

С 341.26

Н-833

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

7 - 6101

Ф. Нормуратов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ  
ВРЕМЕН ЖИЗНИ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ  
СОСТАВНЫХ ЯДЕР ( $79 \leq Z \leq 89$ )  
С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ

Специальность - 01.055 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1971

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник

Ю.Ц.ОГАНЕСЯН

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник

С.А.КАРАМЯН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор

А.Ф.ТУЛИНОВ

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник

Ю.А.АЛЕКСАНДРОВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Ленинградский институт ядерной физики АН СССР.

Автореферат разослан " " 1971 года

Защита диссертации состоится " " 1971 года

на заседании Объединенного Ученого совета Лаборатории ядерных реакций и Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Адрес: г.Дубна, Московской области, ОИЯИ, конференц-зал ЛЯР.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ СОВЕТА

Э.Н.КАРЗАВИНА

7 - 6101

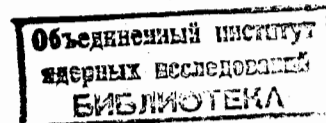
Ф. Нормуратов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ  
ВРЕМЕН ЖИЗНИ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ  
СОСТАВНЫХ ЯДЕР ( $79 \leq Z \leq 89$ )  
С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ

Специальность 01.055 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Время протекания того или иного ядерного процесса является одним из основных физических параметров, несущим информацию о внутренней структуре состояния и механизме процесса. В настоящее время достаточно хорошо развиты экспериментальные методы определения весьма коротких временных интервалов до  $10^{-13}$  сек. Времена жизни ядерных состояний в диапазоне ультракоротких времен  $10^{-8} > \tau > 10^{-13}$  сек могут быть измерены с помощью одного из нижеперечисленных методов: метод задержанных совпадений, микроволновый метод, метод доплеровского смещения и расширения  $\gamma$ -линий, метод, использующий эффект Мессбауэра, метод кулоновского возбуждения.

Времена протекания ядерных реакций имеют существенно меньшие значения ( $10^{-14}$  -  $10^{-22}$  сек), и поэтому измерения их представляет более сложную задачу. Если время реакции определяется временем распада строго индивидуализированного возбужденного состояния промежуточной системы (составного ядра), то появляется принципиальная возможность измерять абсолютную энергетическую ширину данного состояния и, следовательно, его время жизни. Однако такая возможность практически осуществима лишь для некоторых частных случаев, к которым относится измерение абсолютной ширины нейтронных резонансов при захвате медленных нейтронов, а также определение ширин очень широких и тем не менее индивидуализированных состояний в легких ядрах при сравнительно больших энергиях возбуждения. Для большинства других реакций, также проходящих стадии образования составного ядра, последнее при сравнительно небольшой энергии возбуждения обладает сплошным спектром уровней, в результате чего время жизни определяется согласно статистической модели не индивидуальными свойствами состояний,

а лишь их числом на единицу энергетического интервала, т.е. плотностью уровней.

Для измерения времен протекания ядерных реакций рядом авторов были предложены оригинальные методы, в том числе: метод флуктуаций Эриксона; метод, основанный на измерении спектра тормозного излучения в реакции; метод, использующий резонансный переход электронов от атома мишени к ядру-продукту реакции; метод, предполагающий измерение вероятности К-х излучения составного ядра, и др. Эти методы подробно обсуждались на конференции по механизму ядерных реакций в 1962 году (Падуа, Италия) <sup>/1/</sup>, однако в дальнейшем они не получили распространения из-за методических трудностей, кроме метода эриксоновских флуктуаций, который, правда, имеет очень узкую область применимости.

В последнее время Подгорецким с сотрудниками <sup>/2/</sup> показана возможность определения времен жизни высоковозбужденных ядер ( $10^{-18}$  -  $10^{-21}$  сек) путем измерения угловой и энергетической корреляции испаряющихся тождественных частиц.

Несколько лет назад А.Ф.Тулиновым <sup>/3/</sup>, Гемелом и Холандом <sup>/4/</sup> был предложен метод измерения времен в интервале ( $10^{-15}$  -  $10^{-20}$ ) сек с использованием эффекта теней, наблюдающихся в угловых распределениях заряженных продуктов ядерных реакций при облучении монокристаллической мишени пучком бомбардирующих частиц. Сейчас этот метод начал получать применение для измерения времени протекания ядерных реакций <sup>/5-10/</sup>. В работах <sup>/5,6/</sup> измерялось время реакции неупругого рассеяния протонов на ядрах *Ge* и *Si*. В других работах изучалось деление ядер *U* протонами ( $10-12$ ) Мэв <sup>/7,10/</sup>, *d*-частицами (25 Мэв) и нейтронами (1,7 - 3,3) Мэв. Полученные значения времен жизни составных ядер для этих реакций находятся в диапазоне  $10^{-16}-10^{-17}$  сек. Представляло интерес применить

