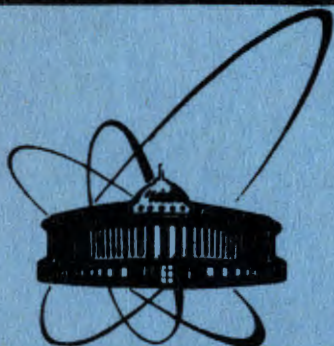


84-614



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

с343 е1
6833/84

P7-84-614

В.Л.Михеев, А.Г.Артюх, В.В.Волков, Г.Ф.Гриднев,
М.Грушецки, В.Карч, А.Н.Мезенцев,
В.М.Морозов, Л.Поморски

РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧ НУКЛОНОВ
И ДЕЛЕНИЕ В СИСТЕМЕ $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1984

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие ^{40}Ar с ^{232}Th приводит к образованию легких продуктов передач нуклонов с атомными номерами $5 \leq Z \leq 38$ ^{1,2/}. Важной особенностью энергетических спектров этих продуктов является наличие частиц с энергиями существенно ниже кулоновских барьеров для сферических ядер. В^{2/} было сделано предположение о том, что наиболее низкоэнергичные частицы могут быть результатом перекрывающихся во времени процессов передач нуклонов и деления тяжелых продуктов реакций передач. При этом можно выделить три случая.

1. Отсутствие корреляции в плоскости реакции между направлениями вылета легких продуктов передач нуклонов и осью деления - случай простого последовательного деления.

2. Преимущественный вылет осколков по оси, коллинеарной с направлением вылета легкого продукта передачи в с.ц.м. Процесс получил название неравновесного деления^{3,4/}.

3. Вылет осколков по оси, перпендикулярной направлению легкого продукта реакции в с.ц.м. Этот процесс будем называть тройным делением по аналогии с процессами, наблюдаемыми в спонтанном делении и делении на тепловых нейтронах^{5/}.

Последовательное деление изучалось в целом ряде работ, например^{6-9/}. Изучение этого процесса позволяет получить ценные данные о передаче углового момента в реакциях с тяжелыми ионами. Неравновесное деление является новым эффектом и получено пока только для комбинаций $^{122}\text{Sn} + ^{129}\text{Xe}$ и $^{166}\text{Er} + ^{84}\text{Kr}$ при энергиях бомбардирующих ионов 12,5 МэВ/нуклон^{3,4/}. Такой эффект наиболее четко соответствует гипотезе о перекрывающихся во времени процессах передач нуклонов и деления. Тройное деление с вылетом α -частиц для продуктов реакций с тяжелыми ионами искалось авторами работы^{10/} и было обнаружено для системы $^{165}\text{Ho} + ^{56}\text{Fe}$ /465 МэВ/ авторами^{11/}. Тройное деление в реакциях с тяжелыми ионами, при котором образуются три соизмеримых по массе осколка, изучалось в^{12-14/}. Полученные в этих работах результаты в настоящее время, по-видимому, можно трактовать как последовательное деление тяжелого продукта в реакциях глубоко-неупругих передач нуклонов.

В настоящей работе измерены совпадения легких продуктов взаимодействия $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ /300 и 390 МэВ/ с осколками деления тяжелых продуктов в плоскости реакции, определяемой направлением пучка и направлением регистрации легкого продукта. Целью работы являлся поиск эффектов неравновесного и тройного деления и изу-

чение углового распределения осколков последовательного деления в плоскости реакции. Кроме того, устранение фона от загрязнений мишени легкими примесями /углерод, кислород/ за счет регистрации совпадений легких продуктов передач нуклонов с осколками деления тяжелых продуктов позволяет получить надежные данные по закономерностям выхода продуктов с $Z \leq 10$ в реакциях с ионами ^{40}Ar .

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Опыты проводились на выведенном пучке 310-см циклотрона ОИЯИ. Методика измерений в основном соответствовала описанной нами ранее в ^{15/}. Схема измерений приведена на рис.1. Толщина мишени из ^{232}Th составляла $1,1 \text{ мг/см}^2$. Продукты ядерных реакций с $5 \leq Z \leq 20$ регистрировались под углом 40° телескопом 1 из полупроводниковых Si(Au) детекторов. Толщина детектора ΔE_1 составляла 13 мкм, $E_1 \sim 700$ мкм. Телесный угол регистрации легких продуктов составлял $1,6 \cdot 10^{-2}$ ср, угловой растрвор - $\pm 4^\circ$. Осколки деления регистрировались телескопами 2 и 3 также из кремниевых детекторов. Толщина ΔE детекторов составляла от 40 до 80 мкм, толщина E детекторов - 700 мкм. В телескопах 2 и 3 пробеги осколков полностью укладывались в толщине ΔE детекторов.

