

е  
+

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1216/2-81

9/III-81

P15-80-762

В.Н.Бугров, С.А.Карамян

ВРЕМЯ ПРОТЕКАНИЯ  
РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР УРАНА-238  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИОНОВ ГЕЛИЯ-3

*Направлено в ЯФ*

1980

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Эффект теней в ядерных реакциях на монокристаллических мишенях позволяет измерять времена жизни составных ядер в диапазоне  $10^{-15} - 10^{-18}$  с. Измерено время протекания реакции деления ядер под действием нейтронов <sup>1-4/</sup> и тяжелых ионов <sup>5-7/</sup>. Использование пучков ионов <sup>3</sup>He и <sup>4</sup>He дает возможность дополнить эти результаты получением данных для области энергии возбуждения составного ядра  $E^* = 20-50$  МэВ, которая не исследована ни в реакциях с нейтронами  $E^* < 10$  МэВ, ни в реакциях с тяжелыми ионами  $E^* > 50$  МэВ. Впервые реакция  $^{238}\text{U} + ^4\text{He}$  изучалась в работе <sup>8/</sup> при одном значении энергии ионов - 25 МэВ.

Результаты измерения времени протекания реакции деления ядер  $^{238}\text{U}$  ионами <sup>4</sup>He с энергией от 23 до 35 МэВ приведены в работах <sup>9/</sup>, главный вклад во временную задержку событий деления дают ветви деления (<sup>4</sup>He, 1nf), (<sup>4</sup>He, 2nf), (<sup>4</sup>He, 3nf). Измеренные величины неплохо согласуются с модельным расчетом, основанным на экспериментальных зависимостях времени жизни от энергии возбуждения для составных ядер  $^{236}\text{U}$  и  $^{239}\text{U}$  в области  $E^* < 10$  МэВ <sup>1-4/</sup>. В расчете сделана экстраполяция данных <sup>1-4/</sup> в область больших энергий возбуждения и осуществлен переход к изотопам плутония. Использованы также эмпирические сведения об отношениях  $\Gamma_f/\Gamma_n$  для делящихся ядер.

Ускоренные ионы <sup>3</sup>He позволяют получать составные ядра с энергией возбуждения примерно на 14 МэВ больше, чем ионы <sup>4</sup>He с той же кинетической энергией. Поэтому исследование реакции деления ядер  $^{238}\text{U}$  ионами <sup>3</sup>He дает сведения о составных ядрах с энергией возбуждения более 30 МэВ, т.е. в диапазоне, который не перекрывается с областью энергий возбуждения, изученной для реакции  $^{238}\text{U} + ^4\text{He}$  <sup>9/</sup>. В работе <sup>10/</sup> впервые сообщено о наблюдении временной задержки событий деления в реакции  $^{238}\text{U} + ^3\text{He}$ . В настоящей работе измерены времена протекания реакции деления ядер при облучении монокристалла  $\text{UO}_2$  ионами <sup>3</sup>He с энергиями 25, 31, 40, 47 МэВ, которым соответствует энергия возбуждения составного ядра от 34 до 56 МэВ. Для понимания экспериментальных результатов выполнен модельный расчет измеряемых величин.

## 2. МОДЕЛЬНЫЙ РАСЧЕТ КОМПОНЕНТ ТЕНЕВОГО МИНИМУМА

В работе <sup>9/</sup> описана схема расчета глубины и разности глубин теневых минимумов  $\chi^{150^\circ}$  и  $\Delta\chi$ , которые равны с учетом

вклада многих ветвей деления  $\chi^{150^\circ} = \sum_{x=0}^k \chi_{xn}^{150^\circ}$ ;  $\Delta\chi = \sum_{x=0}^k \Delta\chi_{xn}$ , где  $x$  - число нейтронов, испущенных до деления. Здесь приведены только основные формулы:

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

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

$$\times \frac{dW}{dU_x} R_f(U_x) dU_x, \quad /2/$$

где  $\sum_x = \sum_{i=1}^x V_{ni}$ ,  $U_x$  - остаточная энергия возбуждения ядра после испарения  $x$  нейтронов,  $P_{xnf}$  - вероятность деления после испарения  $x$  нейтронов в расчете на одно составное ядро, вычисляемая по формуле

$$P_{xnf} = \int_0^{E^* - \sum x} R_f(U_x) \frac{dW}{dU_x} dU_x. \quad /3/$$

Величины  $\chi_x^{150^\circ}(U_x)$  и  $\Delta\chi_x(U_x)$  представляют собой глубину и разность глубин теневого минимума для  $x$ -й ветви деления, взятой в отдельности от других. Они вычисляются по формуле /11/, связывающей глубину теневого минимума с параметром времени жизни распадающегося ядра  $\tau_x$ . Время  $\tau_x$  принималось приближенно равным