этот метод к изучению ядерных реакций с ускоренными тяжелыми ионами. Составные ядра в реакциях с тяжелыми ионами обладают значительной скоростью отдачи (до  $10^9 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ ), в результате чего диапазон времен, измеримых методом теней, смещается в район  $10^{-18}$  -  $10^{-20}$  сек, что позволяет надеяться на возможность применения этого метода к измерению времен жизни составных ядер в реакциях с тяжелыми ионами.

Данная работа посвящена экспериментальному определению времени жизни составных ядер, образующихся при облучении монокристаллических мишеней из естественной смеси изотопов вольфрама и моноизотопного вольфрама-186 ускоренными ионами  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20,22}\text{Ne}$ ,  $^{31}\text{P}$  путем наблюдения и количественного измерения интенсивности эффекта теней в угловых распределениях осколков деления.

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения.

Первая глава содержит краткий обзор экспериментальных и теоретических работ по изучению составных ядер в реакциях с тяжелыми ионами.

В настоящее время можно считать установленным, что одним из основных процессов при взаимодействии двух сложных ядер является полное слияние с образованием возбужденного составного ядра, обладающего значительным средним угловым моментом. В литературе имеется значительный объем экспериментального материала относительно энергетических и угловых распределений продуктов распада составных ядер, вероятностей распада составных ядер по различным каналам, а также абсолютных сечений тех или иных процессов, протекающих через стадию образования составного ядра. Следует отметить, что статистическая теория составного ядра, обычно используемая для описания данного класса ядерных реакций, дает предсказания, качественно хорошо согласующиеся с эмпирически установленными закономерностями. Однако при попытке количественного описания достаточно широкого круга составных ядер с различ-

ными  $Z$ ,  $A$  и энергией возбуждения, возникают затруднения. В ряде случаев приходится варьировать феноменологические параметры статистической теории (параметры плотности уровней) при изменении энергии возбуждения и атомного номера составного ядра. В последовательной статистической теории составного ядра в модели ферми-газа плотность уровней ядра изменяется с ростом энергии возбуждения согласно закону  $\rho(E) = \text{const} \exp 2\sqrt{aE}$ , где  $a$  - параметр плотности уровней, не зависящих от энергии возбуждения, и примерно пропорциональный числу нуклонов в ядре. В то же время для согласования теории с экспериментальными данными по сечениям деления и отношениям  $\sigma_n/\sigma_f$  требуется в ряде случаев увеличивать параметр "а" с ростом энергии возбуждения для одного и того же составного ядра (см. например /II/). Более того, при интерпретации результатов измерения  $\sigma_n/\sigma_f$  для сильно делящихся ядер  $Z > 90$  приходится вообще отказываться от модели ферми-газа и использовать так называемую модель с постоянной температурой, в которой выбирается совершенно иной закон изменения плотности уровней с ростом энергии возбуждения  $\rho(E) = \text{const} \exp E/T$ . Имеется ряд других примеров непоследовательного использования статистической теории составного ядра при описании экспериментальных данных. Поэтому представляет существенный интерес получение совершенно нового класса экспериментальных данных - абсолютных ширин распада составных ядер. Эти данные могут быть весьма полезными для более точного выбора феноменологических параметров статистической теории и проверки применимости того или иного конкретного варианта теории для описания свойств составных ядер с различными  $Z$  и энергией возбуждения.

Во второй главе описана методика эксперимента и приведены результаты методических опытов.

Для проведения опытов по измерению времени жизни составных ядер, основанных на эффекте теней, нами была разработана специальная камера рассеяния, отвечающая специфическим требованиям эксперимента.

Проверка качества монокристаллической мишени и его ориентация производилась с помощью наблюдения картины теней (протонограммы) при упругом рассеянии протонов с энергией 150-200 кэВ.

Опыты по наблюдению теней в угловых распределениях осколков деления проводились на выведенных пучках циклотрона У-300 и У-200 Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований.

Для определения времени жизни составных ядер измерялась разность глубин теней ( $\Delta f = f_{90^\circ} - f_{160^\circ}$ ), наблюдающихся для осколков деления, движущихся в направлениях  $\theta_c = 90^\circ$  и  $\theta_c = 160^\circ$  к пучку бомбардирующих частиц.

