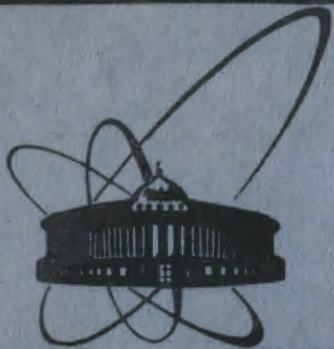


27/II-84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1167/84

P7-83-809

В.Н.Бугров, С.А.Карамян

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ВРЕМЕННЫХ КОМПОНЕНТОВ
РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ВОЛЬФРАМА
ИОНАМИ ^{16}O

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Определение времени протекания реакции деления ядер представляет интерес для выяснения деталей механизма реакции и свойств ядер в возбужденном состоянии. Измерение временных характеристик реакций тем более необходимо, что установлена неоднозначность анализа большинства традиционных экспериментальных результатов по сечениям, функциям возбуждения и спектрам продуктов реакций. Обычной является ситуация, когда более или менее широкий набор экспериментальных данных удовлетворительно воспроизводится в расчетах при выборе неединственного комплекта параметров /см., например, ^{1-3/} /. В числе параметров расчета - такие важные физические величины, как температура, плотность уровней и момент инерции составного ядра, а также барьер деления и отношение параметров плотности уровней ядер в седловой точке и в недеформированном состоянии. Внести определенную ясность может измерение времени протекания ядерных реакций, так как оно весьма чувствительно к плотности уровней и температуре составного ядра.

В ^{4/} с помощью эффекта теней исследовалась реакция $^{16}\text{O} + \text{W}$. Использовалась тонкая монокристаллическая мишень на подложке и двухкоординатные позиционно-чувствительные полупроводниковые детекторы для измерения параметров теневых минимумов в пространственном распределении осколков деления. Результат ^{4/} состоял в наблюдении долгоживущего $\tau > 10^{-18}$ с/ компонента реакции, интерпретировавшегося как вклад ступеней деления составного ядра после испускания 4 и 5 нейтронов. Долгоживущий компонент достигал максимальной интенсивности вплоть до 20-25% от полного сечения деления в области энергии ионов $E_L = 90-100$ МэВ. В эксперименте он выявлялся в виде максимума в энергетической зависимости выхода в минимуме χ для осевой тени, наблюдавшейся под углом, близким к 180° относительно пучка. Та же реакция ($^{16}\text{O} + \text{W}$) впервые изучалась с помощью эффекта теней при двух значениях энергии ионов в работе ^{5/}. Не было выявлено указаний на вклад долгоживущего $\tau > 10^{-18}$ с/ компонента деления, а оценка времени протекания реакции дала результат $\tau \approx 6 \cdot 10^{-18}$ с в предположении одноэкспоненциального временного распределения событий деления ^{6/}. Настоящая работа выполнена для получения более подробных результатов по времени протекания реакции и проверки имеющегося расхождения между результатами ^{4, 5/}.

2.1. Методика

В качестве мишени использовался толстый монокристалл металлического вольфрама естественного изотопного состава, его поверхность совпадала с кристаллографической плоскостью (110). Две кристаллографические оси <111> составляли углы 93 и 164° с пучком ионов, который направлялся под углом около 5° к плоскости (110), перпендикулярной поверхности. Использовался выведенный пучок ионов ¹⁸O циклотрона У-300 ОИЯИ с энергией 136 МэВ, понижение энергии осуществлялось алюминиевыми поглотителями. Пучок ограничивался коллиматором и имел диаметр 1 мм на мишени. Т.к. сечение деления довольно резко убывает по мере торможения ионов в мишени, эффективная толщина работающего слоя была существенно меньше полного пробега осколков. Она могла быть вычислена несложным образом.

Осколки деления фиксировались стеклянными трековыми детекторами, располагавшимися на расстоянии 120 мм от мишени и перекрывавшими диапазон углов рассеяния от 70 до 170°. Стеклянные детекторы после химического травления просматривались с помощью оптического микроскопа, подсчитывалась плотность треков осколков деления в зависимости от координаты на детекторе. В результате сканирования осуществлялось диаметральное пересечение теневого минимума, а также полный просмотр его центральной области размером около 2x2 мм². Элементарное поле зрения микроскопа имело площадь 0,11x0,11 мм². Для исключения влияния углового распределения частиц на форму теневого минимума поперечное сканирование осуществлялось в направлении, почти перпендикулярном плоскости реакции. При этом линия просмотра проходила между хорошо наблюдаемыми на детекторах линиями плоскостных теней. По результатам просмотра находился объективный центр минимума, определялась с максимально возможной статистикой плотность треков в минимуме и строилась полная форма тени при диаметральном пересечении. Определение основных параметров тени - выхода в минимуме χ и полной угловой ширины $\psi_{1/2}$ на полуглубине - осуществлялось с учетом поправок на угловое разрешение, связанное с размером пучка, на изменение телесного угла и толщины работающего слоя при изменении координаты точки на детекторе, на просчеты, связанные с двойными наложениями треков.