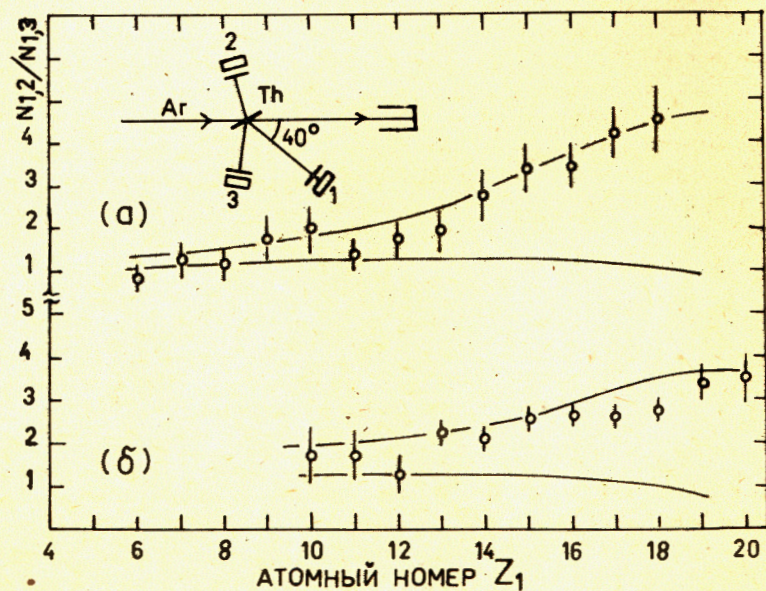


Рис.1. Схема измерений и зависимость отношения числа совпадений легких продуктов передач нуклонов в телескопе 1 с осколками деления в телескопах 2 и 3 от атомного номера продукта в телескопе 1./а/ - энергия ^{40}Ar 390 МэВ, /б/ - энергия ^{40}Ar 300 МэВ.

E детекторы в этих телескопах были включены на антисовпадения с ΔE детекторами, чтобы исключить регистрацию частиц с пробегом, большим, чем у осколков деления. Телесный угол регистрации осколков составлял $0,18$ ср, угловой растрвор $\pm 13^\circ$. Большие телесные углы регистрации осколков деления, необходимые для эффективной регистрации совпадений, обеспечивались приближением детекторов с чувствительной областью диаметром 12 мм на расстояние 25 мм к мишени. Размер пучка на мишени составлял $3 \times 3 \text{ мм}^2$.

Электронная аппаратура в стандарте КАМАК обеспечивала одновременную регистрацию энергетических спектров инклюзивных и совпадающих событий с телескопа 1 и детекторов осколков ΔE_2 и ΔE_3 , а также временной задержки t между событиями в телескопе 1 и телескопах 2 и 3. Все события записывались на магнитной ленте ЭВМ "Минск-32" с регистрацией пяти параметров: ΔE_1 , E_1 , ΔE_2 , ΔE_3 , t . Старт время-амплитудного конвертора осуществлялся импульсами с детектора E_1 , а стоп - либо с детектора ΔE_2 , либо ΔE_3 . Это позволяло в одном эксперименте измерять совпадения легких продуктов ядерных реакций как с осколками деления в телескопе 2, так и в телескопе 3. Измерения фона случайных совпадений велись непрерывно путем регистрации событий из трех последовательных сгустков пучка, идущих через ~ 200 нс в соответствии с частотой напряжения на дуантах циклотрона. Калибровка время-амплитудного конвертора была подобрана так, что средний из временных пиков, соответствующих одному сгустку пучка, содержал истинные и фоновые события, а крайние - только фоновые ^{15/}. Во всех измерениях величина фона случайных совпадений не превышала 5% от измеряемого эффекта. Абсолютная калибровка энергий и сечений осуществлялась по упруго рассеянным ионам и инклюзивным сечениям образования продуктов передач нуклонов, измеренным в ^{1/}, с учетом различия в угловых растворах детекторов, использовавшихся в ^{1/} и в настоящей работе.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Основные измерения были выполнены при расположении телескопов 2 и 3 под углами 100° к направлению пучка. При таком расположении телескоп 2 /см. рис.1/ находился вблизи угла, для которого ожидался максимум выхода осколков неравновесного деления, коллинеарных в с.ц.м. с направлениями вылета основных продуктов передач нуклонов, регистрируемых под углом 40° ^{16,17/}. Телескоп 3 при этом оказывался вблизи угла максимального выхода осколков тройного деления, вылетающих в с.ц.м. перпендикулярно направлению вылета легких продуктов, регистрируемых телескопом 1. При расчетах предполагалось, что деление тяжелых продуктов происходит на равные по массе осколки с полной кинетической энергией в системе движущегося ядра, определенной согласно ^{18/}. Кинематика рассчитывалась для средней энергии частиц с данным Z ,

совпадающих с осколками деления. Симметричное относительно направления пучка расположение детекторов осколков деления позволяет по отношению числа совпадений в каждом из них с легкими продуктами в телескопе 1 получать некоторую информацию о выделении плоскости реакции. Данные по этому отношению приведены на рис.1. Нижние кривые для обеих энергий ^{40}Ar дают рассчитанное по классической кинематике отношение $N_{1,2}/N_{1,3}$ для случая деления тяжелого продукта без фокусировки осколков в плоскости реакции, при котором угловое распределение осколков в системе движущегося ядра имеет вид $1/\sin\theta$. Верхние кривые получены в предположении полной фокусировки осколков в плоскости реакции и изотропного испускания осколков в этой плоскости. Положение верхних кривых, естественно, не меняется, если угловое распределение осколков не изотропно, но выходы осколков в системе движущегося ядра для углов расположения обоих телескопов близки. Именно этот случай и реализовался в эксперименте /см. рис.6/.

Как видно из рис.1, экспериментальные точки достаточно хорошо согласуются с кривыми, соответствующими фокусировке осколков в плоскости реакции в соответствии с данными других работ /6-8/, полученными при измерениях вне плоскости реакции. Заметного выхода точек за верхние кривые, свидетельствующего об эффекте неравновесного деления под углом 100° , не наблюдается.