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

Параметры анизотропии углового распределения осколков деления  $A = \frac{W(150^\circ)}{W(90^\circ)}$  были получены на основе данных работ /12-14/ по изучению реакции  $^{238}\text{U} + ^4\text{He}$ , предполагалось, что анизотропия  $A_x$  увеличивается с уменьшением энергии  $U_x$  за счет уменьшения температуры ядра, которая вычислялась по модели ферми-газа  $T = \sqrt{\frac{U_x - B_f}{a}}$ ,  $a = 0,1A$ . Распределение ядер по остаточной энергии возбуждения после испарения  $x$  нейтронов  $\frac{dW}{dU_x}$  вычислялось по формуле

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

где  $P_i$  - вероятность испускания  $i$  нейтронов, вычисленная по формуле из работы <sup>/15/</sup> при замене  $\epsilon_\gamma$  на другой по смыслу параметр -  $\xi = 1,5$  МэВ /см. <sup>/9/</sup> /,  $I(z, m)$  - неполная гамма-функция. Значения  $\left(\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}\right)_i$  берутся при энергиях возбуждения  $E^* - \sum_i - 2iT$ . Из формул /1-4/ видно, что основными величинами, от которых зависит результат, являются функции вероятности деления  $R_f(U_x, A-x) = \frac{\Gamma_f(U_x)}{\Gamma_T(U_x)}$  и функции времени жизни ядра в зависимости от энергии возбуждения  $\tau(U_x, A-x)$ . Они должны быть выбраны на основе экспериментальных данных. В работе <sup>/9/</sup> предполагалось, что при  $E^* > 10$  МэВ отношения  $\Gamma_f/\Gamma_n$  не зависят от энергии возбуждения и равны значениям, взятым из эмпирической систематики <sup>/16/</sup>. Результаты измерений <sup>/17,18/</sup> показывают, однако, заметную вариацию отношений  $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$  с изменением энергии возбуждения\*. С учетом результатов <sup>/17,18/</sup> для ядер  $^{238}\text{Pu}$  и  $^{239}\text{Pu}$  были сконструированы функции  $R_f(U_x)$ , показанные на рис.1, околобарьерная область энергий возбуждения воспроизведена по данным <sup>/17,19/</sup>. В области  $U_x \geq 45$  МэВ предполагался выход  $R_f(U_x)$  на постоянное значение. Для ядер  $^{237}, ^{240}, ^{241}\text{Pu}$  имеются только измерения в околобарьерной области, для них  $R_f(U_x)$  были построены по аналогии с функциями вероятности деления для ядер  $^{238}, ^{239}\text{Pu}$ . Для ядер  $^{235}, ^{236}\text{Pu}$  результаты измерений отсутствуют, поэтому считалось, что функции  $R_f(U_x)$  повторяют ход, показанный для ядер  $^{237}, ^{238}\text{Pu}$  соответственно. Из приведенных на рис.1 данных ясно, что выбор функций  $R_f(U_x, A-x)$  несет в себе некоторый произвол, однако он, по-видимому, более корректен, чем упрощенное предположение о постоянстве  $\Gamma_f/\Gamma_n$ .

Функции  $\tau(U_x, A-x)$  были взяты в виде

$$\tau(U_x, A-x) = C_1 e^{\frac{B_n + B_f}{2T} - \frac{U_x}{\Delta U}} \quad \text{при } U_x \leq 20 \text{ МэВ};$$

/5/

$$= C_2 e^{\frac{B_n + B_f}{2} \left( \frac{a}{U_x - \frac{B_n + B_f}{2}} \right)^{1/2}} \quad \text{при } U_x > 20 \text{ МэВ}.$$

\* Авторы благодарны Ю.П.Гангрскому за обсуждение особенностей функций  $R_f(U_x)$ .

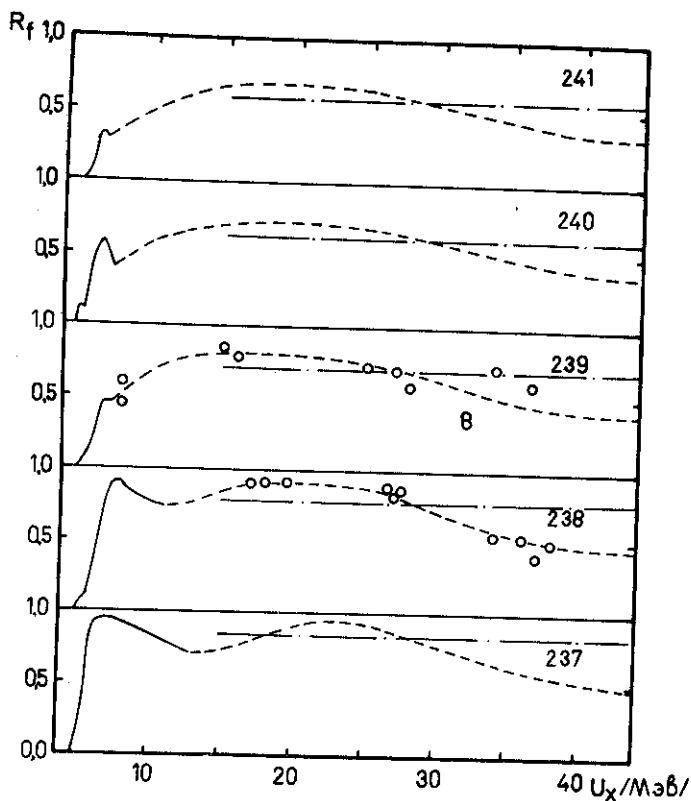


Рис.1. Функции  $R_f(U_x, A-x)$  для изотопов плутония: сплошная линия - данные работ /17,19/, пунктирная линия проведена по экспериментальным точкам из работы /18/, штрих-пунктирная линия - данные систематики /16/.