На рис. I показана схема опыта.

Две кристаллографические оси вольфрамовой мишени одинаковых индексов  $\langle III \rangle$  были направлены под углами  $90^\circ$  и  $160^\circ$  к пучку. Глубина тени, наблюдающейся под углом  $160^\circ$ , практически целиком определяется методической компонентой (тепловыми колебаниями атомов решетки, несовершенством монокристалла, загрязнением поверхности кристалла и т.д.), так как ядро отдачи в этом случае движется практически вдоль цепочки атомов и имеет небольшое нормальное смещение. Для угла  $90^\circ$  ядро отдачи сдвигается перпендикулярно кристаллографической оси и максимально удаляется от цепочки атомов, так что эффект конечного времени жизни составного ядра здесь максимально отражается на глубине тени.

В такой постановке опыта методические погрешности эксперимента одинаково сказываются на глубине теней, наблюдаемых под углами  $90^\circ$  и  $160^\circ$ , и разница глубин теней ( $\Delta X = X_{90^\circ} - X_{160^\circ}$ ) может быть однозначно связана с эффектом конечного времени жизни составного ядра.

Детекторы осколков деления — пластины из силикатного стекла или из кварца располагались на расстоянии 100 мм от центра мишени в направлениях кристаллографических осей. Время экспозиции выбиралось таким образом, чтобы плотность треков осколков деления на поверхности детекторов была порядка  $10^4 \frac{1}{\text{мм}^2}$ . При этом после химической обработки поверхность детектора становилась матовой, и теневая картина была видна визуально. Осевая тень на поверхности детектора имела вид пятна диаметром 5–6 мм, пересекающегося линиями плоскостных теней. Это обстоятельство позволяло легко обнаружить тени, соответствующие осям и плоскостям определенных индексов, найти с достаточной точностью центр осевой тени и выбрать линию просмотра, не пересекающую плоскостные тени.

Просмотр детекторов осуществлялся с помощью оптического микроскопа. Подсчитывалось число треков осколков деления в элементе площади поверхности детектор в зависимости от расстояния между центром осевой тени и положением просматриваемого элемента площади. Как правило, указанным элементом площади являлось поле зрения микроскопа, которое при увеличении 450 имело размер  $0,27 \times 0,27 \text{ мм}^2$  (что соответствует усреднению по  $\Delta \theta = 0,15^\circ$ ).

Для примера на рис. 2 показаны экспериментальные данные для реакции  $W(^{22}\text{Ne}, f)$  при энергии бомбардирующих частиц 116 Мэв. Легко видеть, что минимум в угловом распределении

осколков деления является гораздо более глубоким для угла  $160^\circ$ , чем для угла  $90^\circ$ . Однако, прежде чем приписать наблюдаемое различие глубин теней эффекту конечного времени жизни составного ядра, необходимо было проверить устойчивость результатов к изменению условий эксперимента. Все проверочные эксперименты производились для реакции  $W(^{22}\text{Ne}, f)$  при энергии ионов 174 Мэв, так как в этом случае для набора статистики требовалось небольшое время экспозиции  $\sim 0,5$  часа. Прежде всего был изучен вопрос о влиянии качества монокристалла на величину  $\Delta X$ . В экспериментах было замечено, что глубина тени оказывается различной при облучении различных участков монокристалла, однако разница глубин теней, регистрируемых на углах  $90^\circ$  и  $160^\circ$ , в пределах точности эксперимента не меняется при изменении места облучения. На рис. 3 показана зависимость разности  $\Delta X$  от качества монокристалла. При изменении глубины тени под углом  $160^\circ$  почти в два раза разность  $\Delta X$  не обнаруживает тенденции к какому-либо изменению. Во-вторых, исследовался вопрос о влиянии толщины мишени на получаемые результаты. В связи с использованием толстого монокристалла работающий слой мишени определялся пробегом осколков деления, выходящих из мишени. Помещая алюминиевые поглотители перед диэлектрическими детекторами, можно было уменьшать толщину работающего слоя мишени. При этом наблюдалось углубление теней как вблизи направления угла  $90^\circ$ , так и  $160^\circ$ , однако разность глубин оставалась постоянной. Экспериментальные данные представлены на рис. 4. Наконец, был поставлен прямой модельный опыт с целью определить, насколько глубина тени зависит от энергии частиц, движущихся в монокристаллической среде. Были наблюдаемы тени в угловых распределениях ионов  $^{84}\text{Kr}$ , упруго рассеянных на вольфрамовом монокристалле. Ионы  $^{84}\text{Kr}$  ускорялись