На рис.2 приведены энергетические спектры легких продуктов передач нуклонов, полученные в совпадении с осколками деления в телескопе 2 для энергии ^{40}Ar 300 МэВ. Там же для сравнения приведены инклюзивные спектры, полученные в тех же самых измерениях. Особенностью спектров продуктов, близких по Z к бомбардирующей частице, является существенное обеднение выхода в высокоэнергичной части при регистрации совпадений. При регистрации продуктов в диапазоне $Z=16-12$ спектры совпадений хорошо

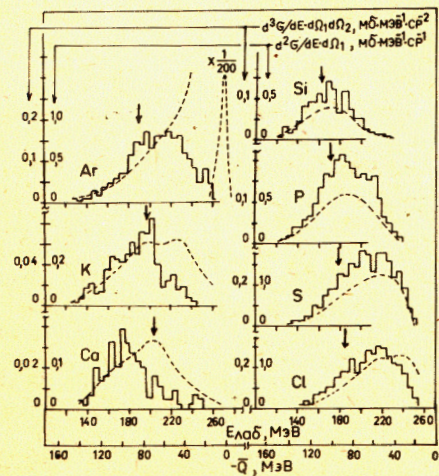


Рис.2. Энергетические спектры легких продуктов передач нуклонов для энергии ^{40}Ar 300 МэВ. Пунктирные кривые - инклюзивные спектры, гистограммы - в совпадении с осколками деления в телескопе 2. Стрелками указаны энергии, соответствующие кулоновским барьерам для сферических ядер.

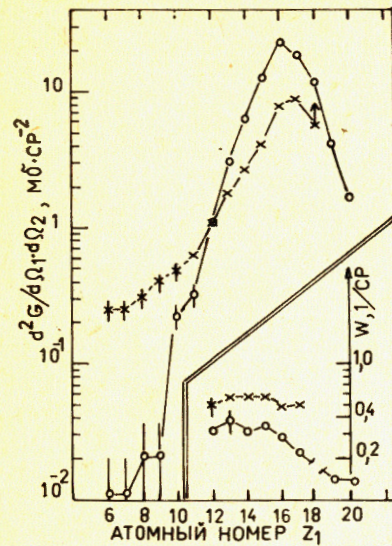


Рис.3. Зависимость выхода легких продуктов передач нуклонов от их атомного номера в совпадении с осколками деления в телескопе 2. /o/ - энергия ^{40}Ar 300 МэВ, /x/ - энергия ^{40}Ar 390 МэВ. На вставке W - отношение сечения совпадений к инклюзивному сечению образования легкого продукта с атомным номером Z_1 .

согласуются по форме с инклюзивными. Но при регистрации продуктов с $Z \leq 10$ различие инклюзивных спектров и спектров совпадений резко возрастает. Это связано с тем, что на ^{40}Ar с энергией 300 МэВ основная доля регистрируемых под углом 40° легких ядер становится обусловленной загрязнением мишени такими примесями, как углерод и кислород. Поэтому для этих продуктов можно сделать лишь оценки сечений, которые приведены на рис.3.

Характерные энергетические спектры для ^{40}Ar с энергией 390 МэВ представлены на рис.4. Качественно они аналогичны спектрам, полученным при энергии 300 МэВ. Но для ^{40}Ar с энергией 390 МэВ резко возрастает выход продуктов с $Z \leq 10$, что и представлено в зависимости сечений совпадений от атомного номера на рис.3. На вставке рис.3 показано также отношение W сечения совпадений к инклюзивному сечению образования продуктов, которое представляет собой некую меру множественности осколков деления, сопровождающих образование легких продуктов с данным Z_1 . Для большей энергии ^{40}Ar величина W оказывается несколько выше, что может быть связано с лучшей фокусировкой осколков в плоскости реакции при большей энергии. Существенное уменьшение W для энергии ^{40}Ar 300 МэВ в области $Z > 16$ связано с возрастанием числа случаев передачи нуклонов, не приводящих к делению тяжелого ядра /см. раздел 4.3/.

На рис.5 представлены энергетические спектры C, N, O, F, полученные в совпадении с осколками деления, зарегистрированными как в телескопе 2, так и в телескопе 3. Обращает на себя внимание заметное различие в форме энергетических спектров частиц углерода, совпадающих с осколками деления в разных телескопах. В этой серии измерений телесный угол телескопа 3 был в 1,48 раза меньше, чем телескопа 2. Поэтому для количественного сравнения эффектов число совпадений с третьим телескопом /нижние спектры/ должно быть увеличено в 1,48 раза. Что же касается продуктов

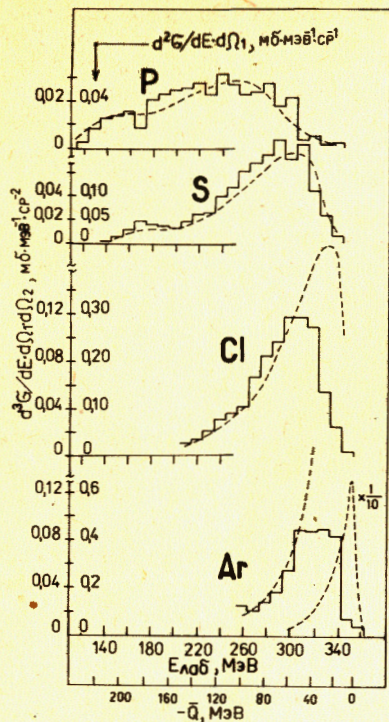
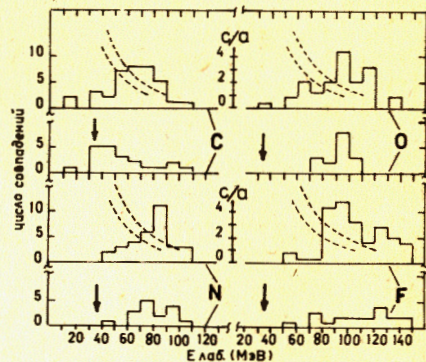


Рис.4. То же, что и на рис.2, но для энергии ^{40}Ar 390 МэВ.