Параметры первого выражения для области  $U_x \leq 20$  МэВ были определены в работе /9/ на основе экспериментальных значений времени жизни ядер  $^{236}\text{U}$  и  $^{239}\text{U}$  /1-4/. Экспоненциальное убывание  $\tau(U_x)$  при этом является более медленным, чем вычисленное по модели ферми-газа на интервале  $5 \text{ МэВ} < U_x < 20 \text{ МэВ}$ . Второе выражение учитывает изменение температуры ядра по ферми-

газу  $T = \left( \frac{U_x - (B_n + B_f) / 2}{a} \right)^{1/2}$ , что приводит к отличию функции  $\tau(U_x)$  от экспоненты. Параметр  $C_2$  выбран из условия непрерывности функции  $\tau(U_x)$  при  $U_x = 20$  МэВ. Функции  $\tau(U_x, A-x)$  показаны на

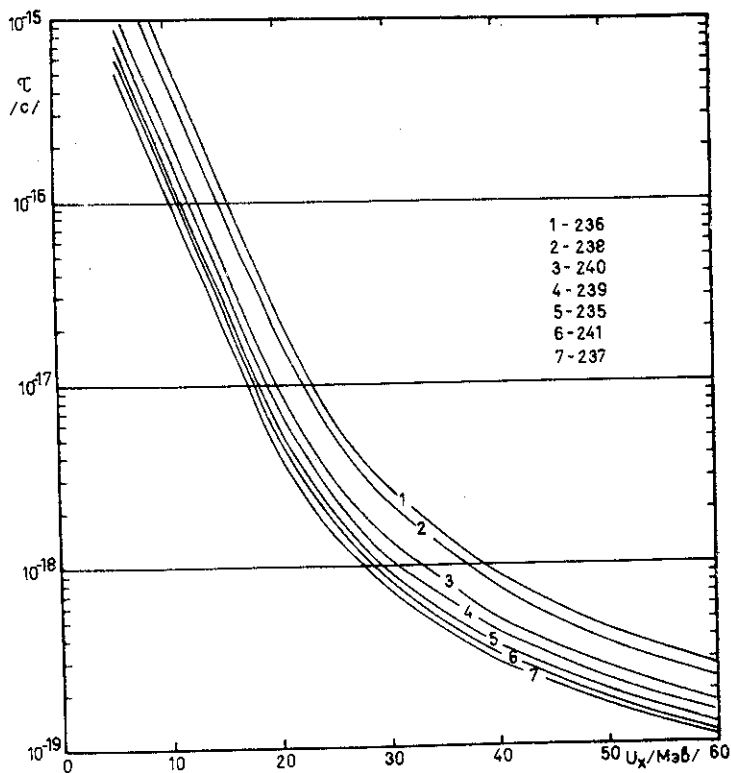


Рис.2. Функции  $\tau(U_x, A-x)$  для изотопов плутония, вычисленные по формуле /5/. Значения  $V_n$  и  $V_f$  взяты из таблиц экспериментальных масс ядер и из данных работ /17,19/.

рис.2. Они менее резко спадают с ростом  $U_x$ , чем рассчитанные непосредственно по модели ферми-газа в ее простейшем варианте на всем интервале  $U_x$ , показанном на рис.2. Ход функций  $\tau(U_x)$  в области небольших энергий возбуждения подтвержден экспериментальными данными /1-4/. Кроме того, усложнение модели ферми-газа, в частности учет энергетической зависимости параметров плотности уровней  $\alpha$ , должно привести к замедлению убывания  $\tau(U_x)$ . Таким образом, данные рис.2 можно понимать как некоторый, допустимый в модели ферми-газа предел увеличения времен жизни  $\tau$  при значительных энергиях возбуждения /20÷50 МэВ/. Измерения времен протекания реакции деления ядер под действием тяжелых ионов /5,6/ дают значения времен, превышающие предска-

