

К-18

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

7 - 11767

КАМАНИН  
Владимир Викторович

ИССЛЕДОВАНИЕ ШИРИН РАСПАДА  
ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТАВНЫХ ЯДЕР,  
ОБРАЗОВАННЫХ В РЕАКЦИЯХ  
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1978

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук  
младший научный сотрудник

С.А.КАРАМЯН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук  
профессор

А.Ф.ТУЛИНОВ

доктор физико-математических наук  
старший научный сотрудник

Э.Н.ЦЫГАНОВ

Ведущая организация:

Радиевый институт АН СССР им. В.Г.Хлопина (Ленинград).

Защита диссертации состоится " " 1978 года  
в " " часов на заседании Специализированного совета Д.047.01.05  
при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций  
Объединенного института ядерных исследований (Дубна).

Автореферат разослан " " 1978 года.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО  
СОВЕТА

Ю.В.ТАРАН

" " июля 1978 года

Актуальность проблемы. Одной из важнейших характеристик ядерной реакции является время ее протекания. Время протекания ядерного процесса, определяемое обычно средним временем жизни  $\tau$ , является высокочувствительной характеристикой ядерных состояний. Изучение времен распада ядерных состояний в настоящее время сопряжено с разработкой новых методов, рассчитанных на измерение все более коротких временных интервалов. Это позволяет проводить исследования ядер в области все более высоких энергий возбуждения.

Наиболее оснащены экспериментальными методами исследования области энергий возбуждения ниже энергии связи нуклонов, для которой характерны времена  $10^{-8} - 10^{-13}$  с. К ним относятся методы, основанные на использовании кулоновского возбуждения ядер, эффекта Доплера, задержанных совпадений и др.

В области энергий возбуждения, превышающих энергию связи нуклонов, вероятность распада за счет увеличения числа выходных каналов реакции возрастает, а время жизни падает. Это наиболее выражено для составных ядер, полученных в реакциях с тяжелыми ионами, для которых минимальная энергия возбуждения, соответствующая кулоновскому барьеру взаимодействия, составляет десятки МэВ.

Время протекания ядерного процесса является физическим параметром, несущим информацию о механизме реакции. Общепринято механизмы ядерных реакций рассматривать как резко отличающиеся во время взаимодействия.

Реакции, идущие через образование составного ядра, протекают за время порядка  $10^{-16} - 10^{-20}$  с. - время жизни составного ядра. Потенциальное рассеяние и прямое взаимодействие связаны с временем порядка  $10^{-22}$  с., т.е. с временем прохождения нуклона через ядро. Таким образом, определение времени протекания ядерной реакции существенно с точки зрения разделения механизмов реакции.

К настоящему времени предложен ряд методов измерения времен протекания ядерных реакций меньших, чем  $10^{-15}$  с. К ним относятся: метод флуктуаций Эриксона, метод интерференции тождественных частиц; метод, использующий тормозное излучение; метод, основанный на резонансном переходе одного нуклона или

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

ассоциации нуклонов между двумя идентичными ядерными состояниями; метод, базирующийся на измерении интенсивности К-х-излучения. Однако все эти методы, за исключением метода флуктуаций Эриксона, не получили распространения из-за серьезных методических трудностей. В настоящее время наиболее разработанным является метод измерения времен протекания ядерных реакций в интервале  $10^{-15} - 10^{-18}$  с., основанный на эффекте теней. Этот метод основан на наблюдении минимумов в угловых распределениях заряженных продуктов реакции при облучении монокристаллической мишени пучком бомбардирующих частиц. Метод является прямым и применим поэтому для любых областей энергии возбуждения составного ядра, как для изолированных уровней с шириной уровней  $\Gamma$  меньше расстояния между уровнями  $D$ , так и в случае  $\Gamma \sim D$  и  $\Gamma > D$ . Следует отметить, что в области сильно перекрывающихся уровней  $\Gamma$  не является шириной изолированного уровня, но характеризует, согласно статистической теории, среднее время жизни ядра  $\tau = \hbar/\Gamma$  при данной энергии возбуждения и определяется не индивидуальными свойствами состояний, а их плотностью. Следовательно, измерение времен жизни составных ядер является важным критерием применимости той или иной модели для функции плотности уровней в статистической теории.