Порядок облучений монокристалла был следующим: для измерения зависимости параметров тени от дозы ионов проведено шесть последовательных облучений при максимальной энергии ионов в одну и ту же точку поверхности с фиксацией теней в каждом из них, далее на свежие участки монокристалла были сделаны облучения еще при трех значениях энергии ионов ¹⁸O, а также контрольный эксперимент по упругому рассеянию ионов ⁴⁰Ar с $E_L = 24$ МэВ. Результаты измерений приведены в табл.1. Кроме полученных значений

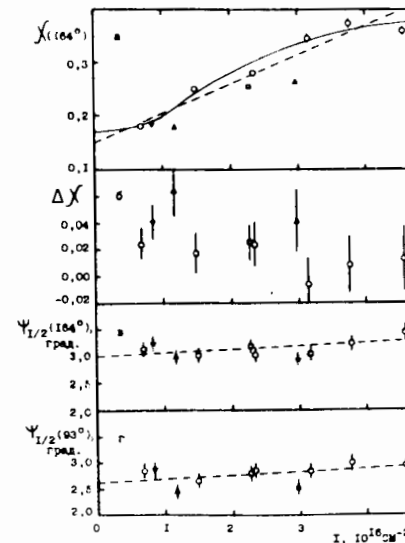
Результаты эксперимента

$E_L, \text{МэВ}$	$I, 10^{16} \text{см}^{-2}$	$\chi(164^\circ)_{\text{экс.}}$	$\Delta\chi$	$\psi_{1/2}(164^\circ), \text{град.}$	$\psi_{1/2}(93^\circ), \text{град.}$
94,5	1,18	0,1805(69)	0,0651(199)	3,00(15)	2,45(15)
94,5	2,99	0,2672(100)	0,0425(239)	2,98(15)	2,55(15)
104	0,84	0,1827(51)	0,0412(133)	3,25(15)	2,85(15)
114	2,28	0,2560(50)	0,0260(136)	3,20(15)	2,80(15)
131	0,68	0,1822(52)	0,0247(123)	3,15(15)	2,85(15)
131	1,49	0,2534(71)	0,0184(165)	3,05(15)	2,65(15)
131*	2,34	0,2822(73)	0,0246(170)	3,05(15)	2,85(15)
131*	3,14	0,3482(95)	-0,0093(214)	3,05(15)	2,85(15)
131	3,88	0,3747(93)	0,0094(215)	3,25(20)	3,00(20)
131	4,56	0,3598(110)	0,0143(254)	3,45(20)	2,95(20)
19(⁴⁰ Ar)	0,043	0,0769(37)	0,0110(61)	3,50(15)	3,20(15)

* Между облучениями был сделан перерыв в 8 дней.

χ , $\Delta\chi$ и $\psi_{1/2}$ для двух кристаллографических осей даны также средние по толщине мишени значения энергии ионов E_L и средние по интервалу облучения значения плотности дозы ионов I .

2.2. Зависимость величин χ и $\psi_{1/2}$ от дозы ионов



Влияние радиационного повреждения монокристалла на параметры теневого минимума показано на рис.1. С ростом дозы ионов выход в минимуме $\chi_{\text{экс.}}/164^\circ$ увеличивается, форма зависимости, проведенной по точкам, не противоречит известным данным для ионов водо-

Рис.1. Измеренные для реакции ¹⁸O + W зависимости выхода в минимуме $\chi_{\text{экс.}}/164^\circ$, разности $\Delta\chi$ и угловых ширин $\psi_{1/2}$ осевых <111> теневого минимума от плотности дозы ионов, O - энергия ионов 131 МэВ, □ - 114 МэВ, ▽ - 104 МэВ, Δ - 94,5 МэВ. Погрешности не показаны в тех случаях, когда они меньше размера точки.

