

Б-902

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3082/2-76



9/III 76

P7 - 9690

В.Н.Бугров, В.В.Каманин, С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян,
М.Титиричи

ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ШИРИН
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР
($Z = 98, 100, 102$) С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ

1976

P7 - 9690

**В.Н.Бугров, В.В.Каманин, С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян,
М.Титиричи**

**ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ШИРИН
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР
($Z = 98, 100, 102$) С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ**

Направлено в ЯФ

1. Введение

Проблема изучения ширины распада составных ядер занимает одно из важных мест в физике ядерных реакций с тяжелыми ионами. Выполнен целый ряд работ по измерению отношений делительной и нейтронной ширины Γ_f/Γ_n для многих тяжелых составных ядер в зависимости от энергии возбуждения. В последние годы с использованием метода, основанного на эффекте теней в ядерных реакциях на монокристаллических мишенях, появилась возможность получения информации об абсолютных значениях приведенных ширины на основе измерения времен жизни составных ядер в диапазоне $10^{-15} - 10^{-19}$ с. Изучение делящихся составных ядер было выполнено для области $Z = /79-89/$ в реакциях под действием ионов ^{11}B , ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne и $^{31}\text{P}/1/$ при энергиях возбуждения $E^* = /60-120/$ МэВ, а также для более тяжелых составных ядер $^{239}_{92}\text{U}$ и $^{238}_{93}\text{Np}$ с энергией возбуждения $/6,5 - 9,0/$ МэВ при делении ^{238}U под действием нейтронов и протонов $^{2, 3}/$. Было обнаружено, что при высоких энергиях возбуждения средние времена жизни составных ядер систематически уменьшаются с увеличением атомного номера вплоть до значений $\leq 2 \cdot 10^{-18}$ с для $Z = 89$, что соответствует увеличению ширины деления Γ_f . В связи с этим можно было считать, что для более тяжелых ядер ширины деления еще более увеличиваются из-за уменьшения барьеров деления и определение ширины с помощью эффекта теней перестает быть возможным. Этому предположению не противоречили результаты $^{2, 3}/$, поскольку сравнительно высокие времена жизни $/3,5 - 1,2/ \cdot 10^{-16}$ с при $E^* = /6,5-9,0/$ МэВ

для ядер ^{239}U , ^{238}Np сменяются малым значением $<10^{-17}\text{с}$ для ^{242}Pu с $E^* = 20 \text{ МэВ}/4$. Отметим, однако, что времени жизни, полученные экспериментально, как для области высоких $E^* > 50 \text{ МэВ}$, так и для $E^* \leq 10 \text{ МэВ}$ значительно превышают теоретические оценки этих величин, сделанные на основе статистической теории при плотности уровней, определяемой по формулам модели ферми-газа. Поэтому представляло интерес получить экспериментальные данные о ширинках деления самых тяжелых составных ядер при высокой энергии возбуждения.

В настоящей работе выполнены эксперименты по наблюдению эффекта теней в реакциях $^{238}\text{U}(^{12}\text{C}, f)$; $^{238}\text{U}(^{18}\text{O}, f)$ и $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)$ с использованием монокристалла UO_2 .

Нижняя граница диапазона измеримых времен с учетом всех экспериментальных погрешностей была равна $\approx 4 \cdot 10^{-18}\text{с}$. Мы не ожидали в данных экспериментах большой разности глубин теней, поэтому было уделено особое внимание повышению статистической точности экспериментальных данных и вычислению целого ряда поправок. Однако экспериментальное значение $\Delta\chi$ оказалось заметно выходящим за пределы погрешности опыта, что означает значительно большие времена жизни делящихся ядер, чем можно было ожидать.

2. Эксперимент

Эксперимент проводился на выведенном пучке ионов ^{12}C , ^{18}O , ^{22}Ne циклотрона У-300 Лаборатории ядерных реакций. Схема опыта показана на *рис. 1*. Пучок проходил через коллиматор, представлявший собой 40-сантиметровую трубку, охлаждаемую жидким азотом, с входным отверстием 5 мм и выходным 1 мм. Трубка была уплотнена в тефлоновой перегородке, отделяющей объем камеры от объема ионопровода для предотвращения попадания паров органических веществ в камеру и осаждения их на поверхности мишени, охлаждаемой до температуры кипения жидкого азота. Монокристаллическая

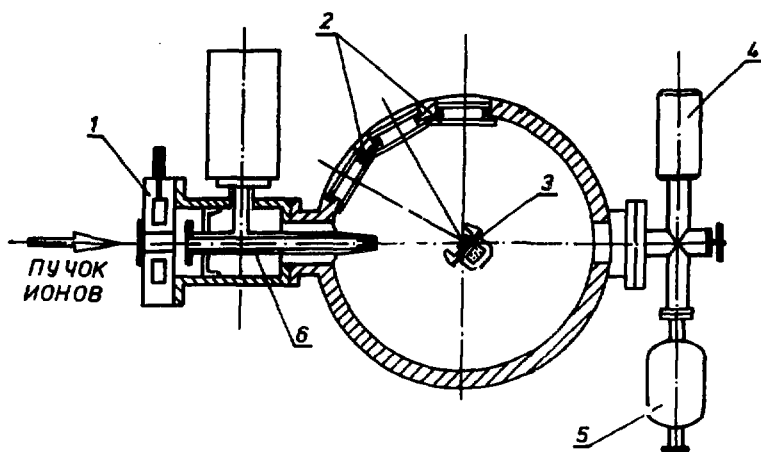


Рис. 1. Схема реакционной камеры для экспериментов по измерению времен жизни с помощью эффекта теней: 1 - входной коллиматор, охлаждаемый водой; 2 - трековые детекторы; 3 - оправка с монокристаллической мишенью, установленная на медной камере, охлаждаемой жидким азотом; 4 - циалитовый насос; 5 - масляная ловушка с охлаждением жидким азотом; 6 - охлаждаемый жидким азотом коллиматор пучка тяжелых ионов.