на третьей гармонике в циклотроне У-300 до энергии 74 Мэв, уменьшение энергии ионов производилось с помощью алюминиевых фольг. При изменении энергии  $^{84}\text{Kr}$  почти в два раза не наблюдалось изменения глубины тени в направлении кристаллографической оси  $\langle III \rangle$ , ориентированной под углом  $90^\circ$  к пучку. Заряд и энергия ионов  $^{84}\text{Kr}$  весьма близки к среднему заряду и энергии осколков деления ядер вольфрама ускоренными ионами, что дает возможность распространять результат опыта с ионами  $^{84}\text{Kr}$  на эксперименты с осколками деления. Этот результат не позволяет отнести наблюдаемую в опыте разницу  $\Delta X$  на счет кинематического различия в кинетической энергии осколков, движущихся под углами  $90^\circ$  и  $160^\circ$  к пучку. Кроме того, результаты дальнейших физических опытов по измерению величины  $\Delta X$  для различных реакций продемонстрировали отсутствие какой-либо корреляции между  $\Delta X$  и разностью энергий осколков деления, движущихся под углами  $90^\circ$  и  $160^\circ$  к пучку.

Таким образом, на основании проведенных опытов можно сделать вывод о том, что измеряемая величина  $\Delta X$  является параметром, не зависящим от условий эксперимента, и отражает влияние конечного времени жизни составного ядра.

В третьей главе приводятся экспериментальные результаты по определению времени жизни составных ядер, образующихся при облучении монокристаллической мишени из естественной смеси изотопов вольфрама и моноизотопного вольфрама-186 ускоренными ионами  $\text{V}^{II}$ ,  $\text{Cr}^{12}$ ,  $\text{O}^{16}$ ,  $\text{Ne}^{20,22}$ ,  $\text{P}^{31}$  при различных энергиях падающих ионов. Для всех перечисленных реакций были получены экспериментальные угловые распределения осколков деления вблизи двух осей  $\langle III \rangle$ , направленных под углами  $90^\circ$  и  $160^\circ$  к пучку, подобные представ-

ленным на рис.2. Определены разность  $\Delta X$ , либо верхняя граница для  $\Delta X$ . Вычисление времени жизни составных ядер на основе измеренных величин  $\Delta X = X_{90^\circ} - X_{160^\circ}$  производилось по формуле, предложенной в работе /7/. На рис.5 приведены рассчитанные зависимости величины  $\Delta X$  от смещения  $V_e \tau$  при различных значениях параметров обрезания атомного потенциала  $Z_c$  для монокристалла вольфрама в направлении кристаллографической оси  $\langle III \rangle$  ( $N = 6,29 \cdot 10^{22} \frac{\text{част}}{\text{см}^3}$ ,  $d = 2,7 \text{ \AA}$ ). С помощью кривых на рис.5 нетрудно из экспериментально определенной величины  $\Delta X$  найти значение среднего смещения составного ядра и вычислить время жизни составного ядра  $\tau$ .

В таблице I приведены полученные значения времени жизни составных ядер для реакций  $W(\text{HI}, f)$  и  $^{186}W(\text{HI}, f)$  при двух значениях  $Z_c = 0,4 \text{ \AA}$  и  $Z_c = 0,2 \text{ \AA}$ .

Коротко обсудим вопрос о точности, с которой определяется время жизни составного ядра из измеренной на опыте величины  $\Delta X$ . Как видно из таблицы, использование того или иного значения существенно меняет масштаб получаемых значений времени жизни, однако мало сказывается на отношениях величин, полученных для разных реакций. Аналогичную роль играет неопределенность в значениях полуэмпирического параметра  $C$ .

Авторы формулы, которая была нами использована, указывают для  $Z_c$  значение  $0,4 \text{ \AA}$  /7/. Вместе с тем в литературе имеются сведения, что, по крайней мере, в некоторых случаях  $Z_c$  может быть значительно меньше /6/.

Оценки показывают, что из-за неопределенности значений параметра  $Z_c$  и  $C$  может возникать систематическая ошибка для абсолютных значений  $\tau$ , искажающая результат не более чем в 4 раза, что не мешает, однако, сравнивать результаты для разных реакций и различных энергий возбуждения. Статистическая погрешность измеренных величин  $\Delta X$ , указанных в табл. I, достигает величины до 25% для значения времени жизни  $\tau$ .