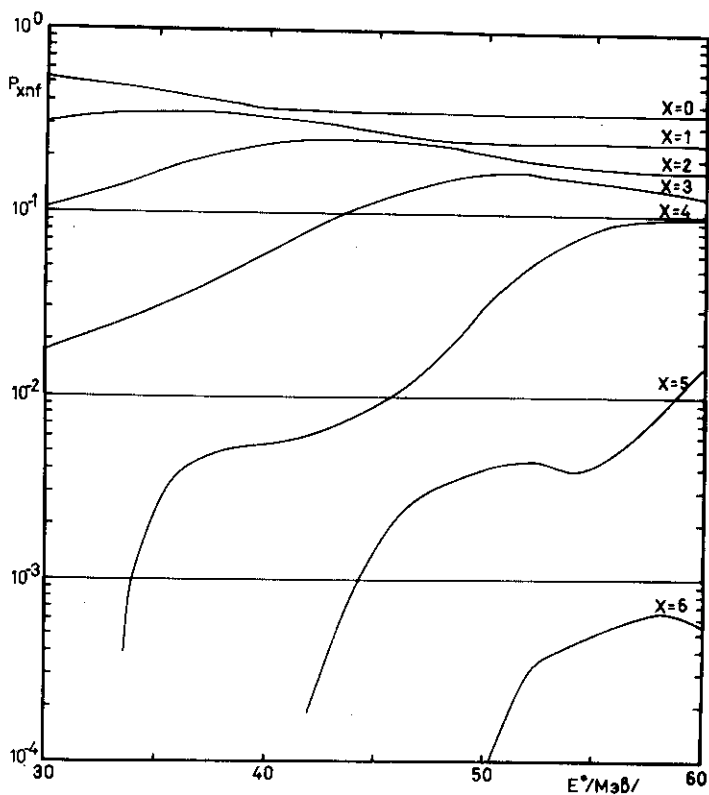


Рис.3. Вычисленные по формулам /3,4/ вероятности деления после испарения  $x$  нейтронов в зависимости от энергии возбуждения составного ядра  $^{241}\text{Pu}$ .

зания модели ферми-газа на несколько порядков величины в области  $E^* > 50$  МэВ. Поэтому логическая схема задачи состоит в использовании максимально возможных по модели ферми-газа значений  $\tau$  и сравнении результатов расчета с экспериментом. Превышение экспериментальными значениями  $\Delta\chi$  вычисленных является фактором, зависящим от степени отклонения функций  $\tau(U_x)$  от принятых в расчете. Реакция  $^{238}\text{U} + ^3\text{He}$  интересна для такого сопоставления, так как ее изучение заполняет не исследованный до сих пор интервал энергии возбуждения /30-50/ МэВ.

Приведем теперь результаты расчета. На рис.3 показаны зависимости величин  $P_{xnf}$  от энергии возбуждения составного ядра, вычисленные по формуле /3,4/. Использование в расчете

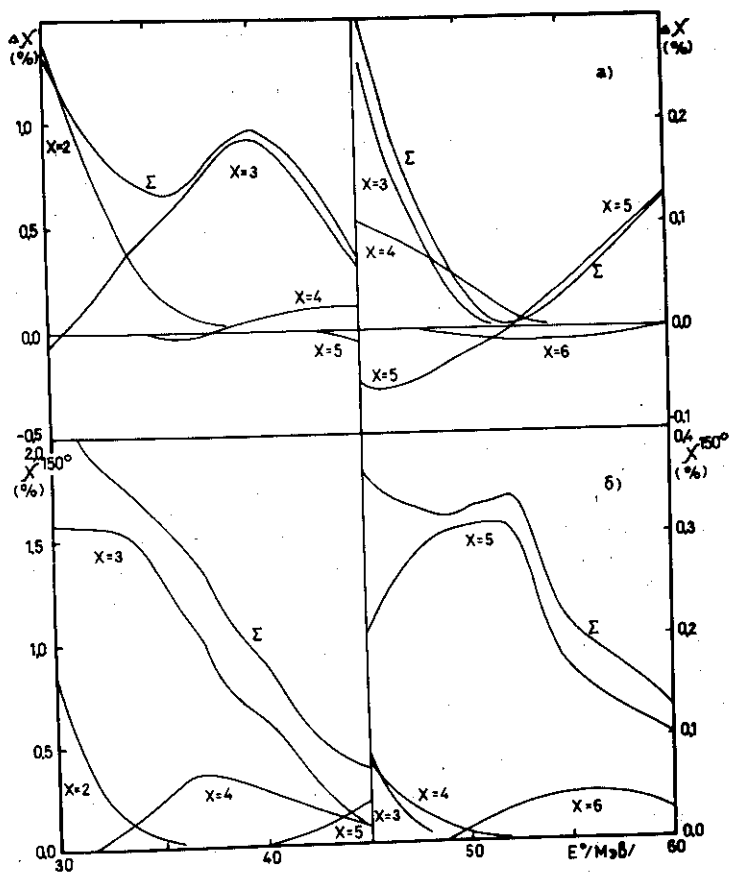


Рис. 4. Рассчитанные по формулам величины  $\chi_{\text{хп}}^{150^\circ}$ ,  $\chi^{150^\circ}$  и  $\Delta\chi_{\text{хп}}$ ,  $\Delta\chi_{\text{в}}$  в зависимости от энергии возбуждения составного ядра  $^{241}\text{Pu}$ : а/  $\Delta\chi$ , б/  $\chi^{150^\circ}$ .