мишень из UO_2 укреплялась на держателе гониометра, который представлял собой модифицированный вариант конструкции из работы /5/. Держатель мишени имел внутреннюю полость, которая была соединена с сосудом Дьюара, расположенным над камерой. Межстеночное пространство сосуда Дьюара было соединено с объемом камеры. Жидкий азот под давлением собственного веса проникал внутрь держателя и охлаждал оправу мишени до температуры, равной температуре кипения азота. Для обеспечения наилучшего теплового контакта монокристаллическая мишень была приклеена к держателю с помощью серебряной пасты. По периметру круглой плоской оправы, а также на держателе были нанесены деления через каждый градус, что позволяло осуществлять установку угла поворота вокруг оси, нор-

мальной к поверхности кристалла, с точностью лучше $0,5^\circ$. Это давало возможность сохранять предварительную ориентацию мишени в пространстве, которая осуществлялась на пучке протонов с энергией 150 кэВ нейтронного генератора НГ-200 путем визуального наблюдения на люминесцентном экране теневой картины от упруго рассеянных протонов.

Для обеспечения безмасленного вакуума объем камеры откачивался форвакуумным насосом через ловушку с жидким азотом, после этого -циалитовым насосом от

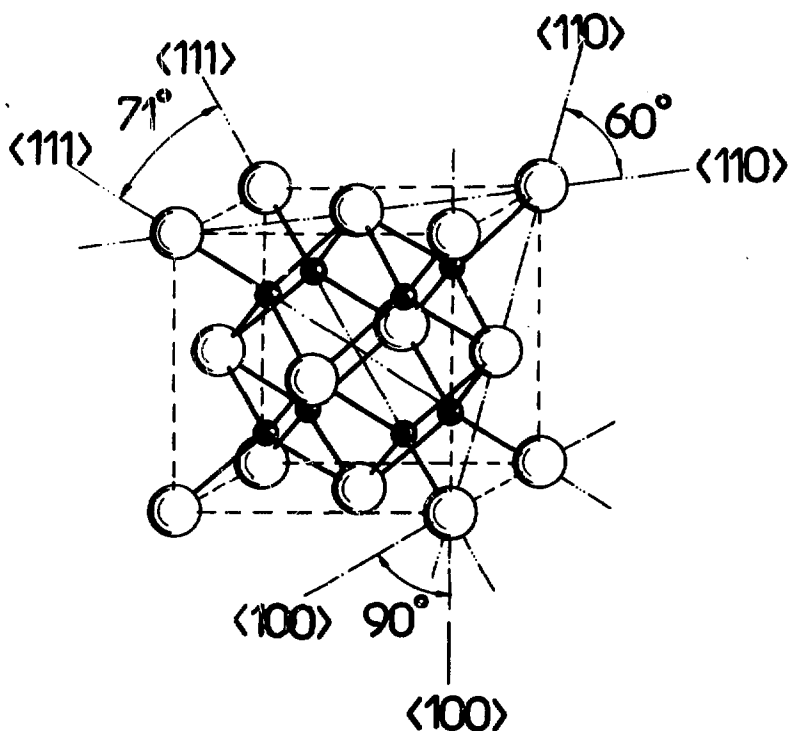


Рис. 2. Схема пространственной структуры монокристалла двуокиси урана.

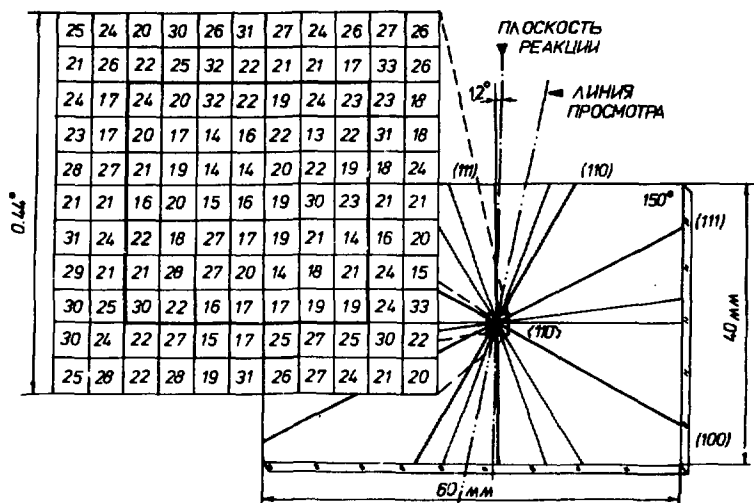


Рис. 3. Схема просмотра трековых детекторов, таблица - цифровая карта просмотра детектора в районе минимума осевой пени, каждая цифра соответствует количеству треков в одном поле зрения.