рода и гелия. В то же время видно, что линейная аппроксимация $\chi(I) = \chi(0) + \gamma I$ также удовлетворительно соответствует точкам. Полученный для взаимодействия $^{16}\text{O} + \text{W}$ коэффициент γ хорошо согласуется с систематикой ¹⁶, в которой установлена корреляция повреждающего действия тяжелых ионов с их ядерной тормозной способностью в веществе. Величина $\Delta\chi$, как явствует из точек для максимальной энергии ионов, в пределах погрешности измерения не зависит от дозы. С уменьшением энергии ионов $\Delta\chi$ увеличивается. На рис.1/в, г/ видно довольно слабое, но определенное увеличение угловой ширины минимумов $\psi_{1/2}$ с ростом дозы. Вероятно, это объясняется тем, что с увеличением выхода в минимуме повышается уровень отсчета угловой ширины на половине глубины и соответственно при сохранении формы тени происходит увеличение $\psi_{1/2}$. Теневой минимум при увеличении дозы ионов не претерпевает каких-либо значительных изменений, кроме повышения дна лунки.

2.3. Зависимость величин χ и $\Delta\chi$ от энергии ионов

На рис.2 результаты измерений представлены в виде зависимостей $\Delta\chi$ и $\chi/164^\circ$ от средней энергии ионов \bar{E}_L . При $\bar{E}_L = 131$ МэВ даны средние по шести измерениям значения. $\Delta\chi$ довольно регулярно убывает с ростом \bar{E}_L . Видно соответствие в пределах погрешностей между измерениями $\Delta\chi$ в настоящей работе и в ¹⁵.

Представленные на рис.2б значения $\chi/164^\circ$ не содержат вклада радиационного повреждения в величину χ , т.е. они получены путем экстраполяции измеренных значений к нулевой дозе с помощью зависимости, показанной на рис.1а. Погрешность несколько увеличивается за счет неопределенности экстраполяции. Вполне очевидно, однако, что $\chi/164^\circ$ не убывает с ростом \bar{E}_L , а довольно слабо возрастает. Такая зависимость $\chi(\bar{E}_L)$ находится в прямом противоречии с результатом ⁴, т.е. не подтверждается наблюдение долгоживущего временного компонента $\tau > 10^{-16}$ с/ деления в реакции $^{16}\text{O} + \text{W}$.

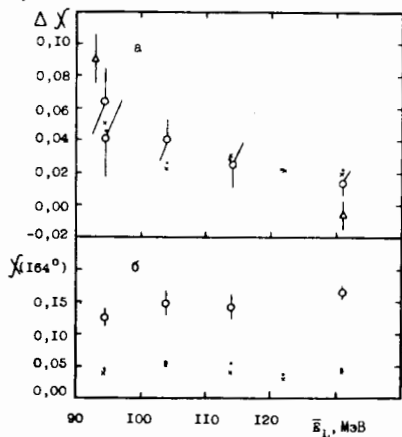


Рис.2. Выход в минимуме $\chi/164^\circ$ /за вычетом вклада радиационного повреждения/ и разность $\Delta\chi$ в зависимости от энергии ионов ^{16}O . О и Δ - эксперименты настоящей работы и работы ¹⁵, x и \bullet - результаты расчета по формуле ⁷ и по формулам работы ¹² соответственно.

2.4. Зависимость величин χ от толщины слоя кристалла

Как уже отмечалось, средняя глубина выхода осколков деления из мишени \bar{d} меньше половины полного пробега из-за спада сечения $\sigma_f(E_L)$ при торможении ионов. По этой же причине \bar{d} зависит от энергии ионов на входе в мишень. Хорошо известно, что при увеличении толщины слоя, пройденного частицами в кристалле, происходит увеличение выхода в теневом минимуме χ за счет процесса деканализирования. Можно предположить, что этот процесс ответствен за наблюдаемое увеличение $\chi/164^\circ$ с увеличением \bar{E}_L /рис.2б/. Для проверки предположения сделан эксперимент по упругому рассеянию ионов $^{40}\text{Ar}/24$ МэВ/ на том же монокристалле при использовании стеклянных детекторов. Из углового распределения выхода рассеянных на толстой мишени ионов в интервале $\theta_L = 80-170^\circ$ с применением формулы из работы ⁷ определен нижний порог регистрации ионов ^{40}Ar стеклом. Он оказался равен $\Pi = 4-5$ МэВ. Знание порога регистрации Π с учетом потери энергии ионов на отдачу при рассеянии и тормозных потерь энергии позволяет вычислить толщину работающего слоя мишени. Для ионов ^{40}Ar она оказывается малой. Поэтому появляется возможность проверить, насколько сильно влияет сокращение толщины слоя на выход в минимуме χ .