Переходя к обсуждению результатов, необходимо отметить, что время жизни, получаемое экспериментально методом теней, является эффективным временем, извлекаемым из среднего пробега делящихся ядер от момента их образования до разделения на два осколка. Поэтому при интерпретации результатов следует учитывать возможные процессы деления ядра после испарения одного или нескольких нейтронов из исходного составного ядра. При энергиях возбуждения около 60 Мэв составные ядра в исследуемом диапазоне  $Z$ , согласно работе <sup>12/</sup>, имеют величины  $\Gamma_n/\Gamma_f$  на уровне 2,0, резко увеличивающиеся с уменьшением энергии возбуждения. При этом испарение даже одного нейтрона резко уменьшает вероятность деления ядра, и как само деление, так и испарение нейтрона выводят исходное ядро из канала деления. Поэтому измеренное значение времени жизни в этом случае представляет собой полное время жизни исходного составного ядра  $\tau_{\text{полн}} \sim \frac{1}{\Gamma_n + \Gamma_f}$ . Поскольку  $\Gamma_n > \Gamma_f$ , то  $\tau_{\text{полн}}$  определяется в основном нейтронной шириной. В таблице 2 приведены экспериментальные значения времени жизни и рассчитанные величины  $\tau/\Gamma_n$ , где  $\Gamma_n$  вычислялась по формулам из работы <sup>13/</sup> в модели ферми-газа. Для того, чтобы получить согласие по порядку величины, необходимо принять в расчете значение параметра плотности уровней  $a_n$  равным  $A/4$ . Это значение достаточно сильно отличается от обычно используемых значений  $A/10 - A/8$ . Здесь следует указать, что литературные значения  $a_n$  для сильно возбужденных ядер получены из обработки экспериментальных данных относительно  $\Gamma_n/\Gamma_f$ . Такая обработка, возможно, не является достаточно однозначной, так как отношение  $\Gamma_n/\Gamma_f$  чувствительно главным образом к отношению  $a_n/a_f$ , а не к абсолютной величине того и другого параметра  $a_n$  и  $a_f$ . Можно получить экспериментальные значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  и при использовании параметров  $a_n$  и  $a_f$  на уровне  $A/4 - A/5$ .

Для значений времен жизни при энергии возбуждения около 100 Мэв в реакциях  $W(^{22}\text{Ne}, f)$  и  $^{186}\text{W}(^{31}\text{P}, f)$  невозможно добиться согласия с расчетом даже при использовании параметров  $a_n$  и  $a_f$ , приблизительно равных  $A/4$ . Возможно, это расхождение связано со значительной вероятностью деления после испарения одного или нескольких нейтронов. Достаточно точно рассчитать этот процесс представляется затруднительным, так как отсутствуют литературные данные об отношениях  $\Gamma_n/\Gamma_f$  для каждой ступени испарительного каскада, имеются лишь некоторое эффективное значение  $(\Gamma_n/\Gamma_f)_{\text{эфф}}$ , полученное из суммарного по всем ступеням каскада сечения деления.

Можно рассматривать совершенно иную интерпретацию результатов, в предположении, что исследуемый диапазон ядер является переходным от ядер, для которых удовлетворительна модель ферми-газа к ядрам, для которых зависимость плотности уровней от энергии возбуждения описывается моделью с постоянной температурой. Действительно, для тяжелых составных ядер в реакциях  $W(^{22}\text{Ne}, f)$  и  $W(^{31}\text{P}, f)$  время жизни слабо зависит от энергии возбуждения, что приближается к предсказываемой в модели с постоянной температурой независимости ширины от энергии возбуждения. Для более легких ядер в реакциях  $W(^{12}\text{C}, f)$  и  $W(^{16}\text{O}, f)$  в эксперименте наблюдается достаточно резкое уменьшение времени жизни с ростом энергии возбуждения, что качественно согласуется с расчетом по модели ферми-газа.

Однозначный выбор правильной интерпретации требует тщательного теоретического анализа экспериментальных данных.

#### ВЫВОДЫ:

I. Создана экспериментальная установка, отвечающая специфическим требованиям экспериментов по наблюдению эффекта теней.



Осуществлена проверка работы аппаратуры на пучке протонов с энергией 150 кэв и разработана методика количественного измерения интенсивности эффекта теней в угловых распределениях осколков деления.

2. В экспериментах на пучках тяжелых ионов обнаружено влияние конечного времени жизни составного ядра на глубину теней в угловых распределениях осколков деления. В специальных контрольных опытах получены доказательства того, что наблюдаемый эффект не связан с возможными систематическими погрешностями эксперимента.