10^{-1} Тор до 10^{-3} Тор, далее - до $5 \cdot 10^{-5}$ Тор магниторазрядным титановым насосом НОРД-100. Внутренние стенки дьюаров систем охлаждения мишени и коллиматора являлись дополнительными криогенными насосами, значительно улучшавшими работу титанового насоса, причем даже при его отключении они были способны поддерживать длительное время вакуум в камере на уровне $5 \cdot 10^{-4}$ Тор.

Для наблюдения эффекта теней были выбраны наиболее плотно упакованные кристаллографические оси $\langle 110 \rangle$ монокристалла UO_2 с межатомным расстоянием $3,866 \text{ \AA} / \text{см}$. рис. 2/. Мишень ориентировалась таким образом, что одна из осевых теней $\langle 110 \rangle$ наблюдалась под углом 90° , а другая осевая тень $\langle 110 \rangle$ - под углом 150° к направлению пучка ионов.

Детекторами осколков деления служили силикатные стекла размером $40 \times 60 \text{ мм}$, которые были расположены

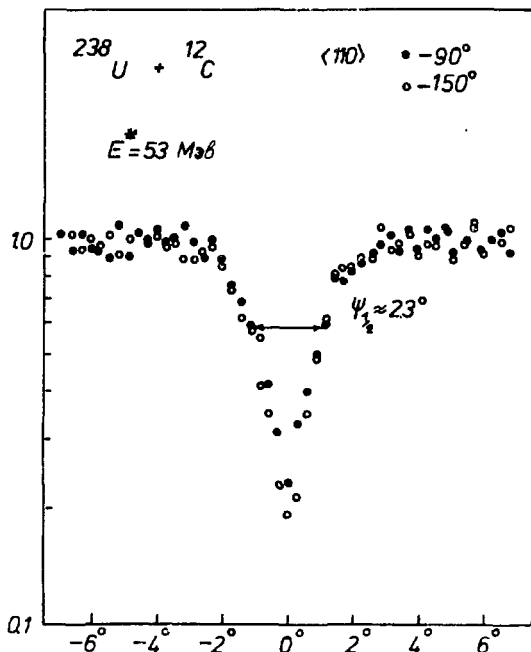


Рис. 4. Угловое распределение осколков деления вблизи кристаллографических осей $\langle 110 \rangle$ монокристалла двуокиси урана, ориентированных под углами 90° и 150° к пучку ионов ^{12}C , $E = 81 \text{ МэВ}$.

на расстоянии 140 мм от мишени, что при диаметре пучка 1 мм обеспечивало угловое разрешение $0,5^\circ$. При правильном режиме травления детекторов достигалась надежная дискриминация осколков деления от упругорассеянных ионов - ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne ^{1,6/}. Просмотр детекторов осуществлялся с помощью оптического микроскопа при увеличении 600, при этом просматриваемое поле зрения имело размеры $0,1 \times 0,1 \text{ мм}^2$.

Параметр глубины тени χ определяется отношением плотности треков в центре тени к плотности треков вне

исчезновения тени, каждая из которых содержала около 100 полей зрения.

Для определения полуширины тени и границы ее исчезновения осуществлялся просмотр детектора по прямой, проходящей через найденный центр. На *рис. 4,5* представлены результаты такого просмотра для реакций $U + {}^{12}C$ при энергии 81 МэВ и $U + {}^{18}O$ при энергии 121 МэВ.

Параметры глубины теней, определенные путем линейного сканирования минимумов /*рис. 4,5*/, при их меньшей точности совпадали с данными более точного определения /*рис. 3*/ в пределах статистических ошибок.

3. Обработка данных

При обработке результатов просмотра теневых минимумов вводился ряд поправок для определения истинного значения разности глубин теней $\Delta\chi = \chi^{90^\circ} - \chi^{150^\circ}$.

На величины χ и $\Delta\chi$ могут оказывать влияние следующие методические погрешности: 1/ несовершенство кристалла /исходное и возникающее под действием пучка/; 2/ толщина работающего слоя мишени; 3/ различие в энергии осколков деления, вылетающих под различными углами к пучку; 4/ ограниченная статистическая точность измерения теневой картины; 5/ угловое разрешение опыта; 6/ смещение ядер из узлов решетки под действием кулоновского поля налетающей частицы. Первые три погрешности подробно рассмотрены в работе /6/, в которой были поставлены специальные эксперименты для проверки их роли. Было показано, что при правильной постановке эксперимента они не оказывают заметного систематического воздействия на измеряемое значение $\Delta\chi$. Было показано также, что при прочих равных условиях для улучшения точности результата желательно использовать монокристалл наиболее высокого качества с толщиной, существенно меньшей, чем пробег продуктов реакции, для получения как можно более глубокой методической тени. Требование, касающееся толщины кристалла, не было выполнено по тех-

ническим причинам ни в одном из опытов по временам жизни составного ядра в реакциях деления под действием нейтронов и заряженных частиц.

