

7 - 7704

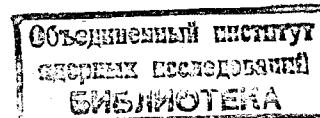
НГУЕН ТАК АНЬ

НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ  
ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ  
С УЧАСТИЕМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ Ge, Kr И Xe

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



в Лаборатории ядерных реакций Объединен-  
исследований.

тели:

еских наук Ю. Ц. ОГАНЕСЯН,  
ических наук Ю. Э. ПЕНИОНКЕВИЧ.

оненты:  
еских наук Б. Н. ЗАХАРЬЕВ,  
ических наук А. И. ОБУХОВ.

исследовательское учреждение:

исследований АН УССР, г. Киев.

" 22 " II 1974 года

гоится " 26 " III 1974 года

ании Объединенного Ученого совета ЛНФ

осковской области).

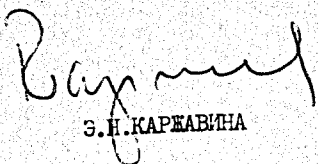
ей можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

мечания просим направить по адресу:

ласти, Объединенный институт ядерных

секретарю Объединенного Ученого совета

СЕКРЕТАРЬ СОВЕТА

  
Э. Н. КАРЖАВИНА

74 года

Н-379

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ**

7 - 7704

**НГУЕН ТАК АНЬ**

**НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ  
ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ  
С УЧАСТИЕМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ Ge, Kr И Xe**

**Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей**

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

Доктор физико-математических наук  
кандидат физико-математических наук

Ю. Ц. ОГАНЕСЯН,  
Ю. Э. ПЕНИОНКЕВИЧ,

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук  
кандидат физико-математических наук

Б. Н. ЗАХАРЬЕВ,  
А. И. ОБУХОВ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт ядерных исследований АН УССР, г. Киев.

Автореферат разослан " 22 " II 1974 года

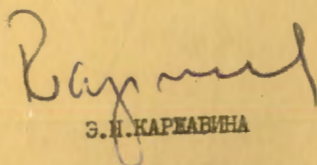
Защита диссертации состоится " 26 " III 1974 года

в " 14 " часов на заседании Объединенного Ученого совета ЛНФ и ЛЯР ОИЯИ (г. Дубна, Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Отзывы и замечания просим направлять по адресу:  
г. Дубна, Московской области, Объединенный институт ядерных исследований, Ученому секретарю Объединенного Ученого совета ЛЯР и ЛНФ.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ СОВЕТА

  
З. Н. КАРАВИНА

" "

1974 года

Теоретическое предсказание существования новой области стабильности сверхтяжелых элементов с атомным номером  $Z > 110^{1-3}$  стало в последнее время предметом интенсивных экспериментальных исследований. В связи с большой неопределенностью в оценках времени жизни таких ядер (от десятых долей секунды до  $10^{14}$  лет) попытки обнаружения сверхтяжелых ядер ведутся в двух направлениях — поиски их в природе и искусственный синтез в ядерных реакциях. В настоящее время различные лаборатории мира занимаются проблемой поиска сверхтяжелых элементов в природе и космосе. Ведущее место в изучении этой проблемы занимает Лаборатория ядерных реакций ОИЯИ, где осуществляется большая программа научных исследований по поиску сверхтяжелых элементов с высокой чувствительностью, которая пока дала лишь верхнюю границу существования эффекта на уровне  $10^{-14} - 10^{-12}$  гр/гр в предположении, что время жизни этих элементов составляет  $10^8 - 10^{10}$  лет<sup>/4,5/</sup>. Если ядра сверхтяжелых элементов являются более короткоживущими, то можно надеяться получить их путем искусственного синтеза в ядерных реакциях с тяжелыми ионами. В ряде экспериментов<sup>/6-8/</sup>, проведенных в США, в СССР (Дубна) и во Франции (Орсэ) была осуществлена попытка синтезировать сверхтяжелые элементы в реакциях полного слияния с участием ионов Ar, Zn и Kr. Отрицательный результат этих экспериментов, по-видимому, можно объяснить значительной удаленностью синтезированных ядер от замкнутой протонной ( $Z = 114$ ) и нейтронной ( $N = 184$ ) оболочек, что могло привести к резкому уменьшению их времени жизни.