функций  $R_f(U_x)$ , показанных на рис. 1, приводит к тому, что зависимости  $P_{\text{хпф}}(E^*)$  имеют сложный ход при наличии осцилляции производной. Спад  $R_f$  при  $U_x > 20$  МэВ повышает вероятность ветвей деления с немалым  $x$ . Поэтому при энергии возбуждения около 50 МэВ целая группа ветвей деления  $^{238}\text{U}(^3\text{He}, \text{хпф})$  с  $x$  от 0 до 4 имеет сравнимую вероятность, т.е. данная реакция характеризуется высокой вероятностью эмиссионного деления.

С использованием зависимостей  $P_{\text{хпф}}(E^*)$ ,  $\chi^{150^\circ}$  показанных на рис. 3, были вычислены величины  $\Delta\chi_{\text{хп}}$  и  $\chi_{\text{хп}}^{150^\circ}$  по формулам /1, 2, 4, 5/. Результаты приведены на рис. 4, даны также суммар-



ные значения  $\Delta\chi$  и  $\chi^{150^\circ}$ . Отрицательные значения  $\Delta\chi_{\text{хп}}$  возникают в результате учета отличия анизотропии  $A_x$  от средней  $\bar{A}$ , однако амплитуда отрицательных значений  $\Delta\chi_{\text{хп}}$  много меньше, чем амплитуда положительных значений. Поэтому суммарное значение  $\Delta\chi$  остается положительным во всем диапазоне энергии возбуждения. Меньшая величина максимумов в зависимостях  $\chi_{\text{хп}}^{150^\circ}(E^*)$  и  $\Delta\chi_{\text{хп}}(E^*)$  для четных чисел  $x$  связана с четно-нечетной вариацией значений  $\tau(U_x)$ , заложенной в формуле /5/. Результаты расчета величин  $\chi^{150^\circ}$  и  $\Delta\chi$ , приведенные на рис.4, дают основу для понимания результатов эксперимента, в котором  $\chi^{150^\circ}$  и  $\Delta\chi$  измеряются непосредственно.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Методика эксперимента подробно описана в работе /6/. Монокристаллическая мишень двуокиси урана /естественного изотопного состава/ облучалась пучком ионов  $^3\text{He}$  циклотрона У-200 Лаборатории ядерных реакций СИЯИ. Понижение энергии ионов достигалось перемещением по радиусу циклотрона выводного устройства-стриппера, а также введением тормозящих алюминиевых фольг в камере рассеяния. Осколки деления регистрировались стеклянными трековыми детекторами. Ориентация монокристалла была такова, что в направлениях  $90^\circ$  и  $150^\circ$  по отношению к пучку ионов наблюдались осевые тени  $\langle 110 \rangle$ , кристаллографическая ось  $\langle 111 \rangle$  была перпендикулярна к поверхности монокристалла. Выполнено 4 эксперимента при различных энергиях пучка ионов. Стеклянные детекторы обрабатывались и просматривались по схеме, описанной в работе /6/. Параметры теневого минимума в пространственном распределении осколков деления определялись путем измерения плотности треков на поверхности детектора в зависимости от координаты при поперечном сканировании осевой тени, наблюдавшейся визуально на обработанном стекле. Направление диаметрального сканирования по нормали к плоскости реакции было выбрано для исключения влияния углового распределения осколков на форму теневого минимума. Результаты просмотра для всех 4 экспериментов приведены на рис.5. Угловая ширина теневого минимума на половине глубины, несколько большая для оси  $-150^\circ$ , чем для оси  $-90^\circ$ , мало меняется при изменении энергии пучка. Для точного определения параметра глубины теневого минимума его центральная область сканировалась полностью по координатам  $x$  и  $y$ . Это позволило объективно найти истинную позицию центра тени и увеличить статистическую точность определения плотности треков вблизи центра минимума. Результаты сканирования по двум координатам показаны на рис.5 светлыми точками. При вычислении параметров глубины теней  $\chi$  вводились