Обсудим здесь влияние перечисленных выше методических погрешностей 4/; 5/; 6/. Если $\chi^{90^\circ} = A/B$, а $\chi^{150^\circ} = C/D$, где A, B, C, D - числа, определяемые в опыте с ограниченной статистической точностью, то

относительная статистическая погрешность $\frac{\delta(\Delta\chi)}{\Delta\chi}$ разности $\Delta\chi = \chi^{90^\circ} - \chi^{150^\circ}$ будет равна

$$\frac{\delta(\Delta\chi)}{\Delta\chi} = \left(1 + \frac{\chi^{150^\circ}}{\Delta\chi}\right) \left(\frac{\delta A}{A} + \frac{\delta B}{B}\right) + \frac{\chi^{150^\circ}}{\Delta\chi} \left(\frac{\delta C}{C} + \frac{\delta D}{D}\right), \quad /1/$$

где δA , δB , δC , δD есть статистические погрешности определения соответствующих исходных чисел. Из формулы, в частности, видно, что в случае идеального кристалла ($\chi^{150^\circ} \rightarrow 0$) второе слагаемое стремится к нулю,

а первое - к относительной точности $\left(\frac{\delta\chi^{90^\circ}}{\chi^{90^\circ}}\right)$ величины χ^{90° . Это показывает отмеченное выше существенное улучшение точности опыта при улучшении качества монокристалла. Наибольший вклад в полную погрешность

вносят обычно неточность определения

плотности следов осколков деления в областях теневых

минимумов - $\frac{\delta A}{A}$ и $\frac{\delta C}{C}$, поскольку выход продуктов

реакции в этих областях обычно в 3-5 раз меньше, чем в области вне теневого минимума, и, кроме того, допустимая площадь просмотра ограничена требованием сохранения наилучшего углового разрешения опыта. Для

уменьшения погрешностей $\frac{\delta A}{A}$ и $\frac{\delta C}{C}$ в каждом облучении

интегральный поток ионов на мишень выбирался таким,

чтобы плотность треков осколков деления вне теневого минимума была около $/5 \cdot 10^3 - 10^4/ 1/\text{мм}^2$. Высокое сечение деления под действием тяжелых ионов позволяло достигнуть такой плотности следов для всех реакций при разумном времени экспозиции от 1 до 10 ч при токе ионов на мишень 10 нА. Дальнейшее увеличение интегрального потока не приводило к улучшению точности, поскольку просмотр осложнялся случайными наложениями треков, и, кроме того, радиационное повреждение кристалла приводило к увеличению χ^{150° . При оптимальной плотности треков $/5 \cdot 10^3 - 10^4/ 1/\text{мм}^2$ размер поля зрения в микроскопе выбирался равным $/0,1 \times 0,1/ \text{мм}^2$, что позволяло произвести сканирование теневой картины с шагом 0,1 мм. Это малая величина по сравнению с диаметром пучка на мишени $/1 \text{ мм}/$, поэтому в полное угловое разрешение опыта дает вклад только пространственная дисперсия за счет конечных размеров пучка, а вклад в угловое разрешение размеров регистрирующей части аппаратуры пренебрежимо мал.

Поправка на искажение тени за счет ненулевого углового разрешения опыта вычислялась при аппроксимации тени в области, близкой к минимуму, параболой вращения по формулам

$$\left. \begin{aligned} \chi &= \chi_{\text{экср.}} - \delta\chi \\ \delta\chi &= (1 - 2\chi) \frac{\rho^2}{\psi_{1/2}^2 D^2} \end{aligned} \right\} , \quad /2/$$

где ρ - средний радиус проекции излучающего пятна мишени на плоскость, параллельную плоскости детектора; $\psi_{1/2}$ - полная ширина тени на половине глубины; D - расстояние от мишени до детектора. Возникающая отсюда поправка к величине $\Delta\chi$ учитывалась в окончательном результате, но она была обычно очень мала (менее 0,01), поскольку представляла собой разность двух слабо отличающихся малых величин $\delta\chi^{90^\circ} - \delta\chi^{150^\circ}$. В тех определениях величин χ , которые проводились методом, показанным на рис. 3, в поправку на конечное

угловое разрешение включалось также влияние конечных размеров центральной области тени, которая состояла из 7x7 полей зрения /т.е. 0,7.0,7 мм 2/.

В результате выбора оптимальных условий накопления и обработки статистической информации удалось достичь стандартной абсолютной точности около $\pm 0,01$ для определения величин $\Delta\chi$. Таким образом, применяемый нами метод пригоден для достоверного определения величин $\Delta\chi$ вплоть до малых значений на уровне около /2-3%.
 В ряду возможных систематических погрешностей несколько особое положение занимает вопрос о смещении ядер под действием кулоновского поля налетающей частицы. Здесь имеется в виду, что для тяжелых бомбардирующих ионов возможно смещение ядра мишени еще до образования составного ядра на некоторое расстояние, что могло бы имитировать эффект времени жизни составного ядра, если величина этого смещения $\geq 10^{-10}$ см. Ясно, что она может быть вычислена следующим образом:

$$D = \int_{\infty}^R V_T(r) \frac{dr}{V_r(r)}, \quad /3/$$

где $V_T(r)$ - функция скорости ядра мишени в зависимости от расстояния между сталкивающимися ядрами, $V_r(r)$ - относительная скорость в зависимости от r , $R = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ - сумма радиусов ядер при их соприкосновении. Воспользовавшись законами сохранения энергии и импульса в кулоновском поле и взяв интеграл, получим в нерелятивистском случае для лобового столкновения:

$$D = R \frac{m}{m+M} \left[1 - \sqrt{1 - B_c/E_c} + B_c/E_c \ln \frac{2\sqrt{R_{\infty}}}{\sqrt{R(1 + \sqrt{1 - B_c/E_c})}} \right], /4/$$

где m и M - массовые числа сталкивающихся частиц, B_c и E_c - кулоновский барьер и энергия частицы в с.д.и., R_{∞} - нижний предел интегрирования.