Таким образом, появившаяся с разработкой метода теней возможность измерения такой важнейшей характеристики ядерной реакции, как время ее протекания, открыла новые перспективы в детальном изучении ядерных процессов. В настоящее время экспериментальные и теоретические исследования абсолютных ширин распада возбужденных составных ядер проводятся во многих научных центрах мира. Однако времена жизни составных ядер, образованных в реакциях с тяжелыми ионами, еще недостаточно изучены, а в области  $Z > 90$  такие данные вообще отсутствовали.

Целью работ являлось экспериментальное изучение абсолютных ширин распада высоковозбужденных составных ядер, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами, с помощью эффекта теней в широком диапазоне порядкового номера и энергии возбуждения.

Была поставлена задача провести в рамках статистической теории анализ полученных нами данных по временам жизни: с учетом процесса деления после испарения нейтронов совместно с приведен-

ными в литературе экспериментальными данными по временам жизни, зависимостям  $\Gamma_f/\Gamma_n(E)$  и сечениям  $(NI, \chi n)$ -реакций.

Научная новизна и практическая ценность работы заключается в следующем:

С помощью эффекта теней были впервые получены экспериментальные данные абсолютных эффективных ширин распада составных ядер  $^{197}\text{Tl}$ ,  $^{203}\text{Bi}$ ,  $^{213}\text{Ra}$ ,  $^{221}\text{Ac}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{250}\text{Cf}$ ,  $^{256}\text{Fm}$ ,  $^{260}\text{Jl}$  и  $^{265}\text{Ns}$  при различных энергиях возбуждения /1,2,3,4,5/, при этом данные для последних пяти ядер получены впервые для диапазона  $94 \leq Z \leq 105$ .

Проведен анализ экспериментальных данных  $\Gamma_f$  и  $\Gamma_n$ , полученных в диссертации, а также экспериментальных данных  $\Gamma_f$ ,  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma_f/\Gamma_n(E)$  и сечений  $(NI, \chi n)$ -реакций, взятых из литературы, в статистической теории с функцией плотности уровней  $\rho = \text{Const} \cdot \exp(E/T)$ . В результате этого получены данные о зависимости температуры ядер от энергии возбуждения, о барьерах деления и величинах критического углового момента.

Таким образом, создана полная модель для теоретического описания процесса распада составного ядра по каналам деления и каскадного испарения нейтронов; получена систематика параметров, входящих в формулы, на основе сравнения численных расчетов с экспериментальными данными для набора составных ядер с изменяющимися в широком диапазоне энергией возбуждения, угловым моментом и атомным номером.

Полученные в результате анализа данные имеют существенное значение для интерпретации результатов экспериментов не только по измерению времен жизни составных ядер, но и целого ряда других экспериментов, выполняемых на пучке тяжелых ионов. Созданная модель позволяет выполнять расчеты для неизученных реакций таких величин, как абсолютные ширины деления и испарения нейтронов, сечения реакций деления и  $(NI, \chi n)$ -реакций, зависимости  $\Gamma_f/\Gamma_n(E)$ , среднее число нейтронов до деления, и могут быть использованы для оценки ожидаемых результатов при планировании экспериментов по изучению ядерных реакций с тяжелыми ионами, и при оценке сечений образования ядер в экспериментах по синтезу новых элементов и изотопов.

Содержание работ

Диссертация содержит введение и четыре главы.



Глава I посвящена описанию физических основ метода эффекта теней. Эффект теней принадлежит к ряду ориентационных явлений, которые возникают при взаимодействии быстрых заряженных частиц с монокристаллами. Заряженные частицы (осколки деления), испущенные из узлов кристаллической решетки в направлениях кристаллографических осей или плоскостей, испытывают сильное рассеяние уже на ближайших ядрах. В результате этого направления, соответствующие кристаллографическим осям и плоскостям, для таких частиц оказываются закрытыми. Таким образом, в угловых распределениях вылетевших из кристалла частиц возникают области с пониженной интенсивностью — так называемые тени.

Метод измерения времени протекания ядерной реакции заключается в измерении характеристик формы тени, наиболее чувствительных к нормальному по отношению к направлению оси или плоскости смещению распадающегося ядра из узла решетки, которое возникает под действием импульса бомбардирующей частицы и определяется как  $S = V_1 \tau$ , где  $V_1$  — нормальная составляющая скорости составного ядра,  $\tau$  — среднее время его жизни.

