дубна, 1976.
16. Карамян С.А., Нормуратов Ф., Оганесян Ю.Ц. Материалы Международной конференции по физике тяжелых ионов. ОИЯИ, Д7-5769, Дубна, 1971, с.391.
Каманин В.В. и др. ЯФ, 1972, 16, с.447, ОИЯИ, Р7-6302, Дубна, 1972.
17. Каманин В.В., Карамян С.А. ОИЯИ, Р7-10061, Дубна, 1976. ОИЯИ, Р7-10062, Дубна, 1976.
18. Юизенга Дж.Р., Ванденбош Р. В кн.: "Ядерные реакции", Атомиздат, М., 1964, т.2, с.51.

19. Fujimoto Y., Yamaguchi Y. *Progr.Theor.Phys.*, 1950, 5, p.76.
20. Myers W.D., Swiatecki W.J. UCRL-11980, Berkeley, 1965.
21. Бочев Б. и др. ЯФ, 1976, 23, с.520. ОИЯИ, P7-8676, Дубна, 1975.
22. Пук-Пучак Г.А. ЖЭТФ, 1958, 34, с.341.
23. Sikkeland T. *Phys. Rev.*, 1964, 135B, p.669.
Sikkeland T. e.a. *Phys. Rev.*, 1971, C3, p.329.
24. Cameron A.G.W. *Can.Journ.Phys.*, 1957, 35, p.1021.
25. Каманин В.В., Карамян С.А. ОИЯИ, P7-10281, Дубна, 1976.
26. Sikkeland T., Maly J., Lebeck D. *Phys. Rev.*, 1968, 169, p.1000.
27. Melikov Yu. V. e.a. *Nucl.Phys.*, 1972, A180, p.241.
Vorotnikov P.E. e.a. *Nucl.Phys.*, 1977, A281, p.295.
28. Gibson W.M., Nielsen K.O. *Phys.Rev.Lett.*, 1970, 24, p.114.
Andersen J.U. e.a. *Nucl.Phys.*, 1975, A241, p.317.
29. Александров Л. ОИЯИ, P5-7259, Дубна, 1973.
30. Карамян С.А. ОИЯИ, P7-10335, Дубна, 1976.
31. Спрутинский В.М. ЯФ, 1974, 19, с.259.
32. Kramers H.A. *Physica*, 1940, 7, p.284.
33. Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R. *Phys. Rev.*, 1976, C13, p.2385.
34. Kalinkin B.N., Permiakov V.P. *Acta Phys. Polon.* 1972, B3, p.499; JINR, P4-6149, Dubna, 1971.
35. Plasil F., Blann M. *Phys. Rev.*, 1975, C11, p.508.
36. Волков В.В. ЭЧАЯ, 1975, 6, с.1040.
37. Gross D.H.E. *Nucl.Phys.*, 1975, A240, p.472.
38. Glas D., Mosel U. *Nucl.Phys.*, 1976, A264, p.268.
39. Ko C.M., Pirner H.J., Weidenmüller H.A. *Phys. Lett.*, 1976, 62B, p.248.
40. Hofmann H., Siemens P.J. *Nucl.Phys.*, 1976, A257, p.165; *Nucl.Phys.*, 1977, A275, p.464.
41. Капусцик А. и др. ЯФ, 1967, 6, с.1142.
42. Britt H.C., Quinton A.R. *Phys. Rev.*, 1961, 124, p.877.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 августа 1977 года.