

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5223/2-80

3/41-80

P15-80-416

В.Н.Бугров, В.В.Каманин, С.А.Карамян

ВРЕМЯ ПРОТЕКАНИЯ

РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР УРАНА -238

ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИОНОВ ГЕЛИЯ - 4

Направлено в ЯФ

1980

Бугров В.Н., Каманин В.В., Карамян С.А. P15-80-416

Время протекания реакции деления ядер урана-238 под действием ионов гелия-4

Наблюдены и количественно изучены теневые минимумы в угловых распределениях осколков деления, возникающие при облучении монокристаллической мишени UO_2 пучком ионов 4He при энергии 23, 25, 26, 28, 30, 33, 35 МэВ. Временная задержка событий деления обнаруживается при рассмотрении измеренных величин глубины и разности глубин теневых минимумов χ^{150° и $\Delta\chi$. Энергетическая зависимость χ^{150° и $\Delta\chi$ соответствует результатам модельного расчета при выборе параметров на основе других экспериментальных данных.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Bugrov V.N., Kamanin V.V., Karamian S.A. P15-80-416

Duration Time of the Fission of Uranium-238 Nuclei Induced by Helium-4 Ions

1. ВВЕДЕНИЕ

Времена протекания реакции деления ядер измеряются с помощью эффекта теней при использовании монокристаллических мишеней. Экспериментально исследована область сравнительно небольших энергий возбуждения составного ядра <10 МэВ в реакциях под действием нейтронов и протонов ^{/1-5/} и область энергий возбуждения $>40-50$ МэВ в реакциях под действием тяжелых ионов ^{/6-8/}. Согласно этим измерениям наблюдаемое время протекания реакции распада составного ядра, имеющее порядок величины $\tau \sim 10^{-15}$ с вблизи порога испускания нейтрона, уменьшается достаточно резко с ростом энергии возбуждения и в области $E^* > 40-50$ МэВ становится равным $\sim 10^{-17} - 10^{-18}$ с и не сильно зависящим от E^* . Такой характер зависимости $\tau_{эфф}(E^*)$ можно проверить экспериментальным исследованием времени протекания реакции деления в промежуточной области энергии возбуждения $10 \text{ МэВ} < E^* < 40 \text{ МэВ}$. Измерения в этой области сделаны лишь для некоторых частных случаев ^{/9-11/}, однако результаты ^{/11/}, вероятно, указывают на замедление скорости убывания функции $\ln \tau_{эфф}(E^*)$ при значительных энергиях возбуждения.

В настоящей работе измерены времена протекания реакции деления ядер при облучении монокристалла UO_2 ионами 4He с энергиями 23, 25, 26, 28, 30, 33, 35 МэВ. Предварительные результаты измерений сообщены ранее ^{/12/}. Для правильной интерпретации данных выполнен расчет, учитывающий роль многих ветвей деления в формировании измеряемых параметров тени. В литературе опубликован ^{/9/} результат исследования этой реакции при одном значении энергии ионов - 25 МэВ.

2. МОДЕЛЬНЫЙ РАСЧЕТ КОМПОНЕНТ ТЕНЕВОГО МИНИМУМА

Составное ядро с массовым числом A и исходной энергией E^* испускает последовательно несколько нейтронов, причем на стадиях после испускания каждого из них ядро может распасться путем деления. Если известна зависимость времени жизни от энергии возбуждения для каждого из остаточных ядер с массовым числом $A-x$ и энергией U_x , где x - число испущенных нейтронов, то имеется возможность вычислить глубину теневого минимума χ для осколков каждой ветви деления и, с учетом вероятностей

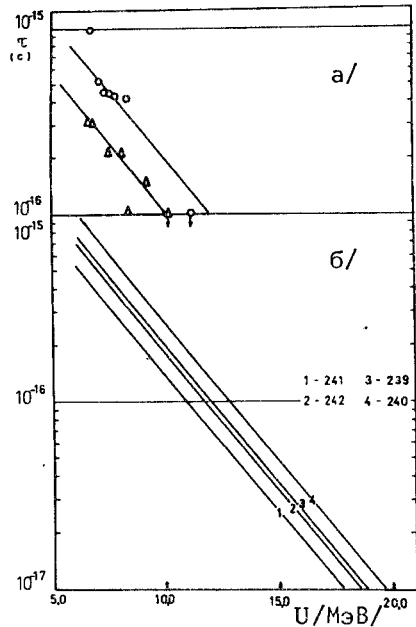


Рис.1. а/ Зависимость времени жизни составных ядер от энергии возбуждения: Δ - ^{239}U , \circ - ^{238}U /1-4/. Линии - экспоненты, проведенные по экспериментальным точкам, их параметры даны в тексте. б/ Экстраполяция величин τ к изотопам плутония.