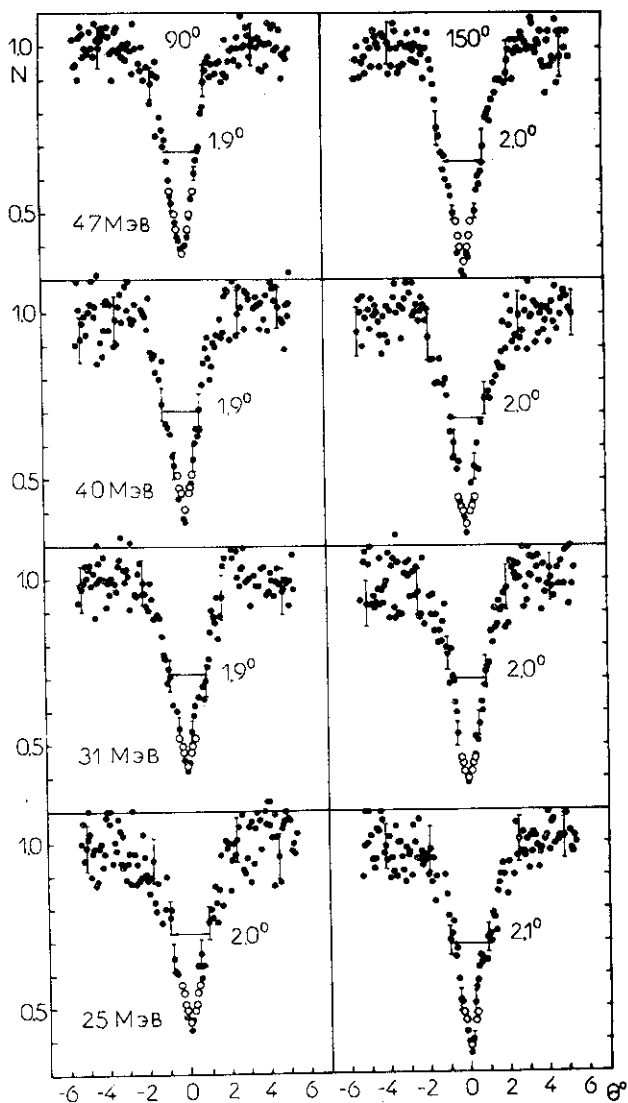


Рис.5. Результаты просмотра теневых минимумов для кристаллографических осей  $\langle 110 \rangle$  монокристалла  $\text{UO}_2$ , ориентированных под углами  $90^\circ$  и  $150^\circ$  к пучку, для реакции  $^{238}\text{U} + ^3\text{He}$  при четырех значениях энергии ионов: ● - результат диаметального сканирования; ○ - кольцевого сканирования, погрешность не превышает размера точки.

Таблица

Результаты измерений. Величины  $\tau_{\text{эфф.}}$  получены по формуле из работы /11/ на основе измеренных значений  $\Delta\chi$

$E_L$ /МэВ/	$E^*$ /МэВ/	$\chi^{150^\circ}$	$\Delta\chi$	$\tau_{\text{эфф.}}$ / $10^{-17}$ с/
25	34,1	0,380 $\pm$ 0,011	0,080 $\pm$ 0,024	3,12
31	40,0	0,394 $\pm$ 0,012	0,041 $\pm$ 0,025	2,11
33*	42,0	0,346 $\pm$ 0,006	0,021 $\pm$ 0,011	1,63
40	48,9	0,364 $\pm$ 0,011	0,049 $\pm$ 0,023	1,98
47	55,8	0,357 $\pm$ 0,009	0,025 $\pm$ 0,018	1,44

\*Результат работы /10/, пересчитанный с учетом отличия геометрии опыта от настоящего эксперимента.

следующие поправки: на изменение телесного угла одного поля зрения при изменении его координаты, на изменение толщины работающего слоя с изменением угла выхода осколков из мишени, на угловое разрешение эксперимента и на просчеты, связанные с двойными наложениями треков.

В таблице приведены результаты, полученные в экспериментах при энергии ионов  $^3\text{He}$  25,31,40,47 МэВ. Включен также результат работы /10/, в которой сделаны измерения при энергии ионов  $^3\text{He}$  33 МэВ. В таблице величины  $\chi^{150^\circ}$  и  $\Delta\chi$  приведены вместе с их статистическими погрешностями. Поскольку в данной работе измерения сделаны при облучении одного и того же участка монокристалла, то полученные значения  $\chi^{150^\circ}$  могут сравниваться между собой для определения изменения величин  $\chi^{150^\circ}$  с энергией ионов. Изменение  $\chi^{150^\circ}$  за счет радиационного повреждения монокристалла по мере накопления дозы мало по сравнению с погрешностью определения  $\chi^{150^\circ}$ . Приведенные в таблице значения эффективного времени протекания реакции  $\tau_{\text{эфф.}}$  получены в приближении одноэкспоненциального временного распределения событий по формуле из работы /11/ при значениях параметров  $C = 2,5$ ,  $r_c = 0,4 \text{ \AA}$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Измеренные значения  $\Delta\chi$  и  $\chi^{150^\circ}$  на рис.6 сравниваются с результатами расчета. Из экспериментальных значений  $\chi^{150^\circ}$  вычтена методическая составляющая глубины тени  $\chi_r^{150^\circ} = \chi_{\text{эксп.}}^{150^\circ} - \chi_{\text{мет.}}^{150^\circ}$ .