Результаты, полученные для рассеяния ионов ^{40}Ar , даны в табл.1. На рис.3 показано изменение $\chi_0/164^\circ$ в зависимости от \bar{d}/R , где R - полный пробег частиц. Точками представлены значения, полученные для осколков деления при четырех значениях энергии ионов ^{16}O и в случае упругого рассеяния ионов ^{40}Ar . Величина $\chi_0/164^\circ = \chi_{\text{эксп.}} - \chi_{\text{рад.}} - \chi_{\tau}$ получена путем вычитания из измеренного значения χ компонентов, связанных с радиационным повреждением $\chi_{\text{рад.}}$ и с временем задержки событий деления χ_{τ} . Использовано вычисленное значение χ_{τ} /см. раздел III/. Данные рис.3 показывают существенное уменьшение χ с уменьшением толщины слоя вещества, проходимого частицами. Так что наблюдаемое изменение $\chi(\bar{E}_L)$ для реакции $^{16}\text{O} + \text{W}$ находит естественное объяснение. Нужно заметить, однако, что наблюдаемое на рис.3 существенное уменьшение χ при переходе от осколков деления к ионам ^{40}Ar может быть связано не только с изменением \bar{d}/R , но также и с другими различиями процесса формирования тени для осколков деления и ионов ^{40}Ar .

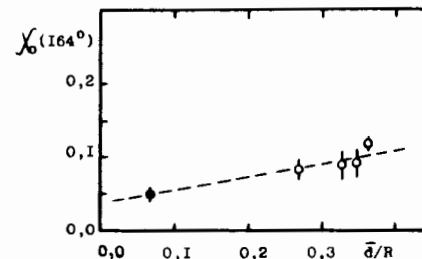


Рис.3. Зависимость величины $\chi_0/164^\circ = \chi_{\text{эксп.}} - \chi_{\text{рад.}} - \chi_{\tau}$ от средней глубины выхода частиц из мишени \bar{d} , взятой в отношении к их полному пробегу R . О - для осколков деления, \bullet - для ионов ^{40}Ar .

III. РАСЧЕТ

Полное сечение деления распределено по нескольким ветвям после испускания x нейтронов. Результаты измерения параметров теневого минимума сами по себе не позволяют однозначно выяснить, какие из ветвей деления дают вклад в величины $\chi/164^\circ$ и $\Delta\chi$. Поэтому для понимания полученных величин в зависимости от энергии ионов необходимо сделать расчет, правильно моделирующий каскадный процесс распада составного ядра, временную задержку событий деления и формирование теневого минимума при смещении точки испускания частиц из узла решетки.

3.1. Вероятность деления

Последовательный статистический расчет обычно включает в себя вычисление вероятности деления возбужденного ядра. Однако неопределенность в выборе параметров приводит к большой неопределенности результатов. Оказалось^{1,2/}, что распределение P_x полного сечения деления по числу нейтронов x , испущенных до деления, не может быть однозначно определено расчетом. Поэтому для нахождения вероятности деления ядер в каскаде распада составного ядра будем основываться, главным образом, на результатах измерений, имеющих в литературе. При меньшей теоретической обоснованности это может дать большую достоверность.

Функции возбуждения деления $\sigma_f(E_L)$ разных изотопов вольфрама под действием ионов ^{16}O приведены в^{4/}. Среднее сечение для мишени естественного изотопного состава практически совпадает с функцией возбуждения для изотопа ^{184}W . Поэтому в дальнейшем для упрощения расчет выполняется для реакции $^{16}O + ^{184}W$. Полная вероятность деления составного ядра $P_f = \sigma_f/\sigma_c$, определенная в^{4/}, хорошо соответствует величинам P_f , измеренным в^{1/} для близкой реакции $^{19}F + ^{181}Ta$, приводящей к тому же составному ядру ^{200}Rb . В^{1/} определена также зависимость вероятности деления $P_f(I)$ от углового момента, таким образом определяется спиновое распределение делящихся ядер $\sigma_I P_f(I)$. Оно оказывается довольно узким с максимумом при значениях I , близких к максимальному значению I_m так как P_f/I довольно резко нарастает в области $I \geq 30\hbar$. Наличие узкого распределения по угловому моменту позволяет произвести замену физических величин, зависящих от I , на средние по спиновому распределению с не очень большой погрешностью. В частности, были вычислены средние значения энергии вращения и вероятности деления для ансамбля делящихся ядер, которые не совпадают с определенными для ансамбля составных ядер:

$$\langle E_{вр.} \rangle = \frac{\hbar^2}{2J} \sigma_f^{-1} \sum_{I=0}^{I_m} I(I+1) \sigma_I P_f(I); \quad /1/$$

$$\langle P_f \rangle = \sigma_f^{-1} \sum_{I=0}^{I_m} \sigma_I P_f^2(I); \quad /2/$$