Вычислим теперь вероятности образования конечных продуктов реакций испарения x -нейтронов P_{xn} и деления после испарения x -нейтронов P_{xnf} в расчете на одно составное ядро. Если известна функция вероятности деления остаточного ядра после испарения x -нейтронов в зависимости от его энергии возбуждения $R_f(U_x)$, то нетрудно получить P_{xn} и P_{xnf} в виде

$$P_{xnf} = \int_0^{E^* - \sum_x} R_f(U_x) \frac{dW}{dU_x} dU_x; \quad /1/$$

$$P_{xn} = \int_0^{B_{nx+1}} [1 - R_f(U_x)] \frac{dW}{dU_x} dU_x \quad \text{в случае} \quad (B_f < B_n)_{x+1}; \quad /2/$$

ветвей, их вклад в наблюдаемую величину χ , а также $\Delta\chi$. Некоторые экстраполяционные оценки функций $\tau(U_x, A-x)$ можно сделать на основе экспериментальных значений $\tau^{1-4/}$, полученных для ядер ^{238}U и ^{239}U . Экспериментальные точки приведены на рис.1а, видно, что по ним для каждого ядра можно провести экспоненту вида $\tau(U) = \tau_0 e^{-(U-U_0)/\Delta U}$, причем параметр $\Delta U \approx 2,95$ МэВ. Смещение всей функции $\tau(U)$ для разных составных ядер может быть воспроизведено включением в τ_0 множителя вида $e^{(B_n+B_f)/2T}$, где $T \approx 0,55$ МэВ. После подбора абсолютизирующего параметра получены прямые линии на рис.1а, достаточно близкие к экспериментальным данным. С помощью приведенных выше простых формул осуществлен переход к составным ядрам плутония - 242, 241, 240, 239, что и показано в виде линий на рис.1б, продолженных и в область значений $\tau = 10^{-16} - 10^{-17}$ /с, хотя ход $\tau(U)$ в этом диапазоне не подтвержден экспериментальными точками.

$$P_{xn} = \int_0^{B_{nx+1} + \epsilon\gamma} \frac{dW}{dU_x} dU_x \quad \text{в случае} \quad (B_f > B_n + \epsilon\gamma)_{x+1}. \quad /3/$$

Последнее выражение /3/ по форме совпадает с результатом работы /13/ для случая неделиющихся ядер, отличие, однако, состоит в том, что учет канала деления изменяет распределение ядер по остаточной энергии возбуждения $\frac{dW}{dU_x}$. Задачу можно упростить, если для случая $B_f < B_n$ функцию $R_f(U_x)$ принять в ступенчатом виде: $R_f = 0$ при $U_x < (B_f)_{x+1}$; $R_f = 1$ при $(B_f)_{x+1} \leq U_x < B_{nx+1} + \xi$ и $R_f = \frac{1}{1 + \Gamma_n/\Gamma_f^*} = \text{const}$ при $U_x \geq B_{nx+1} + \xi$. Тогда:

$$\frac{dW}{dU_x} = \frac{(E^* - \sum_x - U_x)^{2x-1}}{I\left(\frac{E^* - \sum_x}{T}, 2x\right) (2x-1)! T^{2x}} e^{-\frac{E^* - \sum_x - U_x}{T}} \frac{(1 - \sum_{i=0}^{x-1} P_i)}{\prod_{i=0}^{x-1} \left(1 + \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}\right)_i}; \quad /4/$$

$$P_{xnf} = \frac{1}{I\left(\frac{E^* - \sum_x}{T}, 2x\right)} \left[I\left(\frac{E^* - \sum_x - B_f}{T}, 2x\right) - \frac{I\left(\frac{E^* - \sum_{x+1} - \xi}{T}, 2x\right)}{(1 + \Gamma_f/\Gamma_n)_x} \right] \frac{(1 - \sum_{i=0}^{x-1} P_i)}{\prod_{i=0}^{x-1} \left(1 + \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}\right)_i}; \quad /5/$$

$$P_{xn} = \left[1 - \frac{I\left(\frac{E^* - \sum_x - B_f}{T}, 2x\right)}{I\left(\frac{E^* - \sum_x}{T}, 2x\right)} \right] \frac{(1 - \sum_{i=0}^{x-1} P_i)}{\prod_{i=0}^{x-1} \left(1 + \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}\right)_i}. \quad /6/$$