Несколько необычной особенностью этого интеграла является тот факт, что он расходится на пределе ∞ , однако очень медленно. Поэтому введен параметр R_{∞} , от которого D зависит весьма слабо для больших отношений R_{∞}/R . Разумеется, ясно, что не имеет смысла интегрировать воздействие кулоновского поля налетающей частицы, начиная с макроскопических расстояний. По всей видимости, $R_{\infty} = 10^{-8}$ см является уже достаточно большим пределом интегрирования. Нетрудно показать, что изменение предела интегрирования R_{∞} от 10^{-8} до 1 см меняет D только в 3 раза. Для случая столкновения $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ при энергии частиц, равной кулоновскому барьеру ($E_c = V_c$), получено: при $R_{\infty} = 10^{-8}$ см $D = 0,8 \cdot 10^{-12}$ см; при $R_{\infty} = 1$ см $D = 2,5 \cdot 10^{-12}$ см. Из этого примера видно: а/ величина смещения имеет порядок 10^{-12} см, т.е. весьма мала по сравнению с величинами, существенными для изменения глубины теней; б/ эта величина слабо меняется при увеличении параметра R_{∞} вплоть до значения, не имеющего физического смысла - 1 см; в/ случаю $E_c = V_c$ соответствует максимальное для данной реакции смещение /см. формулу/, D уменьшается при увеличении энергии E_c .

Отсюда ясно, что поправка на данный эффект для величин χ чрезвычайно мала и ею можно пренебречь. Кроме того, можно исключить из рассмотрения еще один, в принципе возможный, механизм искажения теней в реакциях под действием тяжелых ионов: можно было предполагать, что тяжелый ион в процессе приближения к ядру мишени своим кулоновским полем может значительно сдвинуть из положений равновесия атомы цепочки, в которую включено ядро мишени. Если бы это имело место, то тень, образованная на атомах цепочки, предварительно искаженной полем налетающей частицы, должна была бы заметно отличаться от тени на невозмущенной цепочке. Поскольку такой эффект должен зависеть от угла между направлением движения бомбардирующей частицы и направлением кристаллографической оси, то он мог давать вклад в экспериментальные величины $\Delta\chi = \chi^{90^\circ} - \chi^{150^\circ}$. Однако, как ясно из проделанных расчетов, действительное искажение цепочки атомов

пренебрежимо мало, поскольку величины смещений атомов из положений равновесия $<10^{-12}$ см/ несущественны по сравнению с амплитудой тепловых колебаний атомов $\sim 10^{-10}$ см/.

Из экспериментальных значений $\Delta\chi$ извлекались эффективные времена жизни составных ядер $\tau_{эфф}$ по формуле из работы /2/

$$\Delta\chi = 2CN\pi d (\sin^2 90^\circ - \sin^2 150^\circ) (V\tau_{эфф})^2, \quad /5/$$

где C - полуэмпирический параметр, равный 2,5; N - число атомов в 1 см^3 вещества монокристалла; d - межатомное расстояние для выбранной кристаллографической оси; V - скорость составного ядра. Данная формула хорошо работает для не очень больших величин смещения составных ядер $V\tau_{эфф} = 10^{-9}$ см, что и имеет место в наших экспериментах. Параметр $\tau_{эфф}$ для экспоненциального закона распада соответствует уменьшению числа составных ядер в e раз. В случае, если действительный закон распада высоковозбужденных ядер отклоняется от экспоненциальной функции, то $\tau_{эфф}$ можно интерпретировать как среднее время жизни всех составных ядер.

Формула /5/ не учитывает отклонения от цилиндрической симметрии атомного потенциала цепей атомов в монокристалле, возникающего за счет взаимодействия отдельной цепи с соседними. В работе /7/ было показано, что в результате этого эффекта функция χ становится зависящей не только от нормального смещения излучающих ядер $-V_{\perp}\tau$, но и от азимутального угла направления отдачи по отношению к направлениям кристаллографических плоскостей. Учет этого эффекта может привести к некоторому увеличению экспериментальных значений $\tau_{эфф}$ по сравнению с вычисляемыми по формуле /5/.