Рис.5. Энергетические спектры C, N, O, F, полученные в опытах с ^{40}Ar при энергии 390 МэВ в совпадении с осколками деления в телескопе 2 /верхние гистограммы/ и в телескопе 3 /нижние гистограммы/. Стрелками указаны энергии, соответствующие частицам из тройного деления.



с $Z \geq 10$, то для них различия в энергетических спектрах при совпадении с осколками деления в телескопе 2 или 3 не обнаружено как для энергии ^{40}Ar 300 МэВ, так и 390 МэВ.

На рис.6 для энергии ^{40}Ar 300 МэВ представлены угловые распределения осколков деления в системе делящегося ядра, зарегистрированных телескопом 2 в совпадении с разными продуктами в телескопе 1. Для улучшения углового разрешения апертура телескопа 2 в этих опытах была уменьшена до $\pm 6^\circ$. На рис.6 толстыми стрелками указаны области, соответствующие вылету осколков деления коллинеарно с легким продуктом передачи. Повышенного выхода осколков в этой области заметить не удалось. Точки, соответствующие максимальным значениям ϕ на рис.6, получены из данных, на телескопе 3 по величине отношения $N_{1,2} / N_{1,3}$ на рис.1.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Выход продуктов с $Z \leq 10$

Как видно из рис.3, выход продуктов с атомными номерами, меньшими примерно половины атомного номера исходного иона, сильно зависит от энергии бомбардирующего иона. На этот выход

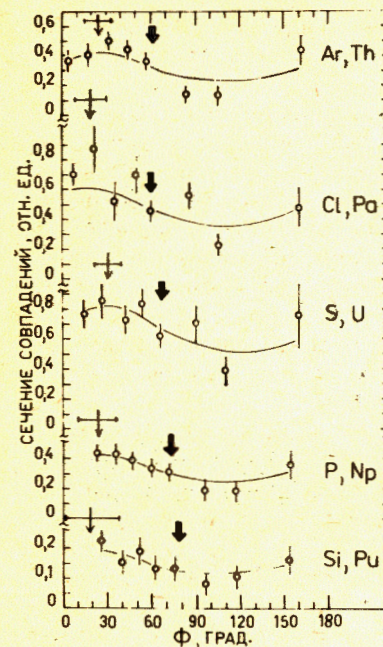


Рис.6. Угловые распределения осколков деления в системе делящегося ядра, зарегистрированные телескопом 2 в совпадении с разными продуктами в телескопе 1 при энергии ^{40}Ar 300 МэВ.

не влияет тот факт, что угол 40° для энергии ^{40}Ar 300 МэВ несколько меньше угла касательного взаимодействия $\approx 54^\circ$ л.с./, а для энергии 390 МэВ несколько больше этого угла $\approx 35^\circ$ л.с./.

Дело в том, что по экспериментальным данным $^{1/1}$ выходы продуктов с $Z \leq 11$ для обеих энергий ^{40}Ar в основном монотонно растут с уменьшением угла наблюдения, причем угловые распределения имеют примерно одинаковый наклон. Различие в углах касательного взаимодействия приводит лишь к увеличению выхода под углом 40° продуктов с $Z \geq 12$ для энергии ^{40}Ar 300 МэВ по отношению к энергии 390 МэВ за счет вклада квазиупругих процессов.

Для описания выхода продуктов многонуклонных передач применяются модели последовательной передачи /диффузии/ нуклонов $^{19-22/}$. С точки зрения этих моделей выход продуктов с данным Z под данным углом определяется потенциальной энергией V_Z и температурой T двойной ядерной системы ($Y \approx \exp[-V_Z / T]$), а также временем, которое проходит с момента образования двойной ядерной системы до ее распада с вылетом данного продукта. Поскольку двойная ядерная система вращается, это время оказывается связанным с углом наблюдения продукта распада.

Ядра, образующие двойную ядерную систему, для обеих энергий ^{40}Ar , естественно, одинаковы по Z и A . Деформации их для обеих энергий, судя по низкоэнергичным частям энергетических спектров, полученным в $^{1/1}$, существенно не различаются. По данным $^{1/1}$ критический угловой момент для энергии ^{40}Ar 300 МэВ составляет $102\hbar$, а для энергии 390 МэВ $-94\hbar$. Таким образом, и значения угловых моментов, при которых образуется двойная ядерная система, занимающих область вблизи критического, для обеих энергий ^{40}Ar близки. Отсюда следует, что для наших энергий ^{40}Ar не следует ожидать существенных различий ни в V_Z , ни в скорости вращения двойной ядерной системы. По-видимому, в рамках моделей последовательной передачи нуклонов различие в выходах продуктов с $Z \leq 10$ для разных энергий ^{40}Ar связано с различием

в эффективной ядерной температуре двойной ядерной системы, увеличение которой приводит к существенному росту зарядовой дисперсии продуктов^{/20/}.