Здесь $I(z, m) = \frac{1}{(m-1)!} \int_0^z t^{m-1} e^{-t} dt$ - неполная гамма-функция;

$\sum_x = \sum_{i=1}^x B_{ni}$; P_i - вероятность испарения i -нейтронов, вычисленная по формуле работы /13/ при замене $\epsilon\gamma$ на ξ , $\epsilon\gamma$ - поправка, учитывающая эффективную конкуренцию каналов испускания гамма-лучей и нейтронов в области энергий возбуждения от B_n до $B_n + \epsilon\gamma$; ξ - поправка, равная интервалу энергии возбуждения в области $U > B_n + B_f$, на котором величина Γ_n резко возрастает - так, что Γ_n/Γ_f достигает насыщения*. Случай $B_f > B_n$ сложнее

для получения аналитического решения. Следует отметить, что формула /6/ отличается от полученной в работе /14/ в связи с уточнением вычисления вероятностей образования продуктов (HI, xn) - реакцией /см. /13/. Если известна функция $R_f(U_x) = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_\gamma}$, то по формулам /1/ и /2/ могут быть получены

* Формулы получены в приближении малого углового момента составного ядра.

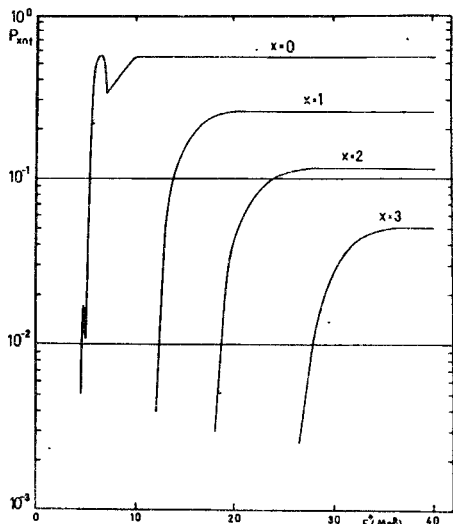


Рис.2. Вероятности деления после испарения нейтронов P_{xn1} в зависимости от исходной энергии возбуждения составного ядра ^{242}Pu , рассчитанные по формулам /1/, /4/.

Таким образом составная функция $R_f(U_x)$ показана для примера на рис.2 в качестве вероятности деления ядра ^{242}Pu без испарения нейтронов $P_{onf} = R_f(U_0)$. Параметры V_f , V_n , Γ_n/Γ_f , принятые в расчете на основе данных работ /15,16/, приведены в табл.1. Для проверки точности определения параметров $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ был сделан расчет вероятности образования продуктов ^{238}U (^4He , xn) - реакций. Используются формулы /2,4/, значения P_i вычислялись по формуле работы /13/ при выборе параметров $T = /0,7-0,9/$ МэВ для x от 2 до 4 и $\xi = 1,5$ МэВ. Результаты расчета сравниваются на рис.3 с экспериментальными точками, полученными по дан-

* Такой выбор функций $R_f(U_x)$ в области $U < 30$ МэВ подтверждается на примере изотопа ^{239}Pu результатами измерений /21,22/ в которых получены величины R_f в сравнительно широком диапазоне энергий возбуждения.

более точные результаты, чем по формулам /5/, /6/. Распределение $\frac{dW}{dU_x}$ можно при этом считать приблизительно равным /4/. В качестве функций $R_f(U_x)$ вблизи барьера деления $^7E^* = /5-7/$ МэВ/ были взяты вероятности деления ядер плутония - 242, 241, 240, 239, измеренные в реакциях деления продуктов прямых реакций с ионами гелия и водорода /15/. При энергиях возбуждения $E^* > 10$ МэВ величина $R_f(U_x)$ принималась равной $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n}$, где отношение $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n}$ было получено

из систематики работы /16/ и считалось не зависящим от энергии возбуждения. В промежуточной области энергий возбуждения функция $R_f(U_x)$ заменялась линейной функцией, соединяющей определенные выше значения $R_f(U_x)^*$. Построенная та-

Таблица 1

Использованные в расчете значения параметров, взятые по данным работ /15,16, 18/

x	0	1	2	3
A - x	242	241	240	239
V_n (МэВ)	6,30	5,41	6,53	5,62
V_f (МэВ)	5,65	6,25	5,80	6,43
$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$	0,80	0,73	0,62	0,40
T (МэВ)	0,9-0,8	0,8 - 0,7	0,7 - 0,6	0,6 - 0,5
$\frac{W_x(150^\circ)}{W_x(90^\circ)}$	1,200-1,100	1,225-1,114	1,260-1,133	1,303-1,160