Важным шагом на пути синтеза элементов с атомным номером  $Z > 110$  явилось создание в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ тандем-циклотрона, позволяющего получить достаточно интенсивные

пучки тяжелых ионов, вплоть до  $^{136}\text{Xe}$ . Это позволило начать серию экспериментов по синтезу сверхтяжелых ядер в реакциях с ионами  $\text{Ge}$  и  $\text{Xe}$ . В опытах с ионами  $\text{Ge}$  была получена верхняя граница сечения образования сверхтяжелых ядер  $\sim 10^{-34} \text{ см}^2$  в диапазоне времени жизни от  $5 \cdot 10^{-3}$  сек до 1 года<sup>/9/</sup>. В опытах с ионами  $^{136}\text{Xe}$  при облучении урановой мишени наблюдались редкие события спонтанного деления с периодом полураспада  $T_{1/2} \sim 150$  дней. Эффективное сечение образования неизвестного спонтанно-делящегося излучателя, определенное по этим событиям, составило  $\sim 10^{-34} \text{ см}^2/10/$ . Однако уже первые опыты по синтезу, проведенные на пучках ионов  $\text{Xe}$  и  $\text{Ge}$ , показали необходимость экспериментального изучения механизма ядерных реакций с участием таких тяжелых ионов, как  $\text{Ge}$ ,  $\text{Kr}$  и  $\text{Xe}$ , используемых для получения сверхтяжелых элементов. Исследованию механизма этих реакций и анализу возможностей синтеза сверхтяжелых элементов с их помощью посвящена настоящая работа.

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения.

В первой главе диссертации дается обзор проблемы существования сверхтяжелых элементов, кратко описываются результаты расчетов стабильности тяжелых ядер, в которых полная энергия ядра рассматривается как функция  $Z$ ,  $N$  и формы ядра в рамках жидко-капельной модели с оболочечными поправками.

В настоящее время имеется много расчетов стабильности сверхтяжелых ядер, проведенных различными авторами по различным моделям ядра. Однако все эти расчеты являются приближенными, так как приходится экстраполировать параметры модели так же, как и динамику процесса деления, на удаленную область  $Z$  и  $N$ . Несмотря на то, что авторы разных теоретических работ приходят к сильно раз-

личающимися результатам расчетов, сам факт существования области повышенной стабильности сверхтяжелых ядер с  $Z \sim 110-114$ ,  $N \sim 184$ , согласно данным этих работ, не вызывает сомнения. Что касается абсолютных оценок времени жизни этих ядер относительно спонтанного деления, то они колеблются в пределах от  $10^{-6}$  сек до  $10^{14}$  лет, а расчеты времени жизни по отношению к  $\alpha$ -распаду приводят к отличным результатам в пределах 6-8 порядков величины<sup>/3/</sup>. Как видно, эти результаты далеки от точности, которую хотелось бы иметь экспериментаторам. Однако наличие современной экспериментальной техники, позволяющей регистрировать с высокой чувствительностью продукты распада ядер в достаточно широком диапазоне времени их жизни ( $10^{-9}$  сек до  $10^8$  лет), позволяет надеяться на экспериментальные решения проблемы поиска и синтеза сверхтяжелых элементов.

В этой же главе проводится анализ различных методов синтеза сверхтяжелых ядер в реакциях с участием тяжелых ионов.

Подробно рассматриваются реакции полного слияния с образованием составного ядра. Дан краткий обзор опытов по синтезу сверхтяжелых ядер в этих реакциях.

При анализе результатов первых экспериментов по синтезу сверхтяжелых ядер в реакциях с образованием составных ядер возник ряд проблем, касающихся механизма взаимодействия двух сложных ядер. Основной проблемой является определение величины сечения образования тяжелых составных ядер, которая может существенно уменьшаться с ростом массы иона для  $A_1 > 40$ . Одним из основных факторов, препятствующих образованию составного ядра, может стать "вязкость" ядерной материи. По мнению некоторых авторов, "вязкость" играет большую роль в динамике слияния и развала тяжелой ядерной

системы /12/. К сожалению, достаточно удовлетворительной теории для расчета сечений полного слияния, учитывающей "вязкость" ядерной материи, а также ряд других факторов — эффекты деформации, динамику процесса во входном канале реакции и т.д. — пока не существует. Поэтому данные по сечениям полного слияния, полученные непосредственно из опытов, имеют важное значение для решения проблемы синтеза сверхтяжелых ядер.

Вторым необходимым условием для данного метода синтеза является получение ядра с малой энергией возбуждения. Определение минимальной энергии возбуждения составного ядра, образующегося в результате слияния двух ядер, должно также явиться предметом экспериментальных исследований.