Учитывая существенное изменение выхода продуктов с $Z \leq 10$ при переходе от энергии ^{40}Ar 300 МэВ к 390 МэВ, можно рассмотреть и возможность вклада в наблюдаемый выход при энергии 390 МэВ механизмов ядерных реакций, отличных от последовательной передачи нуклонов. Испарением из возбужденного тяжелого ядра^{/23/} или вылетом в качестве третьей частицы при делении основной части выхода продуктов с $Z=6-10$ объяснить нельзя, поскольку при этом мы наблюдаем противоречие с измеренными в^{/1/} угловыми распределениями. Эти угловые распределения в целом резко падают с ростом угла наблюдения, обнаруживая слабо выраженные максимумы в районе угла касательного взаимодействия. Гипотеза о диссоциации исходного иона на частицы с $Z=6-10$ и $Z=12-8$ с вылетом обеих частиц из зоны ядерного взаимодействия противоречит полученным в настоящей работе данным по энергетическим спектрам осколков деления. Лабораторные энергетические спектры осколков деления в телескопе 2, совпадающих с продуктами с $Z=6-10$ в телескопе 1, существенно мягче, чем спектры осколков, совпадающих с продуктами с $Z=18$. А при диссоциации без захвата остатка иона за счет кинематики энергетические спектры осколков должны быть близкими.

Остается возможность диссоциации исходного иона с захватом остатка ядром-мишенью. В отличие от процессов, получивших название "массивной передачи"^{/24/}, в нашем случае испускание фрагментов иона должно осуществляться на стадии взаимодействия, когда исходная кинетическая энергия полностью диссипировала. Чтобы отличить этот процесс от реакций многонуклонных передач, наряду с добавочными измерениями прежде всего угловых распределений необходима разработка теоретической модели, дающей такие следствия, как зависимость вероятности процесса от энергии и массы бомбардирующего иона, угловые, зарядовые и энергетические распределения продуктов.

4.2. Тройное деление

Данные, приведенные на рис.5, позволяют говорить о возможном наблюдении в наших опытах эффекта тройного деления с вылетом ядер углерода перпендикулярно оси деления. Напомним, что эффект тройного деления должен был быть зарегистрирован в совпадении событий с телескопов 1 и 3. Именно для этой комбинации телескопов мы наблюдаем заметный выход частиц углерода с энергией ~40 МэВ.

На рис.5 более высоко расположенными пунктирными кривыми даны расчетные^{/25/} кинетические энергии для кулоновского взаимодействия сферических легких ядер, соприкасающихся в исходном положении с концом большой полуоси вытянутого сфероида, которым аппроксимирована форма тяжелого ядра, в зависимости от отношения

осей сфероида c/a . Более низкие кривые дают кинетические энергии для кулоновского взаимодействия сферических легких ядер с тяжелым ядром на стадии его разделения на два равных осколка, форма которых также аппроксимирована вытянутыми сфероидами с отношением осей c/a . Радиусы исходных сферических ядер определялись по соотношению $R = 1,44 \cdot A^{1/3}$ Фм. Кинетическая энергия углерода ~40 МэВ соответствует по верхней кривой отношению $c/a \sim 6$, а по нижней ~4,5. Столь большие деформации противоречат как имеющимся данным по деформациям в реакциях передач нуклонов^{/2/}, так и по деформациям осколков деления^{/26/}, которые соответствуют $c/a \sim 2$. В то же время энергия углерода ~40 МэВ хорошо соответствует энергии, которую можно ожидать для его образования в тройном делении. Величины этих энергий для разных Z отмечены на рис.5 стрелками. При расчетах исходная энергия частиц в системе делящегося ядра определялась на основании данных по энергетическим спектрам продуктов с $Z=1-8$, образующихся при тройном делении ^{235}U тепловыми нейтронами^{/27/}. Для более тяжелых, чем углерод, частиц эффект тройного деления не зарегистрирован. Это не противоречит данным по относительному выходу элементов в тройном делении на тепловых нейтронах^{/27/}. Выход более легких, чем углерод, частиц в настоящей работе не регистрировался из-за ограничений в числе амплитудных каналов в тракте ΔE_1 .

Оценки величины эффекта тройного деления с образованием ядер углерода в диапазоне энергий от 30 до 50 МэВ дают величину $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ по отношению к делению на два осколка без третьей частицы. Для тепловых нейтронов выход ядер углерода соответствует $\sim 10^{-6}$ на деление^{/27/}. Однако в случае тройного деления с вылетом α -частиц в реакциях с тяжелыми ионами^{/11/} выход α -частиц на деление для системы $^{185}\text{Ho} + ^{56}\text{Fe}/465$ МэВ/ составляет $\sim 5 \cdot 10^{-2}$, что более чем на порядок превышает выход в делении на тепловых нейтронах. По аналогии с выходом α -частиц цифра $2 \cdot 10^{-5}$ для вероятности тройного деления с вылетом ядер углерода в системе $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}/390$ МэВ/ представляется разумной. Полученные нами данные, во всяком случае, могут рассматриваться как верхняя граница для эффекта тройного деления.