4. Обсуждение результатов

Величины $\tau_{эфф}$ для изученных реакций приведены в таблице. Нетрудно видеть, что $\tau_{эфф}$ для $Z = 98$,

Таблица

Результаты экспериментов по измерению времени жизни составных ядер в реакциях деления ²³⁸U ускоренными тяжелыми ионами

СОСТАВНОЕ ЯДРО	ЧАСТИЦА	E МэВ	E* МэВ	$\frac{V}{10^8}$ см/сек	χ^{150°	$\Delta\chi$	$\tau_{эфф}$ 10^{-18} сек	$\Gamma_{эфф}$ эВ
²⁵⁰ ₉₈ Cf	¹² ₆ C	81	53	1.73	0.198 ± 0.008	0.039 ± 0.016	108	61
²⁵⁶ ₁₀₀ Fm	¹⁸ ₈ O	108	61	2.39	0.307 ± 0.006	0.017 + ^{0.034} _{-0.014}	5.2	127
²⁵⁶ ₁₀₀ Fm	¹⁸ ₈ O	121	74	2.53	0.375 ± 0.008	0.028 + ^{0.038} _{-0.018}	6.3	105
²⁶⁰ ₁₀₂ И	²² ₁₀ Ne	128	61	2.85	0.226 ± 0.010	0.007 + ^{0.041} _{-0.021}	< 54	> 122
²⁶⁰ ₁₀₂ И	²² ₁₀ Ne	176	105	3.33	0.256 ± 0.006	0.040 + ^{0.033} _{-0.013}	57	116

¹⁰⁰, ¹⁰² близки к значениям, полученным ранее для составных ядер с $79 \leq Z \leq 89$ /1/. Т.е. не подтверждается естественное предположение о сокращении $\tau_{эфф}$ с увеличением Z составного ядра. Кроме того, величины $\tau_{эфф}$ /см. таблицу/ для высоких энергий возбуждения /-100 МэВ/ несколько превышают значения $\tau_{эфф}$ при меньшей энергии /-60 МэВ/, что также находится в противоречии с данными /1/ для $79 \leq Z \leq 89$.

Имеется несколько возможностей объяснения этих фактов.

1/ Подробного обсуждения требует такая возможная физическая причина изменения величины $\Delta\chi$, как деление продуктов реакций передачи нуклонов. В работе /8/ было показано, что полное сечение реакций передачи нуклонов при взаимодействии ионов ²²Ne, ⁴⁰Ar с тяжелыми ядрами достигает нескольких десятков процентов от геометрического сечения. Продукты реакций передачи на ядра урана должны делиться со значительной вероятностью, поскольку энергия возбуждения продуктов передачи превосходит в среднем барьеры деления этих ядер /5-7 МэВ/. Вычисление вклада этого процесса в экспериментальные значения $\Delta\chi$ затруднено тем, что, кроме знания сечений, угловых распределений и спектров энергии возбуждения продуктов реакции передачи, требуется

также знание функции времени жизни ядер в зависимости от Z, A и E^* , которая определена только в небольшом числе точек. Тем не менее некоторые расчеты могут быть сделаны. Можно было ожидать, что наибольшее значение должны иметь реакции передачи одного нуклона из-за их наибольшего сечения и наименьшей энергии возбуждения /5-15 МэВ/ продуктов, которой должны соответствовать наибольшие значения времени жизни τ . Расчет был сделан в предположении о квазиупругом характере процесса, для резерфордовского угла вылета продуктов передачи и в предположении, что время жизни $\tau = 10^{-16}$ с согласно данным, приведенным в работе /9/ по делению ядер ^{238}U после захвата быстрых нейтронов и протонов. Оказалось, что реакциям однонуклонных передач соответствует высокое значение среднего смещения ядер отдачи $V_T \approx \approx /10^{-8} - 10^{-7} \text{ см/}$. При таких смещениях функция $\chi(V_T)$ достигает насыщения и перестает зависеть от V_T , поэтому некоторое различие V_T для углов ориентации осей 90° и 150° к лучку ионов не приведет к различию в величинах χ . Т.е. однонуклонные передачи должны увеличивать значения χ^{90° и χ^{150° на одну и ту же величину, которая определяется относительным вкладом реакций однонуклонных передач с последующим делением в полное сечение деления. Такой же расчет для реакций многонуклонных передач невозможен из-за незнания функции $\tau(Z, A, E^*)$. Поэтому оценка их вклада в величину $\Delta\chi$ была сделана иным способом. Из угловых распределений и спектров кинетической энергии легких продуктов реакции передачи /10/ можно вычислять средние значения квадратов нормальных к кристаллографическим осям составляющих скоростей тяжелых ядер

отдачи $-\overline{(V_{\perp}^{90^\circ})^2}$ и $\overline{(V_{\perp}^{150^\circ})^2}$. Расчеты были сделаны по данным для реакций $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ и $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ /10, 11/ для мишени ^{238}U результат не должен существенно отличаться от данных проделанного расчета. Кинематика процесса показана на рис. 6. Расчет проводился по формулам:

$$\frac{1}{(V_{\perp}^{90^{\circ}})^2} = \frac{\int_0^{\pi/2} V_{\text{я.о.}}^2(\theta) \left(1 - \frac{\sin^2 \theta}{2}\right) \frac{d\sigma_{\text{np}}(\theta)}{d\Omega} \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \frac{d\sigma_{\text{np}}(\theta)}{d\Omega} \sin \theta d\theta},$$

/6/

$$\frac{1}{(V_{\perp}^{150^{\circ}})^2} = \frac{\int_0^{\pi/2} 0,88 V_{\text{я.о.}}^2(\theta) \sin^3 \theta \frac{d\sigma_{\text{np}}(\theta)}{d\Omega} d\theta}{\int_0^{\pi/2} \frac{d\sigma_{\text{np}}(\theta)}{d\Omega} \sin \theta d\theta}.$$