где J считался равным моменту инерции твердого шара, $\sigma_I \sim 2I + 1$. В табл.2 приведены численные значения I_m , $\langle E_{вр.} \rangle$, $\langle P_f \rangle$. Если из каких-либо добавочных данных получить распределение P_x - числа испущенных до деления нейтронов, то определится вероятность таких событий, когда ядро испускает x нейтронов, а затем делится $G_{xf} = P_x \langle P_f \rangle$. Из величины G_{xf} уже нетрудно вычислить среднюю вероятность деления P_{xf} для ядер, достигших x -й ветви каскада, так как:

$$G_{xf} = P_{xf} \prod_{k=0}^{x-1} (1 - P_{kf}). \quad /3/$$

Функция $P_x(x)$ экспериментально определена^{8/} для деления составного ядра ^{204}Rb , обладающего несколько меньшей делимостью, чем интересующее нас ^{200}Rb . Тем не менее, на основе результата^{8/} ясно, что P_x монотонно уменьшается с ростом x , вид этой функции подобен результату расчета, сделанного в^{1/} для ^{200}Rb в предположении $V_f = 0,94V_{LD}$, $a_f/a_n = 1,05$. С использованием результатов^{1,8/} построены распределения P_x , которые закладывались в качестве исходного нулевого приближения в расчет для пяти значений энергии ионов ^{16}O .

Таблица 2

Значения физических величин, входящих в расчет

$E_L, \text{МэВ}$	I_m, \hbar	$\langle E_{вр.} \rangle, \text{МэВ}$	$\langle P_f \rangle$	$\bar{\nu}$
94,5	37	5,2	0,38	1,27
104	46	8,0	0,66	1,47
114	53	9,8	0,78	1,65
122	58*	11,6	0,83	1,78
131	58*	11,6	0,83	2,03

* Учтен критический угловой момент поглощения тяжелого иона, полученный с использованием систематики^{14/}.

3.2. Время жизни возбужденных ядер

Временное распределение событий распада возбужденного ядра считалось экспоненциальным с параметром $\tau = \hbar/\Gamma_T$, где полная ширина $\Gamma_T = \Gamma_n(1 - P_f)^{-1}$. Величина Γ_n вычислялась по обычной формуле статистической модели:

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3}}{\pi k_0} \rho_A^{-1} (E^* - \langle E_{вр.} \rangle - \Delta_A) \int_0^{E^* - \langle E_{вр.} \rangle - B_n - \Delta_{A-1}} \epsilon \rho_{A-1} (E^* - \langle E_{вр.} \rangle - \Delta_{A-1} - B_n - \epsilon) d\epsilon, \quad /4/$$

где $k_0 = 8,65$ МэВ. Энергия спаривания определялась из условий, что средняя четно-нечетная вариация энергии связи нейтронов для исследуемых ядер $^{194-200}\text{Rb}$ равна $2\Delta_n$ и что $\Delta_p = \Delta_n$. Плотность уровней ρ и температура T взяты по систематике, полученной в работе /9/ на основе анализа экспериментального материала по спектрам нейтронов, испускаемых возбужденными ядрами:

$$T = C_t \left(\frac{E^*}{A} \right)^{1/3}, \quad /5/$$

$$\rho = \text{const} \exp \frac{3A^{1/3} (E^*)^{2/3}}{2C_t}, \quad /6/$$

где C_t - параметр, который может быть определен из условия согласования расчета и эксперимента.

Поскольку ядро, делящееся после испускания x нейтронов, проходит несколько последовательных ступеней распада, характеризующихся своим параметром τ_k , то временное распределение событий для x -й ветви содержит знакопеременный ряд экспоненциалов:

$$N_x(t) = \frac{N_0}{\tau_x} \sum_{k=0}^x C_{xk} e^{-t/\tau_k}, \quad /7/$$

$$C_{xk} = \frac{\tau_k^{x-1} \tau_x}{\prod_{j=0; j \neq k}^x (\tau_k - \tau_j)}; \quad C_{00} = 1. \quad /8/$$

Таким образом, для получения временного распределения x -й ветви деления сначала вычисляется средняя энергия возбуждения ядра

после испускания k нейтронов при k от 1 до x $\bar{U}_k = E^* - \sum_{i=1}^k (B_{n1} + 2T_i)$,

где T_i - средняя температура, характеризующая i -ю ступень, затем рассчитываются значения P_{kf} /см. раздел 3.1./, определяются параметры τ_k с использованием формулы /4/ и находится распределение $N_x(t)$ по формуле /7/.