Наиболее стабильные сверхтяжелые ядра в районе  $Z = 110-114$  должны обладать относительным нейтронным избытком. Возможность синтеза таких ядер в реакциях деления составных ядер, образующихся при взаимодействии тяжелых ядер с ионами ( $A_1 > 40$ ), была впервые предсказана Г.Н.Флеровым в 1964 году. В работах по изучению деления возбужденных составных ядер в реакциях с ионами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$ , проведенных в Дубне, было показано, что с помощью таких реакций деления можно получить нейтроноизбыточные ядра в широком диапазоне  $Z$  и  $A^{1/4}$ . Экстраполяция этих данных в область более тяжелых ионов показала, что в реакции деления ядер урана тяжелыми ионами с массой  $A_1 > 100$  могут с заметной вероятностью ( $10^{-30} - 10^{-31} \text{ см}^2$ ) образовываться нейтроноизбыточные осколки с  $Z \sim 110-114/13$ . Однако образующиеся в этом случае начальные продукты реакции деления могут быть сильно возбуждены и деформированы, что сильно уменьшит сечение образования сверхтяжелых ядер в основном состоянии. Из-за отсутствия необходимости для реакций деления получения

сферического составного ядра, вопрос получения которого в реакциях с очень тяжелыми ионами является весьма неопределенным, а также в связи с возможностью образования в качестве осколков ядер с  $Z = 110-114$  и числом нейтронов, близким к  $N = 184$ , этот метод синтеза обладает определенным преимуществом по сравнению с реакцией слияния с образованием составного ядра. Вместе с тем, большая дисперсия осколков деления по массе и заряду, приводящая к существенному уменьшению сечения образования отдельного ядра, значительно уменьшает чувствительность этого метода синтеза. Кроме того, в его основе лежит предположение о том, что процесс деления очень тяжелых составных систем, образующихся при взаимодействии иона с  $A \gg 100$  с ядрами мишени, аналогичен тому, что имело место при делении ядер в реакции с ионами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$ . Этот вопрос требует экспериментального исследования.

Во второй главе описана методика экспериментов, представлены результаты по исследованию деления возбужденных составных ядер с  $Z \sim 109$ , образующихся в реакциях  $\text{Ta} + \text{Kr}$  и  $\text{Cs} + \text{Xe}$ , и проведено сравнение этих результатов с данными по делению того же составного ядра, образующегося в реакции  $\text{U} + \text{Ar}$ . В опытах использовались пучки тяжелых ионов таандем-циклотрона ДЯР ОИЯИ. После облучения производилось радиохимическое разделение элементов — продуктов реакции и измерялась гамма-активность полученных источников с помощью гамма-спектрометров с  $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором. По интенсивности гамма-линий того или иного радиоиотопа с введением соответствующих поправок определялось эффективное сечение изотопов в реакции. Ошибка в измерении абсолютного эффективного сечения образования изотопа не превышала 30%. На осно-

ве данных по сечению различных продуктов, полученных при помощи метода, использующего такие же предположения, что и для реакции деления с ионами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ar}$  /14/, были построены массовые и зарядовые распределения первичных осколков (до испарения нейтронов) /21/.

На рис.1 представлено изотопное распределение редкоземельных элементов, образованных в реакции  $^{181}\text{Ta} + ^{84}\text{Kr}$ . На эту же кривую нанесены экспериментальные точки, полученные ранее в реакции  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ . В обоих случаях энергия возбуждения начального составного ядра составляет 80 Мэв. Подобные изотопные распределения были получены также и для ядер с массой  $A = 59-62$  и  $A = 194-206$ . Массовые распределения осколков деления составных ядер, образующихся в реакциях с ионами  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{84}\text{Kr}$  и  $^{136}\text{Xe}$ , представлены на рис.2. Как видно из этих рисунков, массовые и изотопные распределения для трех составных ядер с близким зарядом, массой и энергией возбуждения, совпадают в пределах точности эксперимента. Они имеют статистический характер и оказываются близкими к тому, что можно ожидать в предположении о делении классического составного ядра. В таблице I приведены численные результаты по массовым распределениям осколков деления для реакций  $^{184}\text{Ta} + ^{84}\text{Kr}$  и  $^{133}\text{Cs} + ^{136}\text{Xe}$ . Здесь же для сравнения представлены результаты опытов по измерению массового и изотопных распределений осколков деления  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ .