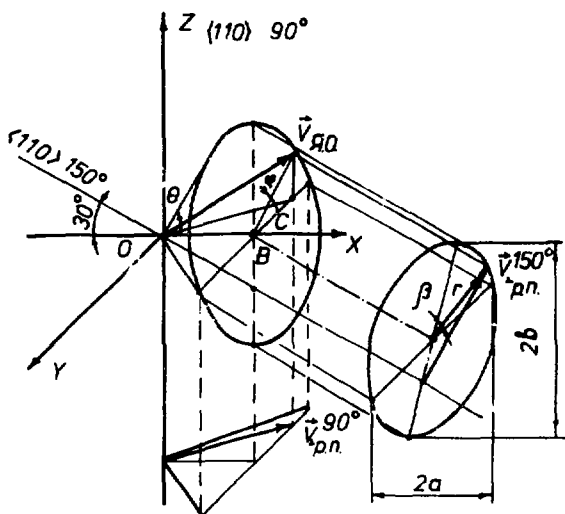


Рис. 6. Схема разложения вектора скорости ядра - продукта реакции передачи для нахождения перпендикулярных составляющих к направлениям кристаллографических осей $\langle 110 \rangle$ под углами 90° и 150° к пучку ионов.

Оказалось, что среднее значение $\sqrt{(V_{\perp}^{150^{\circ}})^2}$ заметно

/примерно на 10%/ превышает $\sqrt{(V_{\perp}^{90^{\circ}})^2}$. Это означает, что нормальное смещение продуктов реакций передачи больше для оси 150° , чем для оси 90° . Поэтому данный процесс должен давать отрицательный вклад в экспериментальное значение $\Delta\chi = \chi^{90^{\circ}} - \chi^{150^{\circ}}$, т.е. поправка на этот эффект должна вычитаться из экспериментального значения $\Delta\chi$.

Верхней границей вклада в величину $\chi^{150^{\circ}}$ от реакций передачи $\chi_{\text{пр}}^{150^{\circ}}$ может служить отношение сечения деления продуктов реакций передачи к полному сечению деления, которое было измерено в работе /12/ и оказа-

лось равным $\frac{\sigma_{\text{пр}}^f}{\sigma_{\text{с}} + \sigma_{\text{пр}}^f} = 0,16$ для реакции

$^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)$.

Эта величина была взята в качестве $\chi_{\text{пр}}^{150^{\circ}}$ для облучений $^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$ и $^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}$. Тогда

с учетом $\chi_{\text{пр}}^{150^{\circ}} = \text{const} \frac{(V_{\perp}^{150^{\circ}})^2 \tau_{\text{пр}}^{\frac{1}{2}}}{(V_{\perp}^{90^{\circ}})^2}$ получим

$$\Delta\chi_{\text{пр}} = -\chi_{\text{пр}}^{150^{\circ}} \left[1 - \frac{(V_{\perp}^{90^{\circ}})^2}{(V_{\perp}^{150^{\circ}})^2} \right]. \quad /7/$$

Отсюда после подстановки численных значений было получено $\Delta\chi_{\text{пр}} = -0,02$ для реакции $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$.

Экспериментальные значения $\tau_{\text{эфф}}$ /см. таблицу/ не были исправлены на эту величину, поскольку оценка $|\Delta\chi_{\text{пр}}| = 0,02$ является верхней границей $|\Delta\chi_{\text{пр}}|$, в действительности эта величина может быть значительно меньше. Поэтому $\Delta\chi_{\text{пр}} = -0,02$ было включено в погрешность определения $\Delta\chi$ со стороны больших значений для реакций $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)$ и $^{238}\text{U}(^{16}\text{O}, f)$ /см. таблицу/. В случае $^{238}\text{U}(^{12}\text{C}, f)$ вклад реакций передачи должен быть существенно меньшим, поскольку при энергии $^{12}\text{C} - 81 \text{ МэВ}$, как показано в работе /12/, деление после реакций передачи не превышает 1% от полного сечения

деления. Возможно, неслучайным является наименьшее значение χ^{150° для этой реакции /см. таблицу/. Поэтому погрешность измерения величины $\Delta\chi$ для этого случая не была изменена. Таким образом, учет эффекта деления после реакций не удается не объясняет наблюдаемые в опыте значения $\Delta\chi = \chi^{90^\circ} - \chi^{150^\circ}$.

2/ Другая, возможно, наиболее важная физическая причина увеличения разности $\Delta\chi = \chi^{90^\circ} - \chi^{150^\circ}$ состоит в увеличении средних времен жизни за счет вклада деления после испарения 1-го или нескольких нейтронов. В работе /13/ было вычислено, что для области ядер с $Z = 98-102$ параметр Γ_f/Γ_n уменьшается с увеличением энергии возбуждения. При таком характере энергетической зависимости Γ_f/Γ_n вклад деления после испарения нейтронов в полное сечение деления может быть немалой величиной, в отличие от области $79 \leq Z \leq 89$, где отношение Γ_n/Γ_f резко увеличивается с ростом энергии возбуждения. После испарения каждого нейтрона энергия возбуждения уменьшается примерно на 8-10 МэВ ($B_n + 2T$), следовательно, должна уменьшаться полная ширина распада составного ядра Γ и возрастать время жизни τ . Это может привести /при значительном вкладе процесса/ к существенному увеличению среднего смещения x составных ядер до деления и увеличению значений $\Delta\chi$. Таким образом, полное значение $\Delta\chi$, наблюдаемое в эксперименте, может