3. Проведены измерения глубины теней в угловых распределениях осколков деления при облучении монокристалла вольфрама ускоренными ионами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{31}\text{P}$  при различной энергии бомбардирующих частиц. (Впервые получены данные о времени жизни высоковозбужденных составных ядер ( $120 \text{ Мэв} > E > 60 \text{ Мэв}$ ).

4. Определены экспериментальные значения времен жизни составных ядер для изученных реакций, находящихся на уровне  $10^{-18}$  сек, что свидетельствует о применимости модели составного ядра для указанных реакций.

5. Измерены зависимости эффективного времени жизни делящегося ядра от энергии возбуждения и атомного номера составного ядра.

6. Экспериментальные данные, полученные при облучении монокристалла вольфрама естественного изотопного состава и монокристалла, обогащенного изотопом  $^{186}\text{W}$ , в пределах точности эксперимента не отличаются друг от друга, что свидетельствует о слабой зависимости времени жизни от массового числа составного ядра.

Результаты, лежащие в основе диссертации, были опубликованы в журнале "Ядерная физика" и в виде препринтов ОИЯИ, а также

доложены на Международной конференции по физике тяжелых ионов (Дубна, 1971г.), на Совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Москва, 1971г.), на II и III совещаниях по физике взаимодействия быстрых заряженных частиц с монокристаллами (Москва 1970, 1971гг).

Диссертация написана по материалам работ /14-16/

Таблица I.

Численные результаты опытов.

$E_B, \bar{E}_B$  - максимальная и средняя энергии бомбардирующей частицы,  
 $E$  - полная энергия возбуждения составного ядра,  
 $\Delta f$  - разность глубин теней, соответствующих углам  $90^\circ$  и  $160^\circ$   
 $V_C$  - скорость составного ядра,  
 $\tau$  - эффективное значение времени жизни, определяемое на опыте.

Реакция	$E_B$ Мэв	$\bar{E}_B$ Мэв	$E$ Мэв	$V_C$ $10^8 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$	$\Delta f$	$\tau$ (сек)	
						$\tau_c = 0,2A$	$\tau_c = 0,4A^0$
$W(^{12}\text{C}, f)$	80	78	62	2,22	$0,082 \pm 0,010$	$3,5 \cdot 10^{-18}$	$6,3 \cdot 10^{-18}$
$W(^{16}\text{O}, f)$	97	95	62	2,69	$0,091 \pm 0,015$	$2,9 \cdot 10^{-18}$	$5,5 \cdot 10^{-18}$
$W(^{16}\text{O}, f)$	137	134	99	3,22	$0,012 \pm 0,015$	$\leq 1,2 \cdot 10^{-18}$	$\leq 2,1 \cdot 10^{-18}$
$W(^{20}\text{Ne}, f)$	192	188	132	4,22	$0,041 \pm 0,008$	$1,4 \cdot 10^{-18}$	$2,4 \cdot 10^{-18}$
$W(^{22}\text{Ne}, f)$	116	112	65	3,35	$0,070 \pm 0,004$	$2,1 \cdot 10^{-18}$	$4 \cdot 10^{-18}$
$W(^{22}\text{Ne}, f)$	146	142	91	3,77	$0,051 \pm 0,008$	$1,6 \cdot 10^{-18}$	$3,1 \cdot 10^{-18}$
$W(^{23}\text{Ne}, f)$	174	170	116	4,13	$0,043 \pm 0,003$	$1,4 \cdot 10^{-18}$	$2,5 \cdot 10^{-18}$
$^{186}W(^{11}\text{B}, f)$	87	84	80	2,19	$0,096 \pm 0,014$	$3,8 \cdot 10^{-18}$	$6,9 \cdot 10^{-18}$
$^{186}W(^{12}\text{C}, f)$	80	78	64	2,16	$0,087 \pm 0,015$	$3,7 \cdot 10^{-18}$	$6,7 \cdot 10^{-18}$
$^{186}W(^{12}\text{C}, f)$	108	105	89	2,52	$0,007 \pm 0,015$	$\leq 1,1 \cdot 10^{-18}$	$\leq 1,9 \cdot 10^{-18}$
$^{186}W(^{16}\text{O}, f)$	97	95	67	2,68	$0,083 \pm 0,015$	$2,9 \cdot 10^{-18}$	$5,2 \cdot 10^{-18}$
$^{186}W(^{16}\text{O}, f)$	137	134	103	3,21	$0,015 \pm 0,008$	$1,2 \cdot 10^{-18}$	$2,2 \cdot 10^{-18}$
$^{186}W(^{22}\text{Ne}, f)$	116	112	68	3,34	$0,080 \pm 0,015$	$2,2 \cdot 10^{-18}$	$4,2 \cdot 10^{-18}$
$^{186}W(^{22}\text{Ne}, f)$	174	170	119	3,76	$0,046 \pm 0,015$	$1,5 \cdot 10^{-18}$	$2,7 \cdot 10^{-18}$
$^{186}W(^{31}\text{P}, f)$	155	151	59	4,53	$0,091 \pm 0,008$	$1,8 \cdot 10^{-18}$	$3,3 \cdot 10^{-18}$
$^{186}W(^{31}\text{P}, f)$	195	190	92	4,98	$0,033 \pm 0,009$	$1,1 \cdot 10^{-18}$	$2 \cdot 10^{-18}$