ных работ /17-19/, в которых измерено сечение образования составного ядра и кумулятивные сечения образования изотопов $^{240,239,238}\text{Pu}$ в реакции $^{238}\text{U} + ^4\text{He}$. Приведены точки вблизи максимумов функций возбуждения изотопов, так как в этой области выход изотопов, по-видимому, мало искажен вкладом прямых реакций, приводящих к тому же изотопу после радиоактивного распада. Расчет удовлетворительно описывает экспериментальные значения P_{xn} вблизи максимумов функций возбуждения, что подтверждает правильный выбор величин Γ_n/Γ_f . С использованием функций $R_f(U_x)$, построение которых описано выше, вычислены вероятности ветвей эмиссионного деления после испускания от 1 до 3 нейтронов составным ядром ^{242}Pu в зависимости от его энергии возбуждения, эти данные приведены на рис.2.

После того как получены функции $r(U_x, A-x)$ и $P_{xn1}(E^*)$, можно приступить к вычислению глубины теневого минимума χ и разности глубин двух минимумов $\Delta\chi = \chi^{90^\circ} - \chi^{150^\circ}$. Разложим величины χ и $\Delta\chi$ на компоненты, соответствующие разным ветвям деления: $\chi = \sum_{x=0}^k \chi_{xn}$; $\Delta\chi = \sum_{x=0}^k \Delta\chi_{xn}$, где k - максимальное возможное число испущенных нейтронов до деления при данной энергии возбуждения E^* . Можно получить следующие формулы для величин $\chi_{xn}^{150^\circ}$ и $\Delta\chi_{xn}$:

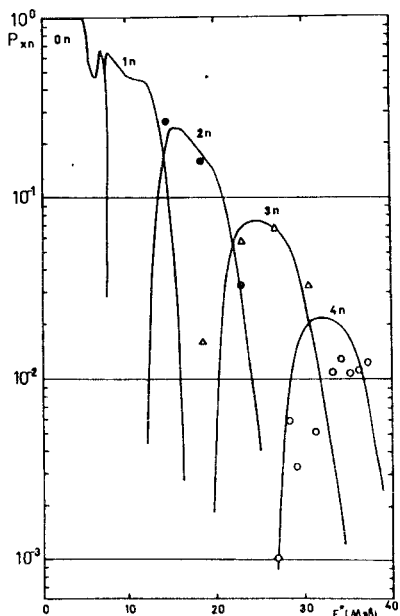


Рис. 3. Вероятности образования продуктов реакций $^{238}\text{U}(^4\text{He}, xn)$ в зависимости от энергии возбуждения составного ядра, рассчитанные по формулам /2/, /4/. Экспериментальные точки получены по данным работ /17-19/ для продуктов реакции $^{240}\text{Pu} - \bullet$, $^{239}\text{Pu} - \Delta$, $^{238}\text{Pu} - \circ$.

$$\chi_{xn}^{150^\circ} = \frac{A_x(1+0,8\bar{A})}{(\sum_{x=0}^k P_{xnf}) \bar{A}(1+0,8A_x)} \int_0^{E^*-\Sigma_x} \chi_x^{150^\circ}(U_x) \frac{dW}{dU_x} R_f(U_x) dU_x; \quad /7/$$

$$\Delta\chi_{xn} = \frac{1+0,8\bar{A}}{(\sum_{x=0}^k P_{xnf}) (1+0,8A_x)} \times \int_0^{E^*-\Sigma_x} [\Delta\chi_x - \chi_x^{150^\circ} (-\frac{A_x}{\bar{A}} - 1)] \frac{dW}{dU_x} R_f(U_x) dU_x, \quad /8/$$