быть записано в виде суммы компонент: $\Delta\chi = \sum_{i=1}^n k_i \Delta\chi_i$,

где k_i - парциальный вклад i -ой ступени в сечение деления, причем $\sum_{i=1}^n k_i = 1$, n - среднее число нейтронов, испаряемых ядром при данной энергии возбуждения /в предположении отсутствия процесса деления/, $\Delta\chi_i$ - разность глубин теней для i -ой компоненты,

$$\Delta\chi_i = \frac{C}{r_0} \int \chi(x) \psi(x, r_1, r_2, \dots, r_i) dx, \quad /8/$$

где $\chi(x)$ - общая функция зависимости глубины тени от смещения излучающего ядра из узла решетки ^{/2/}, $\psi(x, r_1, r_2, \dots, r_i)$ - линейная комбинация экспоненциалов, дающая вероятность нахождения ядра в координатах от

x до $x + dx$, $r_0 = \frac{1}{\pi Nd}$. Сделанные нами предвари-

тельные оценки показывают, что учет процесса деления после испарения нейтронов может дать величины $\tau_{\text{эфф}}$, значительно /на фактор более 10/ превосходящие времена жизни составного ядра при исходной энергии возбуждения. Отсюда ясно, что данное предположение может быть реальной причиной для объяснения наблюдаемых величин $\tau_{\text{эфф}}$.

3/ Нельзя исключить также возможную роль более резкого увеличения параметра плотности уровней составного ядра, чем $a \sim \text{const} \cdot A$ при переходе от области $79 < Z < 89$ к $Z = 98-102$. Существующие систематики экспериментальных данных ^{/14/} по плотности уровней ядер не противоречат в принципе такому предположению для самых тяжелых ядер. Кроме того, параметры плотности уровней для высоких энергий возбуждения вообще не были систематически изучены экспериментально. Относительному увеличению параметра a соответствует уменьшение ширины распада Γ и увеличение $\tau_{\text{эфф}}$.

Другой существенный для расчета делительной ширины параметр - барьер деления V_f - также известен с недостаточно высокой точностью. В целом ряде работ /см., например, ^{/15/} было показано, что барьер деления для ядер с $Z > 90$ слабо зависит от атомного номера из-за значительной роли оболочечных эффектов. Были сделаны также теоретические расчеты степени ослабления оболочечных эффектов с увеличением энергии возбуждения. Однако количественный выбор правильных значений барьера деления для тяжелых ядер в зависимости от энергии возбуждения все еще остается затруднительным.

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову за постоянное внимание к работе и ценные советы, Б.И.Пу-

стыльнику за полезное обсуждение результатов, А.Ф.Тулинову за предоставление монокристалла из двуокиси урана, а также коллективу эксплуатации циклотрона У-300 за обеспечение эффективной работы ускорителя.

Литература

1. В.В.Каманин, С.А.Карамян, Ф.Нормуратов, С.П.Третьякова. ЯФ, 16, 447 /1972/; Препринт ОИЯИ, Р7-6302, Дубна, 1972.
2. Yu. V. Melikov, Yu. D. Ostavnov, A. F. Tulinov and N. G. Chetchenin. Nucl. Phys., A180, 241 /1972/.
3. W. M. Gibson and K. O. Nielsen. Phys. Rev. Lett., 24, 114 /1970/.
4. Ю. В. Меликов, Ю. Д. Оптаванов, А. Ф. Тулинов. ЖЭТФ, 56, 1803 /1969/.
5. С. А. Карамян, Ю. В. Меликов, Ф. Нормуратов, О. Отгонсүрэн, Г. М. Соловьева. ЯФ, 13, 944 /1971/.
6. В. В. Каманин, С. А. Карамян, А. М. Кучер, Ф. Нормуратов, Ю. Ц. Оганесян. ЯФ, 16, 252 /1972/; Препринт ОИЯИ, Р7-6291, Дубна, 1972.
7. Y. Hashimoto, J. H. Varret and W. M. Gibson. Phys. Rev. Lett., 30, 995 /1973/.
8. А. Г. Артюх, В. В. Волков и др. Препринт ОИЯИ, Р7-7189, Дубна, 1973.
9. С. А. Карамян, Ю. В. Меликов, А. Ф. Тулинов. ЭЧАЯ, 4, 456 /1973/.
10. А. Г. Артюх, Я. Вильчински, В. В. Волков и др. ЯФ, 17, 1126 /1973/; Препринт ОИЯИ, Р7-6815, Дубна, 1972.
11. В. В. Волков. ЭЧАЯ, т. 6, вып. 4, стр. 1040, Наука, М., 1975.
12. С. А. Карамян, Ю. Ц. Оганесян, Ю. Э. Ленионжкевич, Б. И. Пустыльник. ЯФ, 9, 715 /1969/.
13. В. С. Барашенков, Ф. Г. Жереги, А. С. Ильинов, В. Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ, Р7-7165, Д., 5на, 1973.
14. D. W. Lang. Nucl. Phys., 26, 434 /1961/.
15. V. V. Back et al. Phys. Rev., C10, 1948 /1974/.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 апреля 1976 года.