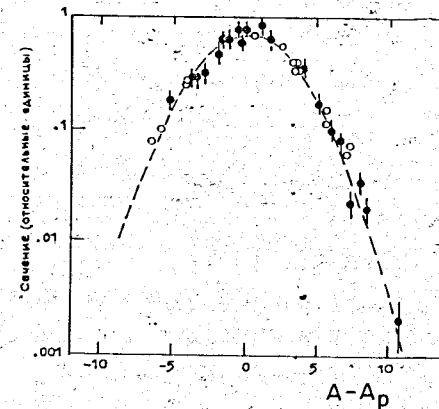


Рис. 1.

Изотопные распределения редкоземельных элементов, образующихся в реакциях  $^{181}\text{Ta} + ^{84}\text{Kr}$  (черные точки) и  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$  (светлые точки).

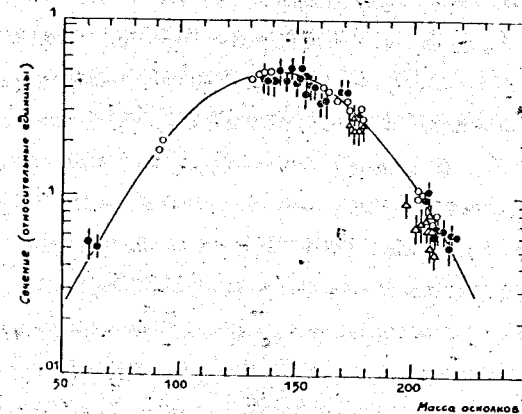


Рис. 2.

Массовые распределения осколков деления до испарения нейтронов в реакциях  $^{181}\text{Ta} + ^{84}\text{Kr}$  (черные кружки),  $^{133}\text{Cs} + ^{136}\text{Xe}$  (треугольники) и  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$  (светлые кружки).

Таблица I.

Реакция	Составное ядро	$Z^2/A$	$B_C^L$ МэВ	$E_L$ МэВ	$E_C$ МэВ	Область исслед. масс ядра	Ширина изотопн. распредел. (масс. ед.)	Ширина масс. распредел. (масс. ед.)	Сечение образования составного ядра $B_C$ (мб)	$B_C/B_T$
$^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$	$^{278}_{110}$	43,5	206	270	70	90 - 95 118 - 160 192 - 203	$8,0 \pm 1,0$ $8,2 \pm 2,0^*$ $7,0 \pm 1,5$	$82 \pm 10$	950	0,7
$^{181}\text{Ta} + ^{84}\text{Kr}$	$^{265}_{109}$	44,8	408	550	85	59 - 62 132 - 151 194 - 206	$6,6 \pm 1,0$ $7,3 \pm 1,0$ $6,9 \pm 1,2$	$90 \pm 10$	350	0,3
$^{133}\text{Cs} + ^{136}\text{Xe}$	$^{269}_{109}$	44,2	648	840	77	166 - 171 191 - 200	$7,2 \pm 1,5$ $6,6 \pm 1,2$	$85 \pm 15$	70	0,06

Сечение образования составного ядра определялось интегрированием сечений образования всех осколков деления по массовому распределению. Рассчитанное таким образом сечение  $B_C$  в случаях реакций  $\text{Ta} + \text{Kr}$  и  $\text{Cs} + \text{Xe}$ , как видно из таблицы I, составляет 350 и 70 мбарн или 30% и 6% от геометричного сечения, соответственно. Это означает, что сечение полного слияния с образованием составных ядер  $B_C$  существенно меньше, чем полное сечение реакции  $B_T$ . Такое ограничение сечения реакции полного слияния  $B_C$  многие авторы связывают с существованием критического углового момента образующегося составного ядра<sup>/11,12/</sup>.

Как видно из экспериментальных данных, значения сечений полного слияния с образованием одного и того же составного ядра различаются для разных комбинаций ядер и ионов, т.е. сечение реакции полного слияния  $B_C$ , по-видимому, зависит от динамики процесса во входном канале реакции, как это и предполагалось в работе<sup>/15/</sup>.

Как следует из результатов по сечению реакций полного слияния с такими тяжелыми ионами, как  $\text{Kr}$  и  $\text{Xe}$ , можно ожидать заметного сечения образования возбужденных составных ядер в реакциях  $^{232}\text{Th} (^{74,76}\text{Ge}, xn)$ , используемых для синтеза сверхтяжелых элементов. В этих реакциях сверхтяжелые ядра образуются в качестве возбужденных составных ядер. Характеристики распада этих ядер будут в основном определяться их энергией возбуждения.