4.3. Вероятности деления

Совокупность данных по инклюзивным энергетическим спектрам легких продуктов передач нуклонов и спектрам, полученным в совпадении с осколками деления, поскольку их различие не объясняется кинематикой, позволяет провести оценки вероятностей деления тяжелых ядер, получающихся в реакциях передачи. За вероятность деления P_f примем отношение числа совпадений к числу инклюзивных событий в данном энергетическом интервале для продукта с определенным Z , зарегистрированному в телескопе 1. Полученные данные представлены на рис.7. Нормировка P_f сделана таким образом, что среднее значение для плато при высоких энергиях возбуждения принято за 1. Массовые числа тяжелых делящихся ядер были приняты соответствующими образованию в двухтельном процессе изотопов

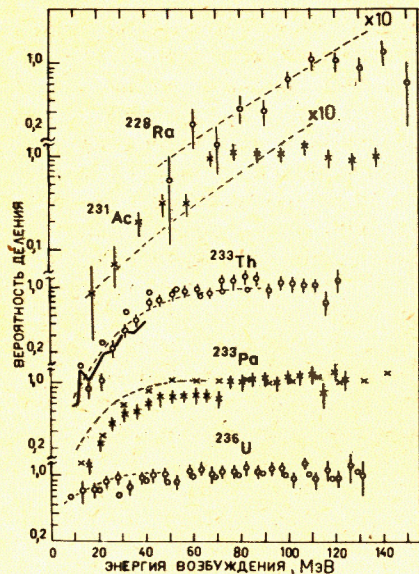


Рис.7. Вероятности деления тяжелых продуктов передач нуклонов для опытов с ^{40}Ar при энергии 300 МэВ /точки с указанием статистических ошибок/ и при энергии 390 МэВ /точки без указания ошибок/.

легких элементов в районе максимумов изотопных распределений /16,17/. Поскольку в реакциях с тяжелыми ионами энергетические спектры соседних изотопов в области энергетического баланса реакций $|Q| \leq 10-20$ МэВ близки /17,28/, то приведенные на рис.7 данные можно отнести и к изотопам, отличающимся на одну-две массовые единицы от указанных на этом рисунке. Величина

энергии возбуждения E^* рассчитывалась по величине Q -реакции и разности масс начальных и конечных ядер без учета ротационной энергии в предположении передачи всей энергии возбуждения тяжелому продукту реакции. Предположение о том, что энергия возбуждения делится пропорционально массам конечных продуктов /29,30/, приведет к тому, что значения E^* для экспериментальных точек на рис.7 изменятся в $A_4/(A_3 + A_4)$ раз, где A_3 - массовое число легкого продукта реакции, а A_4 - массовое число тяжелого продукта. Качественно выводы настоящего раздела это не изменяет.

Для элементов с $Z \geq 93$, соответствующих образованию легких продуктов передач с $Z \leq 15$, отклонений от величины $P_f = 1$ в диапазоне $E^* - 25-120$ МэВ получено не было. Как видно из рис.7, существенных отличий в зависимости P_f от E^* для энергий ^{40}Ar 300 и 390 МэВ в случае Th, Pa, U не наблюдается. Сплошной ломаной линией для ^{233}Th указана величина P_f из данных по делению ^{232}Th нейтронами /31/. В этом случае за величину P_f было взято отношение сечения деления к сечению неупругих взаимодействий, принятому для нашего диапазона E^* постоянным и равным 2,6 б. Видно, что существенных различий в зависимости P_f от энергии возбуждения для деления на нейтронах и в реакциях передачи с ионами ^{40}Ar не наблюдается.

Пунктирными линиями на рис.7 показана вероятность деления, рассчитанная в следующих предположениях. При достаточно высокой энергии возбуждения возможно испускание каскада нейтронов, причем для каждой ступени нейтронного каскада будет существовать определенная парциальная вероятность деления, которую мы

будем считать не зависящей от энергии возбуждения. При энергии возбуждения $E_0^* = 7-10$ МэВ для исходного ядра с массовым числом A_0 вероятность деления $P_f(A_0, E_0^*)$ принимаем равной P_f , определенной из данных по реакциям типа $(^3\text{He}, p)f$, $(t, p)f$ /32-34/. Для больших энергий возбуждения E_i^* полную вероятность деления определяем по соотношениям

$$P_{f,i}(E_i^*) = P_f(A_0, E_0^*) + \sum_i P_f(A_0 - i, E_0^*) \cdot [1 - P_{f,i-1}(E_{i-1}^*)],$$

$$E_i^* = E_0^* + \sum_i (B_{n,i} + \epsilon_i).$$

Здесь i - номер ступени испускания нейтрона, $B_{n,i}$ - энергия связи нейтрона в ядре с массовым числом $A_0 - i$, ϵ_i - энергия, уносимая в виде кинетической энергии нейтрона и энергии гамма-квантов в соответствии с /35/. В случаях отсутствия экспериментальных данных для $P_f(A_0 - i, E_0^*)$ учет зависимости парциальной вероятности деления от массового числа проводился по соотношению

$$P_f(A_0 - i, E_0^*) = (1,4)^i \cdot P_f(A_0, E_0^*).$$

полученному из данных для изотопов Pa в работе /32/.

Как видно из рис.7, результаты расчета хорошо совпадают с экспериментом для Th, несколько превышают экспериментальные точки для Pa и идут существенно / ~10 раз/ ниже экспериментальных точек в случае Ac и Ra. Такое различие расчета с экспериментом может быть следствием неучета зависимости парциальных вероятностей деления от энергии возбуждения на разных каскадах. Зависимость вероятности деления от энергии возбуждения является еще недостаточно исследованной. В целом можно лишь отметить, что данные рис.7 качественно согласуются с выводами /5/ о том, что рост энергии возбуждения в случае слабо делящихся ядер должен вести к увеличению P_f , а для сильно делящихся - к понижению P_f . Но не исключено, что существенный рост P_f для Ac, Ra связан со спецификой последовательного деления в реакциях передачи. В первую очередь тут нужно иметь в виду влияние углового момента, который существенно увеличивает делимость ядер /5/.