Одним из элементов формы тени, чувствительным к смещению распадающегося ядра из узла решетки, является величина  $\chi$  — глубина тени, определяемая отношением интенсивности частиц в центре теневого минимума к интенсивности на периферии.

В теории Линдхарда, описывающей влияние кристаллической решетки на движение заряженных частиц, величина  $\chi$  представлена в виде аддитивных составляющих:

$$\chi = \chi_1 + \chi_2 + \chi_3,$$

где  $\chi_1$  — величина, зависящая от смещения распадающегося ядра из узла кристаллической решетки,  $\chi_2$  — от амплитуды тепловых колебаний и  $\chi_3$  — от рассеяния регистрируемых частиц в кристалле или на его поверхности.

В этой теории атомный потенциал аппроксимируется потенциалом Томаса-Ферми с параметром экранирования "а" и для описания реального потенциала цепочки введено приближение непрерывного потенциала. В этих предположениях для малых смещений в случае экспоненциального закона распада дано соотношение между  $\chi_1$  и  $S$ :

$$\chi_1 = \langle S^2 \rangle / \tau_0^2, \quad \text{где} \quad \tau_0^2 = 1 / \pi N d,$$

$N$  — число атомов в единице объема,  $d$  — межатомное расстояние для данной оси. В предположении эффективного обрезания атомного потенциала на расстоянии  $\tau_c$  ( $\tau_c \sim 3a$ ) это соотношение имеет вид

$$\chi_1 = \frac{2C V_1^2 \tau^2}{\tau_0^2} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{\tau_c}{V_1 \tau} \right) e^{-\frac{\tau_c}{V_1 \tau}} - \frac{1}{2} \left( \frac{\tau_c}{V_1 \tau} \right)^2 e^{-\frac{\tau_c}{V_1 \tau}} \right] + e^{-\frac{\tau_c}{V_1 \tau}},$$

здесь  $C \approx 2,5$  — полуэмпирическая константа.

Нами анализировались различные подходы в решении методических вопросов постановки эксперимента по измерению времен жизни с помощью эффекта теней. Наиболее перспективным для изучения реакций деления является метод, основанный на сравнении в одном эксперименте теневых картин для идентичных осей, ориентированных под различными углами ( $\theta_1$  и  $\theta_2$ ) по отношению к пучку падающих частиц. В таком варианте постановки опыта разность  $\Delta \chi = \chi^{\theta_1} - \chi^{\theta_2}$  не зависит от величин  $\chi_2$  и  $\chi_3$ , которые составляют методическую компоненту параметра  $\chi$  и которые не могут быть определены теоретически с достаточной точностью. Таким образом, величина  $\Delta \chi$  связана только с эффектом конечного времени жизни составной системы.

Глава II посвящена описанию экспериментальной методики измерения времен жизни высоковозбужденных составных ядер. С целью понижения нижнего предела диапазона измеряемых времен жизни за счет уменьшения методической составляющей величины  $\chi$  реакционная камера конструировалась с учетом возможности охлаждения мишени до температуры кипения жидкого азота [2]. Геометрия опыта и схематическое изображение реакционной камеры показаны на рис. I.

Эксперименты проводились на выведенном пучке тяжелых ионов  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{31}\text{P}$  циклотрона У-300 ДЯР ОИЯИ и на пучке  $^3\text{He}$  циклотрона У-120 (Бухарест, Румыния). В качестве мишеней использовались монокристаллы тантала, висмута и двуокиси урана естественного изотопного состава. Для наблюдения эффекта теней были выбраны наиболее плотноупакованные кристаллографические оси  $\langle \text{III} \rangle$  монокристалла тантала,  $\langle \text{II0} \rangle$  — висмута и  $\langle \text{II0} \rangle$  — двуокиси урана. Мишени ориентировались таким образом, что одна из осевых теней наблюдалась под углом  $90^\circ$  к направлению пучка ионов, другая под углом  $160^\circ$  ( $\text{Ta, Bi}$ ) и  $150^\circ$  ( $\text{UO}_2$ ).

В эксперименте  $^{238}\text{U} + ^3\text{He}$  /4/ для увеличения статистической точности результатов теневые минимумы наблюдались не от двух, а одновременно от трех осей одинаковых индексов  $\langle 110 \rangle$ .