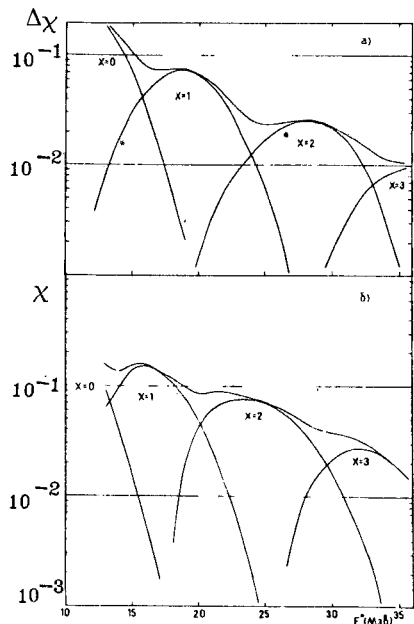


Рис. 4. а/ Рассчитанные по формуле /8/ величины $\Delta\chi_{xn}$ и $\Delta\chi$ в зависимости от энергии возбуждения составного ядра ^{242}Pu . б/ То же, что и на рис. 4а, для величин $\chi_{xn}^{150^\circ}$ и χ^{150° , вычисленных по формуле /7/.

где распределение $\frac{dW}{dU_x}$ вычисляется по формуле /4/. Входящие в формулы функции $\chi_x^{150^\circ}$ и $\Delta\chi_x$ представляют собой глубину и разность глубин теневых минимумов для x -вой компоненты деления, взятой в отдельности от других. Они могут быть вычислены с использованием формулы из работы /5/

$$\chi_x = \frac{2D(v_{\perp} r_x)^2}{r_0^2} \left[1 - \left(1 + \frac{r_c}{v_{\perp} r_x} \right) e^{-\frac{r_c}{v_{\perp} r_x}} - \frac{1}{2} \left(\frac{r_c}{v_{\perp} r_x} \right)^2 e^{-\frac{r_c}{v_{\perp} r_x}} + e^{-\frac{r_c}{v_{\perp} r_x}} \right], \quad /9/$$

где параметры D, r_0, r_c характеризуют монокристалл, они были взяты равными $D=2,5; r_0=1,8\text{Å}; r_c=0,4\text{Å}$. Время r_x , характеризующее полную временную задержку событий деления ветви x , принималось приближенно равным

$$r_x = \tau(U_x, A-x) + \sum_{i=0}^{x-1} \tau(E^* - \Sigma_i - 2iT, A-i).$$

Функции $\tau(U, A)$ представлены на рис. 1.

В формулах /7/, /8/, как и в работе /4/, учтено изменение вклада различных ветвей в теневой минимум за счет изменения углового распределения осколков деления с изменением x при

данной начальной энергии возбуждения. Параметр $A_x = \frac{W_x(150^\circ)}{W_x(90^\circ)}$,

а \bar{A} - среднее значение $\frac{W(150^\circ)}{W(90^\circ)}$ для всех компонент при учете

весов P_{xnf} . Предполагалось, что угловое распределение осколков деления может быть описано формулой $W(\theta) = 1 + a \cos^2\theta$. Численное значение анизотропии осколков в реакции $^{238}\text{U} + ^4\text{He}$ было взято из эксперимента /18/. Изменение анизотропии с увеличением числа x происходит за счет уменьшения температуры. Выбранные значения температуры и параметров анизотропии в зависимости от x приведены в табл. 1. Указанные для каждого x интервалы изменения параметров T и A_x соответствуют интервалу энергии бомбардирующих ионов.

На рис. 4 представлены вычисленные по формулам /7/ и /8/ зависимости $\chi_{xn}^{150^\circ}$ и $\Delta\chi_{xn}$ от энергии возбуждения составного ядра в случаях $x=0 \div 3$. Видно, что для каждого x величины $\chi_{xn}^{150^\circ}$ и $\Delta\chi_{xn}$ имеют максимумы, положения которых отличаются

на ≈ 4 МэВ. Суммарные значения χ^{150° и $\Delta\chi$ в общем уменьшаются с ростом E^* и имеют особенности типа минимумов в области наложения максимумов соседних компонент. Заканчивая описание расчета, заметим, что относительная интенсивность максимумов, соответствующих разным x , чувствительна главным образом к величинам $\frac{I}{I_p}(A-x)$, а ширина максимумов - к наклону функций $\tau(U_x)$. Различие формы максимумов в χ^{150° и в $\Delta\chi$ определяется видом функции $\tau(U_x)$, которая в принципе может быть более сложной, чем экспонента на рис.1. Строго говоря, значения χ^{150° и $\Delta\chi$ определяются всем набором параметров, включенных в расчет. Их выбор сделан на основе экспериментальных данных наиболее рациональным способом, поэтому результаты рис.4 могут составить основу для понимания результатов эксперимента, в котором величины χ^{150° и $\Delta\chi$ измеряются непосредственно.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Методика проведения эксперимента мало отличалась от методики, описанной в работах /7/. Монокристаллическая мишень двуокиси урана /естественного изотопного состава/ облучалась пучком ионов $^4\text{He}^{+1}$ циклотрона У-200 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ с начальной энергией 35 МэВ. Понижение энергии ионов производилось с помощью алюминиевых фольг. Осколки деления регистрировались стеклянными трековыми детекторами. Ориентация монокристалла была такова, что в направлениях 90° и 150° по отношению к пучку ионов наблюдались осевые тени $\langle 110 \rangle$, кристаллографическая ось $\langle 111 \rangle$ была направлена по нормали к поверхности монокристалла. Были выполнены три серии облучений при энергиях, перечисленных в табл.2. В каждой серии облучался определенный участок монокристалла, качество теневой картины было различным в разных сериях облучения.