где  $\chi_{\text{мет.}}^{150^\circ}$  подбиралась для наилучшего согласования точек с расчетной кривой. Кроме результатов исследования реакции  $^{238}\text{U} + ^3\text{He}$  на рис.6 приведены также экспериментальные данные, полученные в работе <sup>9/</sup> для реакции  $^{238}\text{U} + ^4\text{He}$ . В случае реакции  $^{238}\text{U} + ^4\text{He}$  расчет был повторен с использованием предположений, принятых в настоящей работе /см. раздел 2/, его результаты приведены на рис.6 для сравнения с соответствующими экспериментальными точками. При переходе от реакции  $^{238}\text{U} + ^4\text{He}$  / $E^* < 30$  МэВ/ к реакции  $^{238}\text{U} + ^3\text{He}$  / $E^* \geq 34$  МэВ/ в рассчитанных функциях  $\Delta\chi(E^*)$  и  $\chi^{150^\circ}(E^*)$  возникает разрыв, связанный с различием исходных составных ядер  $^{242}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  и с различием импульсов отдачи, сообщаемых составному ядру ионам  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$ . Из рис.6 видно, что измеренные значения  $\chi^{150^\circ}$  хорошо согласуются с расчетом для обеих изученных реакций. Это означает, что в расчете правильно выбраны функции  $\tau(U_x, A-x)$  и  $R_f(U_x, A-x)$ . Отличные от нуля значения  $\chi^{150^\circ}$  возникают за счет событий, характеризующихся большим временем задержки:  $t > 10^{-16}$  с. Поведение функций  $\tau(U_x)$  при значениях  $10^{-16} - 10^{-15}$  /с основано на экспериментальных данных, поэтому согласие расчетных и экспериментальных значений  $\chi^{150^\circ}$  подтверждает выбор функций  $R_f(U_x, A-x)$ . Наиболее важная особенность функции  $R_f(U_x)$  - ее уменьшение в области  $U_x > 20$  МэВ - , введенная на основе измерений <sup>18/</sup> сильнее всего влияет на результат расчета  $\chi^{150^\circ}$  для реакции  $^{238}\text{U} + ^3\text{He}$ . Таким образом, соответствие экспериментальных точек и расчетной кривой в этом случае является прямым подтверждением работы <sup>18/</sup>, хотя необходимо, конечно, учитывать, что точность измерения величин  $\chi^{150^\circ}$ , в среднем равная примерно  $\pm 0,01$ , сравнима с самой величиной, меняющейся от 0,016 до 0,002 в этой реакции. Во всяком случае можно сказать, что вычисленные с помощью функций  $R_f(U_x, A-x)$  вероятности ветвей деления ( $^3\text{He}$ , xnf) при  $x$  от 3 до 6 в целом соответствуют эксперименту.

Обсудим теперь поведение измеренных значений  $\Delta\chi$ . Точки, полученные для реакции  $^{238}\text{U} + ^4\text{He}$ , несмотря на разброс и небольшие погрешности, группируются около теоретической кривой, согласие можно считать неплохим. При этом измеренные в реакции  $^{238}\text{U} + ^3\text{He}$  значения  $\Delta\chi$  превышают вычисленные в 3-10 и более раз. В расчете спад  $\Delta\chi$  при увеличении  $E^*$  связан с достаточно резким уменьшением величин  $\tau(U_x)$  при увеличении  $U_x$  /см. рис.2/. Поэтому единственная возможность увеличить рассчитанные значения  $\Delta\chi$  состоит в увеличении времени жизни делящихся ядер при  $E^*, U_x > 20$  МэВ. Оценки показывают, что для получения в расчете значений  $\Delta\chi$ , близких к экспериментальным, необходимо предположить существенное замедление скорости убывания  $\tau$  в зависимости от  $U_x$  и выход значений  $\tau$  на

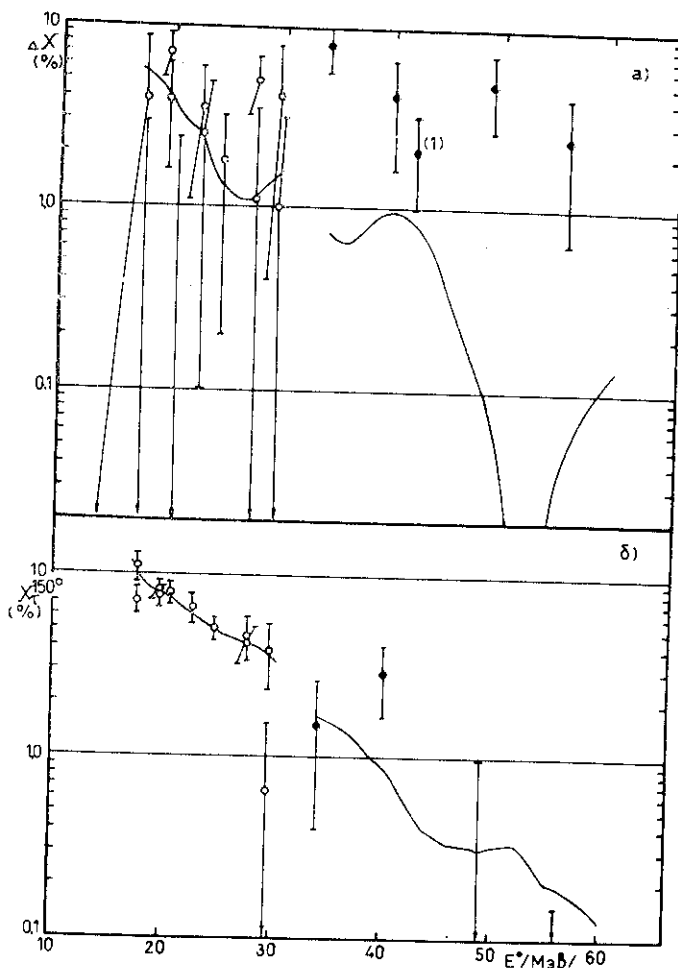


Рис. 6. Сравнение результатов измерения величин

$\Delta\chi$  /а/ и  $\chi^{150}$  /б/ с расчетом. О - реакция  $^{238}\text{U} + ^4\text{He}$  по данным работ /9/, ● - реакция  $^{238}\text{U} + ^3\text{He}$ , настоящая работа, /1/ - результат /10/. В случае, когда значение  $\chi^{150}$  или  $\Delta\chi$  выходит за пределы рисунка, приводится верхняя граница, определяемая погрешностью измерения величины.