Угловые распределения осколков деления регистрировались с помощью твердотельных трековых детекторов. При изучении реакций с ионами  $^3\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  и  $^{22}\text{Ne}$  дискриминацию осколков деления от упруго рассеянных ионов обеспечивало применение детекторов из обычного силикатного стекла, с ионами  $^{27}\text{Al}$  и  $^{31}\text{P}$  — следы и кварцевого стекла, соответственно. Детекторы располагались на расстоянии 140 мм от мишени, что при диаметре пучка ионов 1 мм

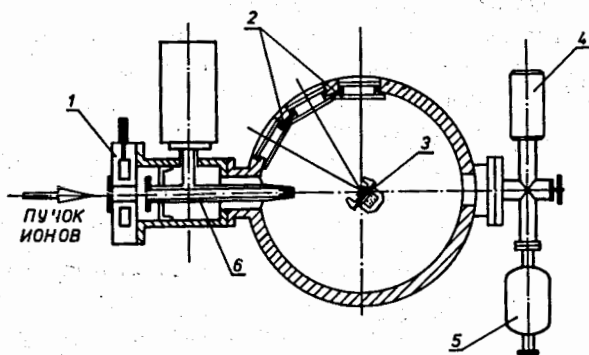


Рис. 1. Схема реакционной камеры для экспериментов по измерению времен жизни с помощью эффекта теней: 1 - входной коллиматор, охлаждаемый водой; 2 - трековые детекторы; 3 - оправка с монокристаллической мишенью, установленная на медной камере, охлаждаемой жидким азотом; 4 - цеолитовый насос; 5 - масляная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

обеспечивало угловое разрешение опыта  $\sim 0,5^\circ$ .

После химической обработки детекторов производился их просмотр с помощью оптического микроскопа. Просматриваемое поле

зрения имело размеры  $0,1 \times 0,1 \text{ мм}^2$ . С целью повышения статистической точности определения величины  $\chi$  плотность треков в центре тени определялась средней плотностью в квадрате из  $7 \times 7$  полей зрения  $1/21$ . Положение этого квадрата вычислялось по критерию наименьшей суммы треков по отношению ко всем другим квадратам, смещенным относительно выбранного. Для определения полуширины тени из плотности треков вне тени осуществлялся просмотр детектора по прямой, проходящей через найденный центр между плоскостных теней. На рис. 2 представлены результаты такого просмотра для реакции  $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$ .

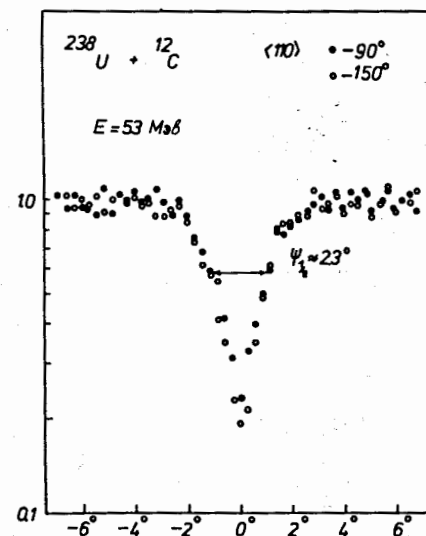


Рис. 2. Угловое распределение осколков деления вблизи кристаллографических осей  $\langle 110 \rangle$  монокристалла двуоксида урана, ориентированных под углами  $90^\circ$  и  $150^\circ$  к направлению пучка ионов  $^{12}\text{C}$  с энергией в лабораторной системе координат 81 МэВ.

Экспериментальные данные приведены в таблице I. Эти данные можно разделить на три группы по Z составного ядра:

Таблица I.