4.4. Угловые распределения осколков в плоскости реакции

Анизотропия угловых распределений осколков в плоскости реакции /см. рис.6/ свидетельствует о передаче делящемуся ядру заметной компоненты углового момента, лежащей в плоскости реакции. Для анализа передачи углового момента по угловым распределениям осколков последовательного деления часто используется динамическая модель /36/. В соответствии с этой моделью угловое распределение осколков в системе делящегося ядра описывается выражением

$$W(\theta, \phi) \approx S^{-1}(\theta, \phi) \cdot \exp[-\bar{I}_Z^2 \cdot \cos^2 \theta / (2 \cdot S^2(\theta, \phi))],$$

$$S^2(\theta, \phi) = K_0^2 + \sigma_x^2 \cdot \cos^2 \theta + (\sigma_x^2 \cdot \sin^2 \phi + \sigma_y^2 \cdot \cos^2 \phi) \cdot \sin^2 \theta. \quad /1/$$

В этой формуле заложено гауссовское распределение компонент спина на тяжелого ядра ($0 \pm \sigma_x, 0 \pm \sigma_y, \bar{I}_Z \pm \sigma_z$), где \bar{I}_Z - среднее значение компоненты спина, перпендикулярной плоскости реакции. K_0 - стандартное отклонение K - проекции спина на ось симметрии делящегося ядра. $\theta = 90^\circ$ соответствует плоскости реакции, $\phi = 0^\circ$ соответствует направлению Y и принимается совпадающим с направлением движения тяжелого ядра отдачи в л.с. Однако более тщательное рассмотрение проблемы^{/6/} показывает, что для реакций с $Q \ll 0$ ось Y , являющаяся осью симметрии углового распределения осколков деления, из-за специфики передачи углового момента должна отклоняться от направления ядра отдачи.

Сплошные кривые на рис.6 представляют собой аппроксимацию экспериментальных точек в соответствии с зависимостью /1/ при $\theta = 90^\circ$. Отклонение оси Y от направления ядра отдачи искалось как параметр по методу минимума χ^2 . Полученные значения отклонения представлены на рис.6 тонкими стрелками с поперечными линиями, показывающими величину ошибок. При обработке данных величина K_0^2 вычислялась в соответствии с^{/37/} и составила 144, 159, 170, 206 и 250 единиц \hbar^2 для Th, Pa, U, Np, Pu соответственно. Спин ядра \bar{I}_Z был вычислен в предположении "слипания" ядер при критическом угловом моменте $102 \hbar[1]$ и составил $52 \hbar$.

Обработка данных для всех Z по методу минимума χ^2 приводит к $\sigma_x = 20 + 6 \hbar$ и $\sigma_y = 7 + 2 \hbar$, которые и были использованы при построении кривых на рис.6. Полученные нами значения σ_x и σ_y находятся в согласии с величинами $\sigma_x \sim 15 \hbar$ и $\sigma_y \sim 6 \hbar$, полученными в работах^{/8,9/}, для систем $Bi + Ar/255$ и 295 МэВ/ и $Pb + Ni/435$ МэВ/.

Хотелось бы обратить внимание на то, что асимметрия угловых распределений осколков для Th и Pa на рис.6 описывается выражением /1/ не совсем удовлетворительно. Это находит отражение и в значениях χ^2 , которые для нижних трех кривых лежат в пределах 0,7-0,9 на одну степень свободы, а для двух верхних кривых составляют ~ 3 . Для этих двух кривых в районе $\phi = 20-30^\circ$ можно отметить некий "добавочный" выход осколков деления. В случае Ar, Th анализ показывает, что основной вклад в это превышение эффекта дают неупругие частицы с $Q < -60$ МэВ. Аналогичное превышение эффекта над расчетом по соотношению /1/ для системы $Pb + Ni/435$ МэВ/ при отклонении от направления ядра отдачи на $\sim 20^\circ$ было получено в^{/9/}. Не исключено, что здесь мы сталкиваемся с эффектом типа неравновесного деления, но с вылетом осколков не строго коллинеарно с направлением вылета легкого продукта в с.с.м., а в промежутке между этим направлением и направлением вылета тяжелого ядра отдачи.

5. ВЫВОДЫ

1. Получены данные по образованию продуктов с $Z \leq 10$ под углом 40° при облучении ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 300 и 390 МэВ, исключая вклад от легких примесей в мишени. Отмечена возможность образования части этих продуктов при энергии ^{40}Ar 390 МэВ за счет процесса диссоциации исходного иона при полной диссипации исходной кинетической энергии и захвате остатка иона ядром-мишенью.

2. Для системы $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ /390 МэВ/ установлена граница $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ вероятности тройного деления с вылетом ядер углерода перпендикулярно оси деления по отношению к делению на два осколка.

3. Для ядер Ac и Ra, получающихся в системе $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ /300 МэВ/, установлено повышение полной вероятности деления в ~ 10 раз при энергиях возбуждения $> 20-50$ МэВ по сравнению с оценками вероятности деления на основе данных при энергии возбуждения 7-10 МэВ из реакций типа $(^3\text{He}, p)f$.