Стеклянные детекторы обрабатывались и просматривались по схеме, описанной в /7/. Были получены теневые минимумы, глубина которых определялась двумя способами: по точкам диаметального сканирования минимума и по данным полного просмотра его центральной области с набором максимально возможной статистики отсчетов. Диаметальный просмотр осуществлялся для каждого теневого минимума дважды: в направлении, близком к плоскости реакции, и в почти перпендикулярном направлении для исключения влияния углового распределения осколков на результат. Угловая ширина минимумов в двух направлениях оказалась близкой и несильно отличающейся для осей $\langle 110 \rangle$, ориентированных под разными углами к пучку. На рис.5 для примера показаны результаты просмотра теневых минимумов для энергии ионов 25 МэВ, полученные в 1-й серии облучений. В результаты измерения величин

Таблица 2

Результаты измерений. Величины $\tau_{эфф}$ получены из экспериментальных и расчетных $\Delta\chi$ с применением формулы /9/

Номер серии	E_L (МэВ)	E^* (МэВ)	χ^{150°	$\Delta\chi$	$\tau_{эфф}(10^{-17}c)$	
					эксперим.	расчет.
1	23	17,6	$0,3614 \pm 0,0119$	$0,007 \pm 0,029$	< 2,04	2,74
2	23	17,6	$0,5368 \pm 0,0200$	$0,039 \pm 0,047$	2,09	2,74
1	25	19,6	$0,3717 \pm 0,0101$	$0,039 \pm 0,023$	2,00	2,57
3	25	19,6	$0,3756 \pm 0,0096$	$0,071 \pm 0,020$	2,56	2,57
2	26	20,6	$0,5065 \pm 0,0115$	$0,008 \pm 0,024$	< 1,84	2,37
2	28	22,6	$0,4924 \pm 0,0120$	$0,035 \pm 0,024$	1,83	1,86
3	28	22,6	$0,3750 \pm 0,0120$	$0,025 \pm 0,024$	1,64	1,86
1	30	24,5	$0,3401 \pm 0,0068$	$0,018 \pm 0,014$	1,43	1,59
2	33	27,5	$0,4723 \pm 0,0130$	$0,011 \pm 0,024$	< 1,69	1,52
3	33	27,5	$0,3414 \pm 0,0088$	$0,050 \pm 0,018$	1,92	1,52
1	35	29,4	$0,3277 \pm 0,0154$	$0,041 \pm 0,037$	1,72	1,44
2	35	29,4	$0,4334 \pm 0,0084$	$0,010 \pm 0,021$	< 1,57	1,44

χ^{90° , χ^{150° , $\Delta\chi$ вводились поправки по методике, описанной в /7/. В табл.2 приведены данные всех измерений.

Для контроля точности значений энергии ионов, найденных с использованием таблиц Нортклиффе и Шиллинга /20/, производилось определение энергетической зависимости выхода осколков, которое сравнивалось с имеющимися данными /17,18/ по функции возбуждения деления в реакции $^{238}\text{U} + ^4\text{He}$. Выход осколков усреднялся по углу на интервале от 80° до 165° . Результаты показали, что точность определения энергии частиц была не хуже $\pm 0,3$ МэВ.

На рис.6 приведены значения $\Delta\chi$ в зависимости от энергии ионов ^4He в сравнении с рассчитанными значениями. На рис.7 рассчитанные значения χ^{150° сравниваются с экспериментальными величинами, из экспериментальных значений χ^{150° вычтена методическая составляющая глубины тени $\chi_{\tau}^{150^\circ} = \chi_{\text{эксп.}}^{150^\circ} - \chi_{\text{мет.}}$. Параметр $\chi_{\text{мет.}}$ является постоянной величиной для каждой серии облучений, его численное значение подбиралось для наилучшего согласования точек с расчетной кривой.