3.3. Переход от τ_k к величинам χ и $\Delta\chi$

В настоящее время развиты численные методы вычисления параметров теневого минимума для случая испускания частиц ядрами, смещенными из узлов кристаллической решетки. Нетрудно установить, однако, что сравнительно простая аналитическая формула из работы /10/ дает достаточно близкие результаты к более сложным вариантам численного моделирования тени. Применение аналитичес-

кой формулы в случае многоступенчатого распада особенно желательно, т.к. оно позволяет решить задачу в явном виде. В /11/ получены выражения для вычисления выхода в теновом минимуме для случая многоступенчатого распада составного ядра:

$$\chi = \sum_{x=0}^n P_x \chi_x; \quad /9/$$

$$\chi_x = \frac{1}{v \tau_x} \sum_{k=0}^x C_{xk} \left\{ \frac{2D(v \tau_k)^3}{\tau_0^2} \left[1 - \left(1 + \frac{r_c}{v \tau_k} + \frac{r_c^2}{2v^2 \tau_k^2} \right) e^{-r_c/v \tau_k} \right] + v \tau_k e^{-r_c/v \tau_k} \right\}, \quad /10/$$

где v - составляющая скорости делящегося ядра, нормальная к кристаллографической оси; параметры $D = 2,5$, $r_c = 0,4 \text{ \AA}$, $\tau_0 = 1,37 \text{ \AA}$ для монокристалла W. Формула /10/ получена с применением аналитического выражения из работы /10/ и формулы /7/. Недостатком приведенного варианта расчета является то, что в нем отсутствует учет дисперсии остаточной энергии U_x после испускания x нейтронов. Каждая ступень распада характеризуется в /10/ вполне определенным τ_x , что вносит неточность из-за имеющегося разброса U_x и связанного изменения $\tau(U_x)$.

В /12/ развит способ расчета величин χ_x , учитывающий дисперсию остаточной энергии возбуждения. Для решения задачи пришлось, однако, ввести упрощающее предположение о возможности аппроксимации временного распределения $N_x(t)$ одной экспонентой с суммарным средним временем жизни $\tau_x = \tau(U_x) + \sum_{k=0}^{x-1} \tau_k(\bar{U}_k)$. Способ расчета, описанный в /12/, учитывает в явном виде распределение остаточной энергии возбуждения dW/dU_x , зависимость от U_x времени жизни $\tau(U_x)$ и вероятности деления $P_f(U_x)$ ядер. Каждый из двух обсуждаемых вариантов вычисления χ_x имеет свои преимущества и свои упрощающие предположения. Поэтому расчет выполнен и тем и другим способами, как по формуле /7/, так и по формулам работы /12/ с целью проверки устойчивости результата. В обоих вариантах учтено изменение анизотропии углового распределения осколков деления с изменением x , которое дает некоторый вклад в измеряемую величину $\Delta\chi$.

IV. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Значения разности выходов теневого минимума $\Delta\chi$ и вклада времени жизни в выход χ_r /164% вычислены при пяти значениях энергии ионов в двух вариантах формул. Результаты показаны точками на рис.2 в сравнении с измеренными значениями. Варьируемыми

параметрами расчетов были коэффициент C_t , определяющий температуру, и величины P_x для ветвей деления, дающих существенный вклад в $\Delta\chi$. Как видно из рис.2, удалось достичь неплохого соответствия расчета и эксперимента в определении $\Delta\chi$. Два варианта формул для перехода от r к χ дали близкие результаты при одном выборе варьируемых параметров. Т.о. ясно, что упрощающие предположения, различные в этих двух вариантах, не сильно искажают результат. Некоторая систематическая погрешность расчета $\sim 20\%$ величины $\Delta\chi$ может возникнуть за счет использования аналитического соотношения из работы /10/.

При удовлетворительном описании величин $\Delta\chi$, значения $\chi_r/164^\circ$ оказались существенно меньшими, чем измеренные значения $\chi_{\text{эксп}}/164^\circ - \chi_{\text{рад}}$, и довольно слабо меняющимися в зависимости от энергии ионов. Следовательно, главный вклад в $\chi/164^\circ$ вносит методическая составляющая минимального выхода, связанная с исходным несовершенством монокристалла и деканализированием.