Реакция	E МэВ	$\Delta\chi$	$\tau_{эфф.} 10^{-18} c$	$\tau_0 10^{-18} c$
$^{181}\text{Ta} + ^{16}\text{O}$	63	$0,104 \pm 0,047$	6,0	4,1
$^{181}\text{Ta} + ^{16}\text{O}$	101	$0,004 \pm 0,035$	$< 3,3$	$< 1,8$
$^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$	69	$0,044 \pm 0,030$	3,3	2,5
$^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$	120	$0,081 \pm 0,020$	3,7	2,6
$^{181}\text{Ta} + ^{31}\text{P}$	60	$0,023 \pm 0,034$	$< 2,7$	$< 2,7$
$^{181}\text{Ta} + ^{31}\text{P}$	94	$0,047 \pm 0,030$	2,2	2,3
$^{209}\text{Bi} + ^{12}\text{C}$	44	$0,034 \pm 0,019$	6,8	
$^{238}\text{U} + ^3\text{He}$	42	$0,029 \pm 0,015$	28,0	
$^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$	53	$0,039 \pm 0,016$	6,6	4,0
$^{238}\text{U} + ^{18}\text{O}$	61	$0,017 \pm 0,034$ $-0,014$	3,7	3,5
$^{238}\text{U} + ^{18}\text{O}$	74	$0,028 \pm 0,038$ $-0,018$	4,1	2,1
$^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$	64	$0,007 \pm 0,041$ $-0,021$	$< 4,4$	$< 3,5$
$^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$	105	$0,040 \pm 0,033$ $-0,013$	3,5	0,04
$^{238}\text{U} + ^{27}\text{Al}$	77	$0,108 \pm 0,071$ $-0,046$	5,1	
$^{238}\text{U} + ^{27}\text{Al}$	96	$0,092 \pm 0,054$ $-0,029$	4,4	
$^{238}\text{U} + ^{27}\text{Al}$	130	$0,056 \pm 0,044$ $-0,019$	3,1	

а)  $81 < Z \leq 89$ . Величины  $\Delta\chi$ , полученные для этого диапазона  $Z$  в реакциях на монокристаллических мишенях Ta и Bi<sup>1,3/</sup>, хорошо согласуются с данными выполненными ранее в Дубне экспериментов на монокристалле  $^{186}\text{W}$ . Для этого диапазона ядер характерно уменьшение величин  $\Delta\chi$  с увеличением энергии возбуждения и постепенное уменьшение наклона энергетической зависимости при переходе к большим  $Z$ ;

б)  $Z = 94$ . В эксперименте по измерению времени жизни составного ядра плутония-241 при энергии возбуждения 42 МэВ в реакции с легкими частицами  $^3\text{He}$  на монокристаллической мишени  $\text{UO}_2$  была получена выходная за пределы статистической ошибки величина  $\Delta\chi$ <sup>4/</sup>. Этот эксперимент является первым, выполненным для тяжелых ядер с  $Z > 90$  в промежуточной области энергии возбуждения  $E = (20-60)\text{МэВ}$ ;

в)  $98 \leq Z \leq 105$ . Для этого диапазона ядер экспериментальные данные  $\Delta\chi$  были получены впервые<sup>2,5/</sup>. Из таблицы I видно, что наблюдаемые величины  $\Delta\chi$  близки к значениям, полученным для составных ядер с  $81 \leq Z \leq 89$  и даже в некоторых случаях заметно больше. Кроме того, величины  $\Delta\chi$  для высоких энергий возбуждения в некоторых реакциях превышают значения  $\Delta\chi$  для более низких значений  $E$ , т.е. имеет место противоположная тенденция, чем в случае  $81 \leq Z \leq 89$ .

Для объяснения экспериментальных данных, полученных в реакциях с тяжелыми ионами на мишени из  $\text{UO}_2$ , был проведен анализ такой возможной физической причины изменения величин  $\Delta\chi$ , как деление продуктов реакций передачи нуклонов. Оказалось, что среднее нормальное смещение продуктов реакций передачи больше для оси, расположенной под углом  $150^\circ$  к пучку, чем для оси под углом  $90^\circ$ . Поэтому деление продуктов реакций передачи нуклонов должно давать отрицательный вклад в экспериментальное значение  $\Delta\chi = \chi^{90^\circ} - \chi^{150^\circ}$ , т.е. поправка на этот эффект должна увеличивать экспериментальное значение  $\Delta\chi$ <sup>2/</sup>. Были проведены оценки верхней границы вклада в величину  $\Delta\chi$  от реакций передачи. Эти значения были включены в погрешность определения  $\Delta\chi$  со стороны больших значений (см. таблицу I).

Глава III посвящена разработке способа расчета ширины распада составных ядер по отношению к делению и испусканию нейтронов.