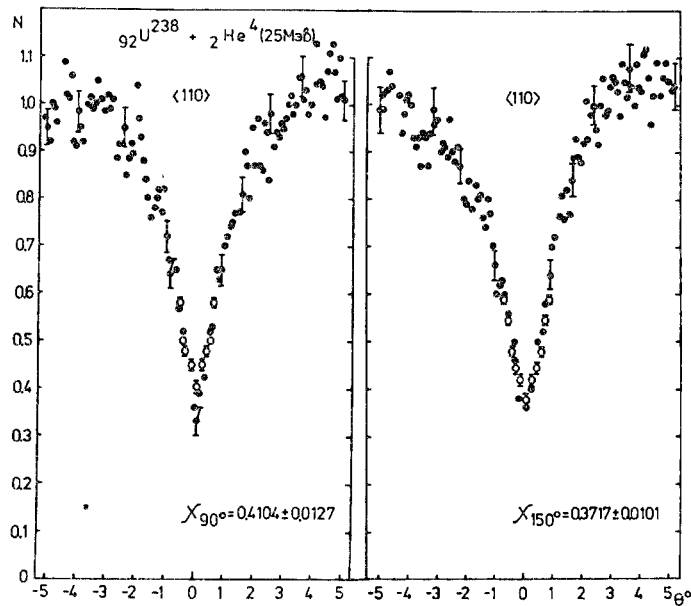


Рис.5. Теневые минимумы в угловом распределении осколков деления, соответствующие кристаллографическим осям $\langle 110 \rangle$ монокристалла UO_2 , ориентированным под углами 90° и 150° к пучку. ● - результаты диаметрального сканирования, ○ - кольцевого сканирования, $\psi_{1/2}^{90^\circ} = 1,9^\circ$; $\psi_{1/2}^{150^\circ} = 2,0^\circ$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Разброс экспериментальных значений $\Delta\chi$, показанных на рис.6, не выходит за пределы средней погрешности определения этих величин, тем не менее он не является малым. Поэтому можно говорить о наличии или отсутствии согласия между экспериментом и расчетом только в общих чертах, какие-либо тонкие особенности в поведении $\Delta\chi$ трудно выявить при имеющей место погрешности. Сравнение данных, приведенных на рис.6, позволяет сделать вывод о соответствии экспериментального поведения $\Delta\chi$ рассчитанному. Можно, правда, высказать предположение, что в области /23-25/ МэВ экспериментальные значения $\Delta\chi$ несколько меньше рассчитанных. Это означает, что вклад канала (${}^4\text{He}, 1nf$) в полное сечение деления меньше, чем по расчету. Понижение вклада канала (${}^4\text{He}, 1nf$) может произойти за счет четно-не-

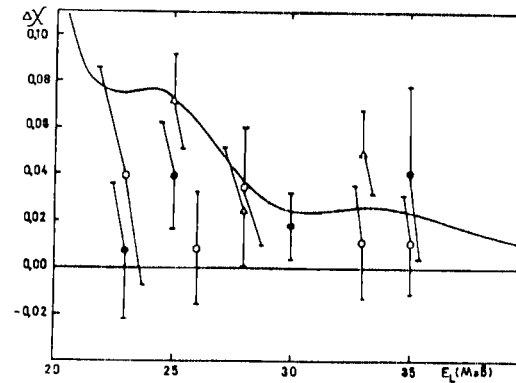


Рис.6. Результаты измерения величин $\Delta\chi$ в сравнении с расчетом. ● - 1-я серия облучений, ○ - вторая, Δ - третья.

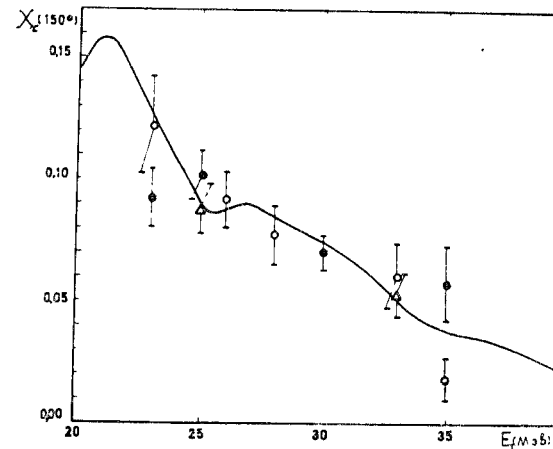


Рис.7. То же, что и на рис.6, для величин $\chi_{\tau}^{150^\circ}$.