На рис.4 даны функции $P_x(x)$ и $r(U)$, полученные в расчете. Точками на рис.4 а-г показаны значения P_x , найденные из условия наилучшего описания экспериментально определенных значений $\Delta\chi$. По функциям P_x находится среднее число $\bar{\nu}$ нейтронов, испущенных до деления /см. табл.2/. Вид функций P_x соответствует результатам /1,8/. Нетрудно понять, что такое поведение P_x означает довольно слабое изменение вероятности деления ядер с энергией возбуждения ядра. При этом наблюдаемый рост функций $(\sigma_f/\sigma_c)(E_L)$ следует отнести главным образом к увеличению среднего углового момента составного ядра с увеличением энергии ионов. Следовательно, барьер деления ядер Рb существенно понижается за счет вращательной энергии и становится близким к энергии связи нейтрона. Функции $r(U)$ для ядер $^{195-200}\text{Pb}$, показанные на рис.4д, сильно убывают с ростом U , однако этот спад значительно меньше, чем при использовании температуры ядра в модели ферми-газа $T \sim (E^*/A)^{1/2}$. Нерегулярности в поведении $r(U)$ при изменении числа x связаны с нерегулярным изменением энергии связи нейтрона $B_n(A)$. Они частично сохраняются, несмотря на учет средней энергии спаривания.

Удовлетворительное описание времени протекания реакции деления ядер $^{16}\text{O} + \text{W}$ является хорошим аргументом в пользу справедливости систематики температуры ядра в виде $T = C_t (E^*/A)^{1/3}$. Получено численное значение $C_t = 1,94$, которое не очень сильно отличается от величины $C_t = 2,22$, найденной в /9/ на основе анализа спектров нейтронов в широком диапазоне энергии возбуждения ядер. Некоторое различие может возникнуть, например, в результате неточного учета вклада частиц предравновесной эмиссии в нейтронные спектры. Таким образом, удалось устранить существенное расхождение между значениями температуры, полученными из анализа времени протекания реакции с одной стороны и из испарительных спектров частиц - с другой.

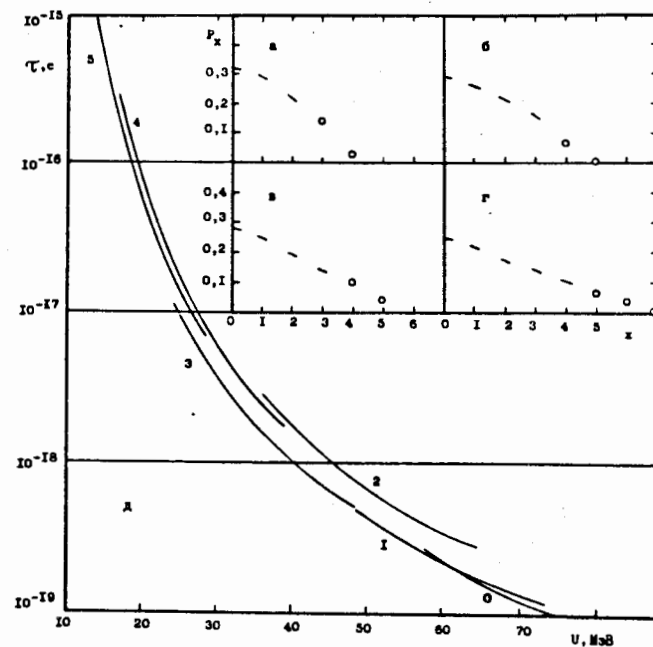


Рис.4. а-г/ Распределение числа испущенных до деления нейтронов $P_x(x)$ в распаде исходного ядра ^{209}Bi , образованного в реакции $^{16}\text{O} + ^{184}\text{W}$ при энергии ионов 94,5; 104; 114; 131 МэВ соответственно. д/ Зависимость времени жизни τ распадающихся ядер от средней тепловой энергии возбуждения U после испускания x нейтронов. Числа x даны на рисунке.

Отметим, что расчет с теми же параметрами позволяет описать также величины $\Delta\chi$, полученные в /13/ при исследовании методом теней реакции $^{22}\text{Ne} + \text{W}$. Экспериментально определенные значения $\Delta\chi$ равны 0,070/25/ и 0,037/9/ при энергии ионов неона $E_L = 109$ и 166 МэВ, а расчет дает 0,058 и 0,034 соответственно при использовании функций $P_x(x)$, сходных с теми, что показаны на рис.4. Кроме того, следует сказать, что удовлетворительное описание полученных значений $\Delta\chi$ для исследуемых реакций может быть сделано и в том случае, если ядерная температура более слабо зависит от энергии возбуждения, чем $T \sim (E^*)^{1/3}$, или если T меньше по абсолютной величине при сохранении зависимости $T \sim (E^*)^{1/3}$. В этих вариантах расчета согласие с экспериментом легко достигается при уменьшении среднего числа нейтронов, испущенных до деления.