В статистической теории для описания отношений  $\Gamma_f/\Gamma_n$  наиболее часто в литературе используется модель Ферми-газа для функции плотности уровней, имеющей вид  $\rho = \text{Const} \cdot \exp(2\sqrt{aE})$ , где  $E$  - тепловая энергия возбуждения,  $a$  - параметр плотности уровней, обычно  $a = A/10 + A/8$ , и  $A$  - массовое число составного ядра. Однако в этой модели с параметрами, удовлетворяющими описанию зависимости  $\Gamma_f/\Gamma_n$  от энергии возбуждения, в некоторых случаях невозможно даже в первом приближении описать абсолютные ширины распада, измеренные с помощью эффекта теней. В то же время для функции плотности уровней в модели с постоянной температурой, имеющей вид  $\rho = \text{Const} \cdot \exp(E/T)$ , где  $T$  - ядерная температура и обычно  $T \sim 1$  МэВ, расчет дает времена жизни, соответствующие по порядку величины экспериментальным данным. В таком предположении о функции плотности уровней выражения для расчета ширины  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_f$  имеют следующий вид:

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3} T_n^2}{\pi k_0 \exp((E - E_R)/T_c)} \left\{ \exp\left(\frac{E - B_n - E_R}{T_n}\right) - \frac{E - B_n - E_R}{T_n} - 1 \right\},$$

$$\Gamma_f = \frac{T_f}{2\pi \exp((E - E_R)/T_c)} \left\{ \exp\left(\frac{E - B_f - E_k}{T_f}\right) - 1 \right\},$$

где  $k_0 = 12,25$  МэВ,  $E_R$  - средняя энергия вращения для равновесной деформации,  $E_k$  - средняя энергия вращения на вершине барьера деления,  $B_n$  - энергия связи нейтрона,  $B_f$  - высота барьера деления,  $T_n$ ,  $T_f$  и  $T_c$  - температуры ядра: после испарения нейтрона, на вершине барьера деления и составного ядра, соответственно. Энергия вращения  $E_R$  вычислялась для момента инерции жесткой сферы, причем квадрат среднего углового момента вычислялся по модели черного ядра с учетом ограничения сверху по критическому угловому моменту.

Описание зависимости  $\Gamma_f/\Gamma_n$  от энергии возбуждения в модели  $\rho = \text{Const} \cdot \exp(E/T)$  было достигнуто с развитием предположения о неравенстве температур  $T_n$  и  $T_f$  /6/. Для составных ядер в диапазоне  $60 < Z < 90$ , полученных в реакциях с тяжелыми ионами, характерен резкий рост  $\Gamma_f/\Gamma_n$  с ростом энергии возбуждения, начиная с энергии около 40-50 МэВ, соответствующей кулоновскому барьеру взаимодействия. Таким образом, для расчета та-

ких величин, как времена жизни, отношения  $\Gamma_f/\Gamma_n$  и сечения  $(HI, xn)$ -реакций для этого диапазона ядер существенными являются зависимости параметров температуры от энергии возбуждения выше 40 МэВ. Для этих зависимостей были сделаны следующие предположения:  $T_n = T_c = \text{Const}$ ,  $T_f = T_f^0 + k(E - E_0)$  - слабая линейная функция энергии возбуждения.

В этих предположениях были рассчитаны зависимости  $\Gamma_f/\Gamma_n(E)$  в области  $Z$  составного ядра  $63 \leq Z \leq 82$ . Расчет состоял в нахождении оптимального набора параметров  $T_n$ ,  $T_f^0$ ,  $k$  и  $B_f$ , удовлетворяющих описанию экспериментальных данных, для 19 взятых из литературы реакций. Выбор параметров производился автоматически на ЭВМ CDC-6500 по критерию наименьших квадратов /7/. Было найдено, что отношения параметров  $T_f^0/T_n$  и  $k/T_n$  образуют регулярную зависимость от разности  $B_f - B_n$ , а  $B_f^0$  - жидкокапельная составляющая высоты барьера деления - от  $Z^2/A$ . Через найденные точки удалось провести гладкие кривые так, что расчет  $\Gamma_f/\Gamma_n(E)$  по этим сглаженным зависимостям параметров дал также хорошее согласие с экспериментом.

Глава IV посвящена обработке экспериментальных значений  $\Delta X_{эфф}$  с учетом процесса деления после испарения нейтронов. Нами была разработана математическая модель накопления разности глубин теней в результате этого процесса и получены аналитические выражения, связывающие величину  $\Delta X_{эфф}$  с временами жизни ядра на каждой ступени нейтронного испарительного каскада /8/.