уровень около  $10^{-17}$  с в области  $E^* = 20-50$  МэВ. Этот результат не противоречит измерениям, сделанным на пучке тяжелых ионов /5,8/. В принципе возможно поставить задачу определения функций  $\tau(U_x)$ , необходимых для воспроизведения полученных в ре-

акции  $^{238}\text{U} + ^3\text{He}$  величин  $\Delta\chi$ . Однако решение ее может дать пока не единственный ответ в связи с недостаточно определенными другими параметрами расчета, например с неоднозначностью выбора функций  $R_f(U_x, A-x)$ . Тем не менее выход значений  $\tau$  на уровень около  $10^{-17}$  с является необходимой особенностью функций  $\tau(U_x)$ . Не приведет ли изменение функций  $\tau(U_x)$  к ухудшению согласия расчета и эксперимента для реакции  $^{238}\text{U} + ^4\text{He}$ ? Вероятно, нет. В связи с уменьшением  $R_f(U_x)$  при  $U_x > 20$  МэВ вклад ветвей эмиссионного деления возрастает при увеличении энергии возбуждения. За счет этого при выборе подходящей функции  $\tau(U_x)$  можно получить увеличение значений  $\Delta\chi$  на интервале энергии возбуждения составного ядра от 25 до 35 МэВ. Точки, полученные для реакции  $^{238}\text{U} + ^4\text{He}$  при максимальных энергиях, может быть, уже дают указания на некоторый рост  $\Delta\chi$  с увеличением  $E^*$ . При меньших  $E^*$  результат расчета изменится несильно и согласие с экспериментом сохранится.

Можно сделать попытку объяснить повышенные значения  $\Delta\chi$  для реакции  $^{238}\text{U} + ^3\text{He}$  вкладом процессов деления после прямых реакций. В работе <sup>/20/</sup> получено, что доля деления после взаимодействия с неполной передачей импульса для реакции  $^{238}\text{U} + ^4\text{He}$  при энергии ионов 63,5 МэВ составляет  $\approx 7,5\%$ . Если данное значение взять как верхнюю границу вклада этого процесса для исследуемой нами реакции, то можно получить оценку  $\Delta\chi \leq 0,005 \div 0,010$ , что значительно меньше измеренных величин. Кроме того, существенный вклад деления после прямых реакций должен был бы увеличить  $\chi^{150}$ , что не наблюдается в эксперименте.

Таким образом, в реакции  $^{238}\text{U} + ^3\text{He}$  обнаружена средняя временная задержка событий деления, превышающая в 3-10 и более раз результат модельного расчета с учетом вклада многих ветвей деления после испарения нейтронов.

Авторы благодарны Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за интерес к работе, А.Ф.Тулинову за предоставление монокристалла  $\text{UO}_2$ , В.В.Каманину за помощь в работе на подготовительном этапе, группе эксплуатации циклотрона У-200 за получение пучков ионов  $^3\text{He}$ , Ю.Н.Овчинникову за предоставление газа  $^3\text{He}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Melikov Yu.V. et al. Nucl.Phys., 1972, A180, p.241.
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. Каманин В.В. и др. ЯФ, 1972, 16, с.447.
6. Бугров В.Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с.717.
7. Andersen J.U. et al. Dan.Vid.Selsk.Mat.-fys.Medd., 1980, 40, No.7.
8. Меликов Ю.В. и др. ЖЭТФ, 1969, 56, с.1803.
9. Бугров В.Н. и др. ОИЯИ, P15-80-416, Дубна, 1980; ОИЯИ, P15-12894, Дубна, 1979.
10. Апостолеску С. и др. ЯФ, 1978, 28, с.299.
11. Gibson W.M., Nielsen K.O. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p.114.
12. Vandenbosch R. et al. Phys.Rev., 1961, 124, p.846; Hui-zenga J.R. et al. Phys.Rev., 1961, 124, p.1964.
13. Leachman R.B., Blumberg L. Phys.Rev., 1964, 137B, p.814.
14. Kapoor S.S. et al. Phys.Rev., 1966, 149, p.965.
15. Карамян С.А. ОИЯИ, P4-11339, Дубна, 1978.
16. Sikkeland T. Ark.Fys., 1967, 36, p.539.
17. Gavron A. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p.2374.
18. Delagrangé H. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p.867.
19. Back V.B. et al. Phys.Rev., 1974, C9, p.1924; Phys.Rev., 1974, C10, p.1948.
20. Viola V.E. et al. Nucl.Phys., 1971, A174, p.321.

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 ноября 1980 года.