Таблица 2.

Сравнение экспериментальных и расчетных значений времен жизни составных ядер.

Реакция	E МэВ	$\tau$ эксперим. сек	$\tau$ расчетн. сек.	$a_n$ МэВ <sup>-1</sup>	$a_0$ МэВ <sup>-1</sup>
$^{186}\text{W} + ^{12}\text{C}$	64	$3,71 \cdot 10^{-18}$	$2,8 \cdot 10^{-18}$	$\frac{A}{4}$	$\frac{A}{4}$
$^{186}\text{W} + ^{12}\text{C}$	69	$\leq 1,2 \cdot 10^{-18}$	$4,3 \cdot 10^{-19}$	$\frac{A}{4}$	$\frac{A}{4}$
$^{186}\text{W} + ^{22}\text{Ne}$	65	$2,27 \cdot 10^{-18}$	$2,1 \cdot 10^{-18}$	$\frac{A}{4}$	$\frac{A}{4}$
$^{186}\text{W} + ^{22}\text{Ne}$	119	$1,5 \cdot 10^{-18}$	$3,1 \cdot 10^{-19}$	$\frac{A}{4}$	$\frac{A}{4}$

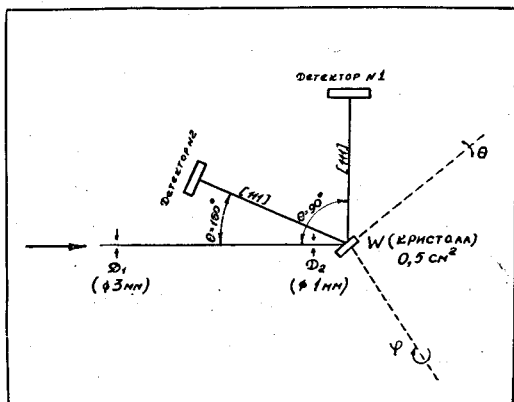


Рис. 1. Схема опыта

ЛИТЕРАТУРА:

1. Сборник "Прямые процессы в ядерных реакциях". стр.107, Атомиздат, 1965
2. Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий. Препринт ОИЯИ Р4-5927, Дубна, 1971.
3. А.Ф.Тулинов, ДАН СССР, 165, 546 (1965)
4. D.S. Gemell and R.E. Holland, Phys. Rev. Lett., 14,945 (1965)
5. M. Maruyama et.al., Nucl. Phys. A 145, 581 (1970)
6. G.J. Clark et al., Report AERE - R6756 (1971)
7. W.M. Gibson, K.O. Nielsen, Second IAEA Symposium on Physics and Chemistry of fission, Vienna, 861 (1969)
8. Д.В.Меликов, Д.Д.Отставнов, А.Ф.Тулинов, ЖЭТФ 56, 1803 (1969)
9. Д.В.Меликов, Д.Д.Отставнов, А.Ф.Тулинов, Препринт НИИЯФ МГУ 70-324-100
10. F. Brown, D.A. Marsden, R.D.Werner, Phys. Rev.Lett., 20,1449 (1968)
11. F. Plasil, Report UCRL -11193 (1963)
12. T. Sikkeland Phys. Rev., 135, B669 (1964)
13. Дж.Дйзенга, Р.Ванденбош. сб. "Ядерные реакции", т.И, стр.51, Атомиздат, 1964.
14. С.А.Карамян, Д.В.Меликов, Ф.Нормуратов, О.Отгонсурен, Г.М.Соловьева, ЯФ, 13, 914 (1971)
15. С.А.Карамян, Д.Ц.Оганесян, Ф.Нормуратов Препринт ОИЯИ Р7-5512, Дубна, 1970.
16. С.А.Карамян; Ф.Нормуратов, Д.Ц.Оганесян. Сборник ОИЯИ Д7-5769, Дубна, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 октября 1971 года.