С учетом процесса деления после испарения нейтронов были обработаны экспериментальные данные  $\Delta X_{эфф}$  для ядер в диапазоне  $79 < Z \leq 89$ . Расчет  $\Gamma_f$  и  $\Gamma_n$  проводился по гладким зависимостям параметров  $T_f^0/T_n$ ,  $k/T_n$  и  $B_f^0$ , описанным в главе III, и заключался в нахождении оптимальных параметров  $T_n$  и  $S_{T_f}$  для теоретического воспроизведения экспериментальных значений  $\Delta X_{эфф}$ . Параметр  $S_{T_f}$  был введен для небольшой коррекции параметра  $T_f^0$ . Оказалось, что для этих ядер вклад в  $\Delta X_{эфф}$  от первой ступени каскада при начальной энергии возбуждения составляет не менее 30%. Оптимальные значения параметров  $T_n$  и  $S_{T_f}$  приведены в таблице II. Времена жизни ядер на первой ступени каскада приведены в таблице I.

Зависимость величин  $\Gamma_f/\Gamma_n$  от энергии возбуждения для тяжелых ядер ( $Z \sim 100$ ) является спадающей функцией с ростом энергии возбуждения. Поэтому теоретическое воспроизведение сечений  $(nI, \chi n)$ -реакций и времен жизни потребовало дальнейшего развития способа расчета ширины распада составного ядра вплоть до малых (около 10 МэВ) значений энергии возбуждения. С этой целью были сделаны дополнительные предположения <sup>19/</sup> о зависимости параметров  $T_n$ ,  $T_f$  и  $T_c$  от энергии возбуждения ниже энергии  $E_{кр} = 40$  МэВ, так что:

$$T_n = T_n^{кр} \sqrt{\frac{E}{E_{кр}}}; T_f = T_f^{кр} \sqrt{\frac{E-E_T}{E-E_{кр}}}; T_c = T_f^{кр} \sqrt{\frac{E}{E_{кр}}} \quad \text{при } E < E_{кр}$$

$$T_n = T_n^{кр} = \text{const}; T_f = T_f^0 + k(E-E_0); T_c = T_f \quad \text{при } E \geq E_{кр}$$

Таблица II.

РЕАКЦИЯ	$T_n$	$T_f$
$^{186}_{74}\text{W} + ^{12}_6\text{C}$	0,93	0,975
$^{181}_{73}\text{Ta} + ^{16}_8\text{O}$	1,00	1,000
$^{186}_{74}\text{W} + ^{16}_8\text{O}$	0,98	0,996
$^{181}_{73}\text{Ta} + ^{22}_{10}\text{Ne}$	0,97	1,012
$^{186}_{74}\text{W} + ^{22}_{10}\text{Ne}$	1,00	1,014
$^{181}_{73}\text{Ta} + ^{31}_{15}\text{P}$	0,92	0,997
$^{181}_{74}\text{W} + ^{31}_{15}\text{P}$	0,73	1,003

На основании этих предположений была проведена обработка экспериментальных данных для ядер  $Cf$ ,  $Fm$  и  $Lr$  <sup>19/</sup>. Расчет заключался в нахождении оптимального набора параметров  $T_n$ ,  $T_f^0$ ,  $k$  и  $E_T$  (таблица III) для одновременного описания величин  $\Delta\chi_{эфф}$  с учетом деления после испарения нейтронов и сечений  $(nI, \chi n)$ -реакций для тех же реакций, взятых из литературы. Оказалось, что для тяжелых ядер вклад деления после испарения

нейтронов в величину  $\Delta\chi_{эфф}$  значительно больше, чем для ядер с  $79 < Z < 89$ . В расчетах использовались литературные теоретические значения  $V_f$  (около 7 МэВ) и предполагалось, что они не зависят от энергии возбуждения.

Таблица III.

РЕАКЦИЯ	$T_n$ МэВ	$T_f(100)/T_n$	$k/T_n$	$E_T$ МэВ
$^{238}_{92}\text{U} + ^{12}_6\text{C}$	0,979	1,063	$2,43 \cdot 10^{-3}$	5,61
$^{238}_{92}\text{U} + ^{18}_8\text{O}$	1,036	1,043	$3,11 \cdot 10^{-3}$	6,51
$^{238}_{92}\text{U} + ^{22}_{10}\text{Ne}$	1,125	1,005	$2,99 \cdot 10^{-3}$	6,89

В конце диссертации даны Приложения I и II. В них приводятся описания программ для ЭВМ CDC-6500, с помощью которых производились расчеты, выполненные в главе IV.