Во второй главе описываются также эксперименты по энергетической зависимости сечения реакции слияния  $\text{Th} + \text{Ge}$ .

На рис.3 представлены энергетические зависимости суммарного выхода изотопов золота, образующихся в реакции деления  $^{232}\text{Th} (^{74}\text{Ge}, f) \text{Au}$ . Здесь же для сравнения даются энергетические зависимости выходов продуктов реакций передач нуклонов типа  $^{232}\text{Th} (^{76}\text{Ge}, \pm yp \pm xn)$ . Видно, что в случае взаимодействия ядер  $\text{Th}$  с ионами  $\text{Ge}$  энергетический порог реакции деления составного ядра превышает порог реакций передач нуклонов на величину  $\Delta E \sim 30 \text{ МэВ}^{/22/}$ .

Для определения эффективного радиуса взаимодействия реакции деления  $^{232}\text{Th} (^{74}\text{Ge}, f)$  рассчитывалась зависимость выхода изотопов золота от энергии с использованием формул для сечения образования составного ядра, полученных Уилером<sup>/16/</sup>. На рис.3 сплошными кривыми показаны результаты расчетов по выходу продуктов реакций. Если считать, что кулоновский барьер определяется как

$$B_C = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{r_{\text{эфф}} \phi (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}, \quad \text{то}$$

для эффективного радиуса получается величина  $r_{\text{эфф}} = 1,3$  ферми для реакции деления.



Аналогично, для реакций передач нуклонов можно получить

$$\Gamma_{\text{эфф.}} = 1,4 \text{ ферми.}$$

Подобного различия в порогах реакции деления и передачи нуклонов не наблюдалось в реакциях с ионами  $A_T \leq 40$ , где было экспериментально показано, что величина  $\Gamma_{\text{эфф.}}$  для основных неупругих каналов реакции примерно постоянна  $\sim 19-20$ . Этот факт, на наш взгляд, можно объяснить тем, что глубоконеупругие процессы (слияние, деление) происходят при практически полном перекрытии ядерных поверхностей, в то время как для ионов с массой

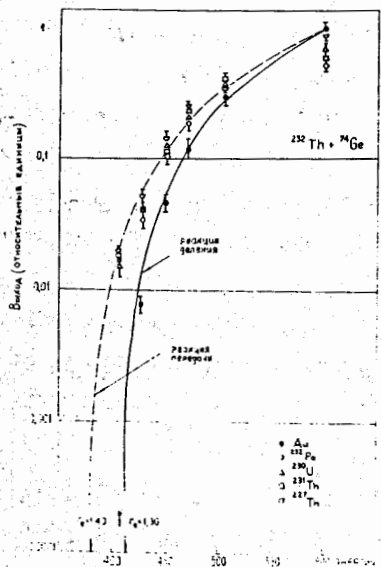


Рис. 3.

Зависимости выхода золота, образующегося в реакции  $^{232}\text{Th}(^{74}\text{Ge}, f)\text{Au}$ , и продуктов реакции передач нуклонов  $^{232}\text{Th}(^{74}\text{Ge}, \pm n p \pm xn)$ .

$A_T < 40$  эффективный радиус больше радиуса сильного поглощения на величину  $\Delta r \sim 0,1-0,15$  ферми. В то же время для реакций передач нескольких нуклонов велики кулоновского барьера основной вклад в сечение по-прежнему дают краевые соударения, и эффективный радиус при переходе к более тяжелым взаимодействующим ча-

стицам меняется слабо. Повышение энергетического порога реакции деления  $^{232}\text{Th}(^{74}\text{Ge}, f)$  на величину  $\sim 30$  МэВ приводит к тому, что минимальная энергия возбуждения на барьере составного ядра  $^{122}\text{Sn}$  оказывается равной 50 МэВ. Если при этих энергиях возбуждения ослабляется влияние оболочечных эффектов, стабилизирующих ядра в этой области, то вероятность образования сверхтяжелых ядер в основном состоянии после испарения 5-6 нуклонов может оказаться существенно меньше величины  $10^{-30} \text{ см}^2$ , которая предсказывалась в работе [12].