четной вариации отношений $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ в результате повышения энергии связи нейтрона для четного ядра.

Рассмотрение рис.7 показывает, что измеренные значения $\chi_{\tau}^{150^\circ}$ достаточно хорошо согласуются с расчетом. С одной стороны, это объясняется меньшей погрешностью измерения χ^{150° , чем $\Delta\chi$. С другой стороны, надо иметь в виду, что для изученного диапазона энергий ионов ${}^4\text{He}$ главный вклад в величину $\chi_{\tau}^{150^\circ}$ /в отличие от $\Delta\chi$ / согласно рис.4 дают ветви деления (${}^4\text{He}, 2nf$) и (${}^4\text{He}, 3nf$). Поэтому можно предположить, что расчет несколько завышает величину вероятности P_{1nf} , а для величин P_{2nf} и P_{3nf} дает значения, близкие к реальным.

В общем соответствие расчетных и экспериментальных значений, приведенных на рис.6,7, является неплохим, следовательно, расчет и заложенные в нем фи-

зические представления в целом правильно описывают процесс. Необходимо заметить, что результаты расчета малочувствительны к поведению функции $\tau(U_x)$ в области $\leq 10^{-17}$ с. Поэтому соответствие расчета и эксперимента не является подтверждением экспоненциального хода функции $\tau(U)$ при всех значениях (U) . Оно скорее подтверждает правильность определения функций $\tau(U_x)$ в диапазоне значений $/3 \cdot 10^{-16} - 3 \cdot 10^{-17}/$ с. Если экспериментальные значения $\Delta\chi$ об-

работать в простейшем приближении одноэкспоненциального временного распределения распада, то можно получить значения эффективной временной задержки событий деления $\tau_{\text{эфф}}$, которые приведены в табл.2. В случаях, когда погрешность измерения превышает полученное значение $\Delta\chi$, дается верхняя граница $\tau_{\text{эфф}}$.

Таким образом, экспериментально определено время протекания реакции деления ядер ^{238}U под действием ионов ^4He с энергией от 23 до 35 МэВ. Экспериментальные результаты удовлетворительно описываются модельным расчетом при выборе параметров на основе опубликованных экспериментальных данных. Расчет включает вычисление парциальных компонент величин χ^{150° и $\Delta\chi$, соответствующих ветвям деления после испарения нескольких нейтронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Меликов Ю.В. и др. ЯФ, 1970, 12, с.50; Melikov Yu.V. et al. Nucl.Phys., 1972, A180, p.241; Воротников П.Е. и др. ЯФ, 1973, 17, с.901.
2. Vorotnikov P.E. et al. Nucl.Phys., 1977, A281, p.295.
3. Andersen J.U. et al. Nucl.Phys., 1975, A241, p.317.
4. Andersen J.U. et al. Nucl.Phys., 1979, A324, p.39.
5. Gibson W.M., Nielsen K.O. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p.114.
6. Каманин В.В. и др. ЯФ, 1972, 16, с.447.
7. Бугров В.Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с.713; Бугров В.Н. и др. ЯФ, 1978, 28, с.303.
8. Andersen J.U. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.1539.
9. Меликов Ю.В. и др. ЖЭТФ, 1969, 56, с.1803.
10. Noelpp U. et al. Helv.Phys.Acta, 1972, 45, p.1; Noelpp U.B. Dissertation. Basel Univ., Schweiz, 1975.
11. Апостолеску С. и др. ЯФ, 1978, 28, с.299.
12. Бугров В.Н. и др. ОИЯИ, Р15-12894, Дубна, 1979.
13. Карамян С.А. ОИЯИ, Р4-11339, Дубна, 1978.
14. Максимов М.З. ЖЭТФ, 1957, 33, с.1411.
15. Back B.V. et al. Phys.Rev., 1974, C9, p.1924; Back B.V. et al. Phys.Rev., 1974, C10, p.1948.
16. Sikkeland T. Ark. för Fysik, 1967, 36, p.539.
17. Viola V.E., Sikkeland T. Phys.Rev., 1962, 128, p.767.
18. Huizenga J.R. et al. Phys.Rev., 1961, 124, p.1964.
19. Wing J. et al. Phys.Rev., 1959, 114, p.163.
20. Northcliffe L.C., Schilling R.F. Nucl.Data Tables, 1970, 7, p.233.
21. Gavron A. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p.2374.
22. Delagrange H. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p.867.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 июня 1980 года.