Основные результаты диссертации заключаются в следующем:

1. Создана экспериментальная установка для измерения времен жизни возбужденных ядер с помощью эффекта теней, позволяющая производить эксперименты на пучках тяжелых ионов с охлаждением монокристаллической мишени до температуры кипения жидкого азота.

2. Разработана методика определения глубин теневых минимумов, позволяющая в результате выбора оптимальных условий накопления и обработки информации достичь стандартной абсолютной точности около  $\pm 0,01$  для определения величин  $\chi$ , и, таким образом, достоверно определять величины  $\Delta\chi$  вплоть до малых значений на уровне около 0,02-0,03.

3. При различных энергиях ускоренных ионов  $^3\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{31}\text{P}$  и  $^{27}\text{Al}$  в реакциях на монокристаллических мишенях  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  и двуокиси урана-238 измерены эффективные



времена протекания реакции деления, находящиеся на уровне ( $10^{-18}$  -  $10^{-17}$ )с, что свидетельствует о применимости модели составного ядра для указанных реакций.

4. На основе определенного выбора величины и энергетической зависимости параметров температуры  $T_f$ ,  $T_n$  и  $T_c$  в формуле для плотности уровней составного ядра  $\rho = \text{Const} \exp(E/T)$  разработан способ расчета абсолютных ширин распада  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_f$ , удовлетворительно описывающий экспериментальные результаты в диапазоне энергии возбуждения  $40 \text{ МэВ} < E < 120 \text{ МэВ}$  для ядер  $63 < Z < 82$  и в диапазоне  $10 \text{ МэВ} < E < 120 \text{ МэВ}$  для ядер с  $Z \sim 100$ .

5. Получена систематика параметров  $T_f^\circ/T_n$ ,  $k/T_n$  и  $B_f^\circ$  в виде гладких функциональных зависимостей, позволяющая с точностью лучше 20% производить расчеты энергетических зависимостей  $\Gamma_f/\Gamma_n(E)$  для ядер с  $63 \leq Z < 90$ . Показано, что для получения регулярной систематики необходимо учитывать в расчетах ограничение углового момента со стороны больших значений ( $l_{кр}$ ).

6. Разработана модель, объясняющая ход энергетических зависимостей наблюдаемых в эксперименте значений  $\Delta\chi_{эфф}$  с учетом процесса деления после испарения нейтронов.

7. Произведена теоретическая обработка экспериментальных данных  $\Delta\chi_{эфф}$ . Показано, что существенный вклад в наблюдаемые величины  $\Delta\chi_{эфф}$  вносит процесс деления после испарения нейтронов.

8. Разработана серия программ математического обеспечения проводимых расчетов на ЭВМ СДС-6500.

Работы, вошедшие в диссертацию:

1. В.В.Каманин, С.А.Карамян, Ф.Кормуратов, С.П.Третьякова, ЯФ, 1972, 16, с.447; ОИЯИ, Р7-6302, Дубна, 1972.
2. В.Н.Бугров, В.В.Каманин, С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян, М.Титиричи ЯФ, 188, 25, с.713; ОИЯИ, Р7-9690, Дубна, 1976.
3. В.Н.Бугров, В.В.Каманин, С.А.Карамян, Ц.Содов, Н.С.Чеченин. Научные сообщения Монгольского государственного университета № I /46/ 1976.
4. С.Апостолеску, В.Н.Бугров, П.Вергеш, В.В.Каманин, С.А.Карамян, Р.Макрин, Ю.Ц.Оганесян, М.Титиричи, ОИЯИ, 7-III42, Дубна, 1977.

5. В.Н.Бугров, В.В.Каманин, С.А.Карамян, С.П.Третьякова, ОИЯИ, Р7-II032, Дубна, 1977.

6. В.В.Каманин, С.А.Карамян, ЯФ, 1977, 26, с.282; ОИЯИ, Р7-10061 и Р7-10062, Дубна, 1976.

7. В.В.Каманин, ОИЯИ, II-10492, Дубна, 1977.

8. В.В.Каманин, С.А.Карамян, ЯФ, 1977, 26, с.1166; ОИЯИ, Р7-10281, Дубна, 1976.

9. В.В.Каманин, С.А.Карамян, ОИЯИ, Р7-10904, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 июля 1978 года.