4. Установлена асимметрия в плоскости реакции углового распределения осколков деления ядер, получающихся в реакциях передачи в системе $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}/300$ МэВ/. В случае регистрации совпадений осколков деления с частицами Ar и Cl в угловых распределениях осколков наблюдается повышенный выход под углом $\sim 30^\circ$ к направлению движения делящегося ядра. Возможно, что это связано с эффектами типа неравновесного деления^{/3,4/}.

В заключение авторы выражают глубокую признательность академику Г.Н.Флерову за стимулирующий интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Artukh A.G. et al. Nucl.Phys., 1973, A215, p. 91.
2. Артук А.Г. и др. ЯФ, 1978, 28, с. 611.
3. Glässel P. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p. 1089.
4. Glässel P. et al. Z.Phys.A., 1983, 310, p. 189.
5. Vandenbosh R. Huizenga J.R. Nuclear Fission. Academic Press, New York and London, 1973.
6. Morrissey D.J. et al. Nucl.Phys., 1982, A389, p. 120.
7. Dyer P. et al. Nucl.Phys., 1979, A322, p. 205.
8. Le Brun C. et al. Phys.Rev., 1982, C25, p. 3212.
9. Steckmeyer J.C. et al. LPC 84-01, Caen, France, 1984.
10. Совински М. и др. ОИЯИ, P7-83-127, Дубна, 1983.
11. Wilcke W.W. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 51, p. 99.
12. Карамян С.А. и др. ЯФ, 1967, 5, с. 959.
13. Fleischer R.L. et al. Phys.Rev., 1966, 143, p. 943.
14. Perehlygin V.P. et al. Nucl.Phys., 1969, A127, p. 577.

15. Артюх А.Г. и др. ЯФ, 1983, 38, с. 549.
16. Artukh A.G. et al. Nucl.Phys., 1971, A176, p. 284.
17. Jackmart J.C. et al. Nucl.Phys., 1975, A242, p. 175.
18. Viola V.E. Nucl.Data, 1966, A1, p. 391.
19. Волков В.В. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, 42, с. 2234.
20. Волков В.В. Ядерные реакции глубокоэластичных передач. Энергоиздат, М., 1982.
21. Moretto L.G., Sventec J.C. Phys.Lett., 1975, 58B, p. 26.
22. Nörenberg W. Phys.Lett., 1974, 52B, p. 289.
23. Sobotka L.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 51, p. 2187.
24. Zolnowski D.R. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p. 92.
25. Cohen S., Swiatecki W. Annals of Physics, 1962, 19, p. 67.
26. Viola V.E., Sikkeland T. Phys.Rev., 1963, 130, p. 2044.
27. Vorobyov A.A. et al. Phys.Lett., 1972, 40B, p. 102.
28. Artukh A.G. et al. Nucl.Phys., 1973, A211, p. 299.
29. Plasil F. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p. 1164.
30. Babinet R. et al. Nucl.Phys., 1978, A296, p. 160.
31. Stehn J.R. et al. Neutron Cross Sections. BNL-325, 1965.
32. Gavron A. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p. 2374.
33. Back B.B. et al. Phys.Rev., 1974, C9, p. 1924.
34. Britt H.C. Physics and Chemistry of fission. IAEA, Vienna, 1979, vol.1, p.3.
35. Neubert W. Nucl.Data Tables, 1973, 11, p. 531.
36. Broglia R.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p. 1649.
37. Back B.B., Bjornholm S. Nucl.Phys., 1979, A302, p. 343.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 сентября 1984 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "Краткие сообщения ОИЯИ". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют, как и другие издания ОИЯИ, статус официальных публикаций.

Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the JINR Communications and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.
Theoretical physics.
Experimental techniques and methods.
Accelerators.
Cryogenics.
Computing mathematics and methods.
Solid state physics. Liquids.
Theory of condensed matter.
Applied researches.

Being a part of the JINR Communications, the articles of new collection like all other publications of the Joint Institute for Nuclear Research have the status of official publications.

JINR Rapid Communications will be issued regularly.



Михеев В.Л. и др. P7-84-614
Реакции передач нуклонов и деление в системе $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$

Изучалось взаимодействие ^{40}Ar при энергиях 300 и 390 МэВ с ^{232}Th путем измерения совпадений легких продуктов передач нуклонов / $Z = 6-20$ / с осколками деления тяжелых продуктов / $Z = 102-88$ /. Получены анизотропные в системе делящегося ядра угловые распределения осколков в плоскости реакции. Сделаны оценки вероятностей деления ядер в диапазоне энергий возбуждения 10-100 МэВ. Получена верхняя граница для тройного деления с вылетом ядер углерода перпендикулярно оси разлета осколков в с.ц.м.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Л.В.Пашкевич

Mikheev V.L. et al. P7-84-614
Nucleon Transfer Reactions and Nuclear Fission in the System
 $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$

The interactions of 300 MeV and 390 MeV ^{40}Ar ions with ^{232}Th nuclei were investigated by measuring coincidences of light nucleon transfer reaction products ($Z = 6-20$) with the fission fragments of heavy products ($Z = 102-88$). The angular distributions of fission fragments in the reaction plane have been obtained to be anisotropic in the system of the fissioning nucleus. Estimates have been made for nuclear fission probabilities in the excitation energy range 10-100 MeV. The upper limit of the probability of ternary fission involving the emission of carbon nuclei perpendicularly to the c.m. axis of separation of fragments has been obtained.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984