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе исследования с помощью эффекта теней реакции деления ядер W под действием ионов ^{16}O , а также выполненного анализа экспериментальных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Зависимость времени жизни ядер свинца от энергии возбуждения удовлетворительно воспроизводится статистическим расчетом при использовании ядерной температуры как функции энергии возбуждения в виде $T(E^*) = 1,94 (E^*/A)^{1/8}$.

2. Вклад эмиссионного деления /после испускания нейтронов/ при распаде составных ядер свинца является весьма существенным, что соответствует экспериментальному определению $^{8/}$, но он не столь велик, как в вариантах расчета $^{2/}$, в которых главная часть сечения деления сконцентрирована на последних ступенях нейтронного каскада.

3. Не обнаружено большого вклада долгоживущего $/\tau > 10^{-16}$ с/ компонента в полное сечение деления.

Авторы благодарны Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за интерес к работе, Г.Отто за предоставление монокристалла W, группе эксплуатации циклотрона У-300 за получение пучков нужных параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hinde D.J. et al. Nucl.Phys., 1982, A385, p. 109.
2. Vigdor S.E. et al. Phys.Rev., 1982, C26, p. 1035.
3. Карамян С.А. Изв. АН СССР, сер.физ., 1983, 47, с. 2208.
4. Andersen J.U. et al. Dan.Vid.Selsk. Mat.-fys.Medd., 1980, 40, No. 7.
5. Карамян С.А. и др. ЯФ, 1971, 14, с. 499.
6. Ашерон К. и др. ОИЯИ, Р14-83-80, Дубна, 1983.
7. Бугров В.Н., Карамян С.А. АЭ, 1983, 54, с. 127.
8. Бейзин С.Д. и др. ЯФ, 1980, 32, с. 1197.
9. Карамян С.А. ОИЯИ, Р7-83-409, Дубна, 1983.
10. Gibson W.M., Nielsen K.O. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p. 114.
11. Каманин В.В., Карамян С.А. ЯФ, 1977, 26, с. 1166.
12. Бугров В.Н., Карамян С.А. ЯФ, 1981, 34, с. 577.
13. Бугров В.Н., Карамян С.А. ЯФ, 1982, 35, с. 558.
14. Lefort M. et al. Riv.Nuovo Cim., 1974, 4, p. 79.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 декабря 1983 года.

Бугров В.Н., Карамян С.А. Р7-83-809
Экспериментальное определение временных компонентов реакции деления ядер вольфрама ионами ^{16}O

С помощью эффекта теней при использовании монокристаллической вольфрамовой мишени определена временная задержка событий деления ядер под действием ионов ^{16}O . Измерен минимальный выход χ в зависимости от энергии ионов для теневого минимума кристаллографических осей $\langle 111 \rangle$, ориентированных под углами 93° и 164° к пучку. Зафиксированные значения разности выходов $\Delta\chi = \chi / 93^\circ - \chi / 164^\circ$ позволяют выявить значительную долю событий деления с временной задержкой $\sim 10^{-17}$ с. Слабое изменение величины $\chi / 164^\circ$ в интервале энергии ионов ^{16}O от 94,5 до 131 МэВ не позволяет сделать вывод о наблюдении заметного вклада долгоживущего компонента деления с $\tau > 10^{-16}$ с. Результаты эксперимента сравниваются с расчетом по статистической модели. Для выяснения методических вопросов и повышения точности измерений прослежена зависимость параметров теневого минимума от плотности дозы ионов ^{16}O .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Bugrov V.N., Karamian S.A. Р7-83-809
Experimental Determination of Time Components at the Nuclear Fission Reaction - Tungsten with ^{16}O Ions

Time delay of the nuclear fission acts induced by ^{16}O ions is determined by means of blocking effect with using a monocrystalline tungsten target. Minimum yield χ is measured depending on ion energy for axial $\langle 111 \rangle$ blocking minima observed at 93° and 164° angles to the beam. Fixed values of the minimum yield difference $\Delta\chi = \chi(93^\circ) - \chi(164^\circ)$ provide the possibility to establish the significant contribution of the fission acts with $\sim 10^{-17}$ s time delay. A smooth variation of the $\chi(164^\circ)$ value at the 94.5 up to 131 MeV ion energy interval do not allow to conclude as to the observation of longlived fission component with $\tau > 10^{-16}$ s. Experimental results are compared with the statistical model calculations. The dependence of the blocking minima parameters from ^{16}O ion dose is followed in order to suppress uncertainties and clarify the methodical questions.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.