В третьей главе описываются эксперименты и приводятся экспериментальные результаты по массовым и изотопным распределениям продуктов, образующихся в качестве осколков в реакциях  $\text{Ta} + \text{Xe}$  и  $\text{U} + \text{Xe}$ . В этих реакциях массы и заряды продуктов двух процессов — реакции деления и многонуклонных передач — могут перекрываться. Поэтому для оценки вклада продуктов реакций многонуклонных передач в сечение образования осколков деления необходимо было определить закономерность образования различных продуктов этих реакций и, анализируя эти данные, попытаться найти критерий отбора осколков на фоне многих продуктов, образующихся в реакциях  $\text{Ta} + \text{Xe}$  и  $\text{U} + \text{Xe}$ .

С этой целью нами были поставлены эксперименты по определению сечения различных продуктов реакций многонуклонных передач при взаимодействии ядер  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$  и  $^{238}\text{U}$  с тяжелыми ионами  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{84}\text{Kr}$  и  $^{136}\text{Xe}$ . Результаты представлены на рис. 4 и 5. Из рис. 4, где представлены экспериментальные данные по зависимости сечения реакций передачи от числа передаваемых протонов в случае реакций  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$ ,  $^{197}\text{Au} + ^{136}\text{Xe}$  и  $^{238}\text{U} + ^{136}\text{Xe}$ , видно, что с увеличением числа передаваемых протонов сечение реакций передачи быстро падает. Падение сечения образования тяжелых продуктов с ростом числа передаваемых протонов в случае урановой мишени

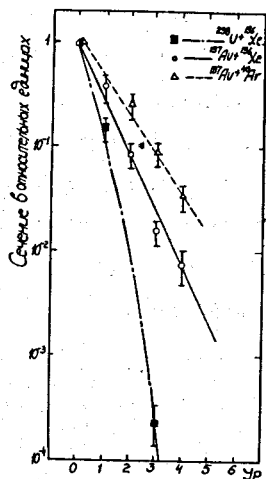


Рис. 4.

Зависимость сечения образования изотопа в максимуме изотопного распределения от числа передаваемых протонов ( $Z_p$ ) в реакциях многонуклонных передач  $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar}, \pm\gamma p \pm n)$ ,  $^{238}\text{U}(^{136}\text{Xe}, \pm\gamma p \pm n)$  и  $^{238}\text{U}(^{84}\text{Kr}, \pm\gamma p \pm n)$ . Все зависимости отнормированы к одинаковому сечению для реакции передачи одного протона.

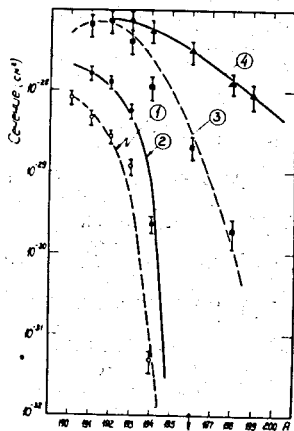


Рис. 5.

Изотопные распределения золота, образованные при облучении танталовой мишени ионами  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 290 Мэв (1) и 380 Мэв (2), ионами  $^{84}\text{Kr}$  (3) и ионами  $^{136}\text{Xe}$  (4).

значительно сильнее, чем в случае золотой мишени, что, очевидно, объясняется делимостью тяжелых ядер, которые в результате многонуклонного обмена обладают в среднем достаточно высокой энергией возбуждения<sup>/23/</sup>.

С точки зрения разделения продуктов двух процессов — реакций передачи и деления, весьма информативным является изотопное распределение продуктов разных реакций. Известно, что при делении образуются, как правило, нейтроноизбыточные ядра в широкой области элементов, в то время как соотношение нейтронов и протонов в тяжелых продуктах реакций многонуклонных передач может существенно отличаться от того, что имеет место в осколках деления. Поэтому нам кажется, что путем сравнения сечений образования различных продуктов ядерных реакций, особенно в области нейтроноизбыточных ядер, можно оценить вклад процессов реакций многонуклонных передач и деления. На рис. 5 показаны изотопные распределения золота, образованного при облучении тантала ионами  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{84}\text{Kr}$  и  $^{136}\text{Xe}$ /24/. Наблюдается резкое увеличение выхода тяжелых изотопов золота по мере увеличения массы налетающего иона. Так, например, сечение образования  $^{194}\text{Au}$  при переходе от налетающего иона  $^{40}\text{Ar}$  к  $^{136}\text{Xe}$  увеличивается примерно в  $10^4$  раз; изотопа  $^{197}\text{Au}$  — более чем в  $10^5$  раз, а  $^{199}\text{Au}$ , по-видимому, более чем в  $10^8$  раз. Столь большое различие трудно объяснить в рамках одного механизма реакций многонуклонных передач. Нам кажется, что здесь имеют место два механизма реакций. В области легких изотопов золота с  $A < 194$  нельзя исключить, что их образование обусловлено частично реакциями многонуклонных передач, в то время как изотопы с массой  $A \gg 194$  являются осколками деления. Таким образом, можно предположить, что образование в реакциях с ионами Xe нейтроноизбыточных изотопов, отстоящих от ядра мишени более чем на 6 протонов, обусловлено, главным образом, реакцией деления.