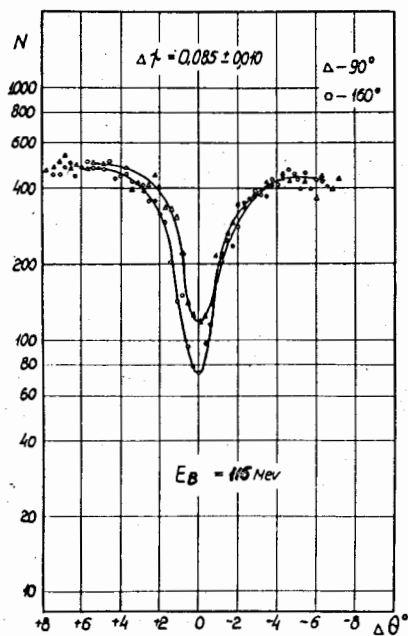


Рис. 2.

Угловые распределения осколков деления вблизи кристаллографических осей  $\langle III \rangle$ , направленных на  $90^\circ$  и  $160^\circ$  к пучку ионов  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 116 Мэв. На оси ординат указаны цифры, соответствующие числу зарегистрированных треков осколков деления для каждой точки углового распределения.

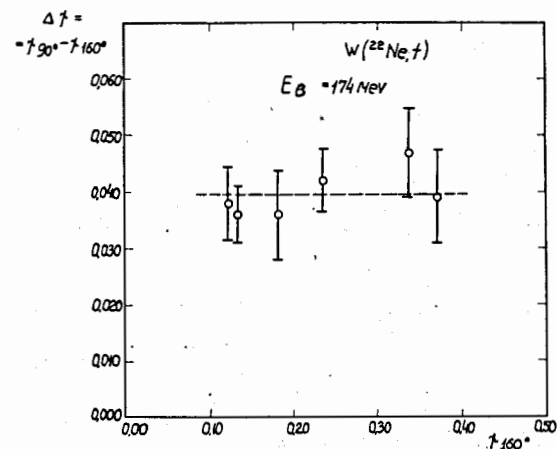


Рис. 3.

Зависимость величины  $\Delta\chi = \chi_{90^\circ} - \chi_{160^\circ}$  от значения  $\chi_{160^\circ}$ , полученная в результате облучения различных участков монокристалла.

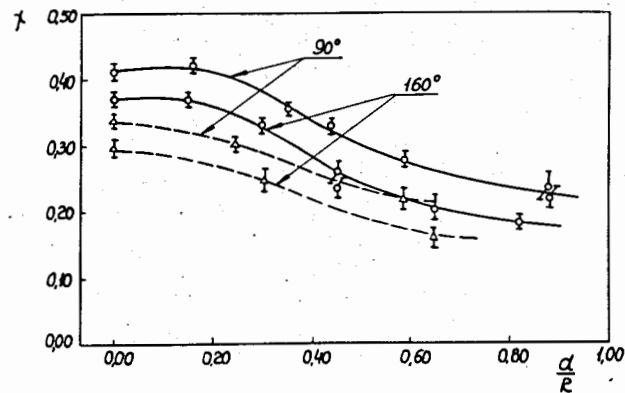


Рис. 4.

Зависимость изменения величины  $\chi$  от значения  $a/R$  ( $a$  - толщина поглотителя перед детектором,  $R$  - пробег осколков деления за вычетом пробега, соответствующего порогу регистрации стекла), измеренная под углами  $90^\circ$  и  $160^\circ$  для двух различных участков монокристалла.

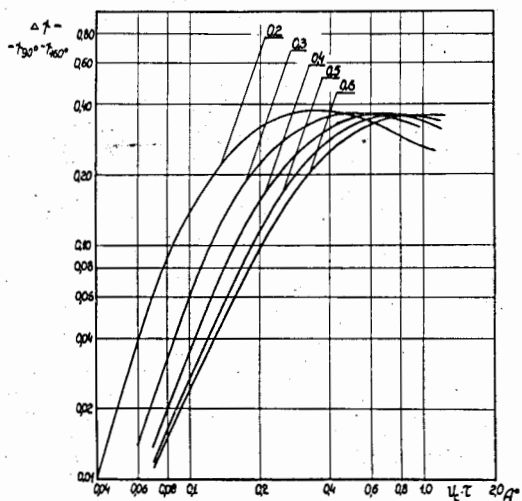


Рис. 5. Зависимость измеряемой величины  $\Delta\gamma$  от произведения  $V_e \tau$ , вычисленная по формулам работы / 7 / .