Этот вывод будет в дальнейшем использоваться в качестве критерия отбора осколков деления во многих продуктах, образующихся при облучении ядер мишени урана, тантала ионами Xe, используемых для изучения свойств деления составных систем с  $Z_c \approx 127$  и 146.

На основании данных, полученных по эффективным сечениям образования различных продуктов в широкой области масс, выбранных нами, были построены их изотопные и массовые распределения с помощью обычного метода обработки данных по делению составных ядер [14]. Основные результаты, полученные по массовым и изотопным распределениям осколков деления составных систем, образующихся в реакциях  $Ta + Xe$  и  $U + Xe$ , представлены в таблице 2 и на рис. 6, 7 и 8.

Таблица 2.

Реакция	Составная система	$Z_A$	$Z_{128}$	Полный поток ионов (част)	Область исследований масс ядер	$E_c$ МэВ	Ширина изотопного распределения (масс. ед.)	Ширина массового распределения (масс. ед.)	Сечение образования составной системы (мб)	$\sigma/\sigma_f$
$^{181}Ta + ^{136}Xe$	317 127	50,9	840	$1 \cdot 10^{15}$	86 - 90 146 - 160 193 - 199 223 - 225	50	$7,9 \pm 2,0$ $7,0 \pm 1,6$	$89 \pm 20$	150	0,03
$^{238}U + ^{129}Xe$	367 146	58,1	950	$2,5 \cdot 10^{14}$	194 - 199	80	$8,5 \pm 2,2$			
$^{238}U + ^{136}Xe$	374 146	57	840	$1 \cdot 10^{15}$	193 - 199	25	$7,4 \pm 2,0$	$\sim 100$	$\sim 100$	$\sim 0,02$

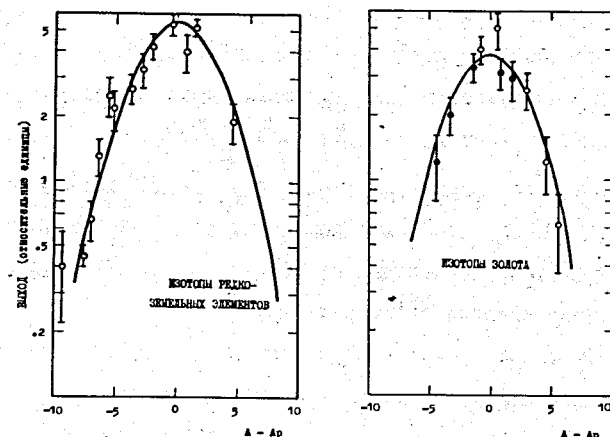


Рис. 6.

Изотопные распределения осколков деления, полученные при облучении  $^{181}Ta$  ионами  $^{136}Xe$ . (Черные точки на изотопном распределении золота соответствуют реакции  $^{238}U + ^{136}Xe$ ).

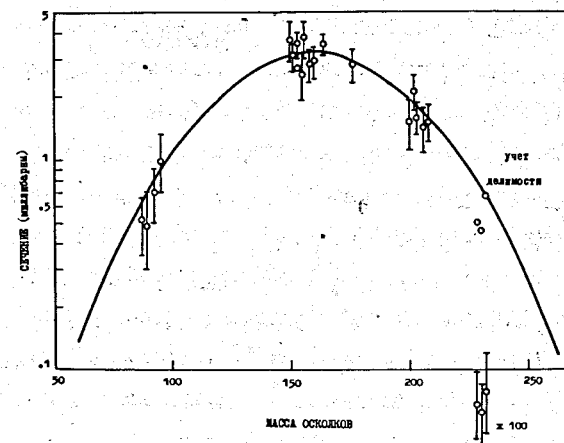


Рис. 7.

Массовое распределение осколков деления до испарения нейтронов в реакции  $^{181}Ta + ^{136}Xe$ .

Видно, что процессы деления в случае реакций  $Ta + Xe$  и  $U + Xe$  носят статистический характер. Действительно, максимум массового распределения продуктов деления соответствует половине суммы масс двух взаимодействующих ядер ( $A_f = \frac{A_1 + A_2}{2}$ ). Массовое распределение имеет форму, близкую к гауссовской кривой, с шириной  $\sim 90$  массовых единиц, что также согласуется с тем, что можно ожидать в предположении о делении составного ядра, образующегося в реакции полного слияния  $^{181}Ta + ^{136}Xe$ .

Из рассмотрения сечений образования осколков в области масс  $A_f \gg 220$  видно, что их значения во много раз меньше того, что можно было ожидать из симметричного массового распределения осколков двойного деления. Этот факт может быть объяснен нестабильностью столь тяжелых ядер по отношению к делению. Такой механизм деления ядер исследовался ранее в реакциях с ионами  $^{20}Ne$  и  $^{40}Ar$  и был назван каскадным делением<sup>/19/</sup>.

Изотопные распределения редкоземельных элементов и золота, образующихся в качестве осколков деления составных систем с  $Z_c \sim 127$  и  $146$  (см. рис. 6) описываются симметричной кривой с максимумом, соответствующим наиболее вероятной массе осколков  $A_p$ , рассчитанной по гипотезе равного смещения зарядов<sup>/14/</sup>.

Экспериментальная зависимость ширины массового распределения осколков деления различных составных ядер (составных систем) от параметра делимости вплоть до  $\frac{Z^2}{A} = 58$  представлена на рис. 8. Таким образом, получаемые массовые и изотопные распределения осколков деления, образованных в реакциях  $^{181}Ta + ^{136}Xe$  и  $^{238}U + ^{136}Xe$ , близки к тому, что можно ожидать для деления составных ядер с  $Z_c = 127$  и  $146$ .

Следует отметить, что в этом случае сам процесс образования составного ядра так же, как и само понятие "составное ядро",

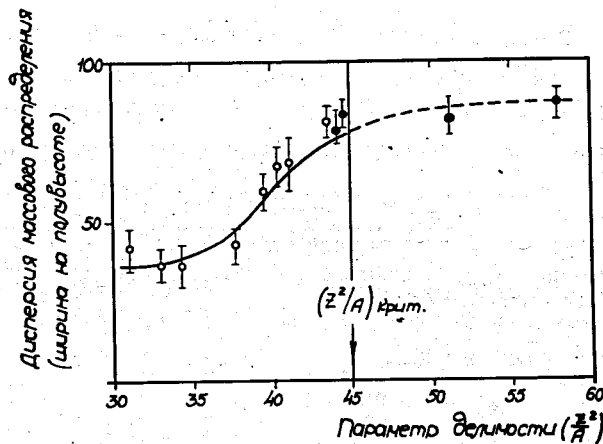


Рис. 8. Экспериментальная зависимость ширины массового распределения от параметра делимости делящегося составного ядра (составной системы). Светлые точки – данные работы<sup>/14/</sup>, черные точки – данные настоящей работы.

являются чисто условными по отношению к тому, что имеется в виду для реакций типа  $(HI, \chi n)$ , так как здесь рассматривается лишь один канал распада – деление, которое обладает теми же свойствами, что и в случае деления классического составного ядра. Однако для более детального исследования свойств делящейся составной системы и сопоставления их со свойствами составного ядра необходимо провести опыты по изучению различных характеристик этой системы, что должно явиться предметом последующих исследований. Сечение образования составной системы  $^{317}I_{27}$ , образующейся в реакции  $^{181}Ta + ^{136}Xe$ , определяемое интегрированием сечения образования осколков, составило  $\sim 150$  мбарн или 3% от геометрического сечения реакции. Была проведена также оценка сечения образования составной системы  $^{374}I_{46}$ , образующейся в реакции

$^{238}\text{U} + ^{136}\text{Xe}$ , которое составляет  $\sim 100$  мбарн или 2% от геометрического сечения реакции.

Из полученных данных видно, что с увеличением массы бомбардирующего иона ширины массового и изотопного распределений увеличиваются, достигая значительной величины (рис.8). Это обстоятельство играет важную роль при анализе возможностей синтеза нейтроноизбыточных ядер с помощью реакций деления. Так, например, реакция  $^{238}\text{U} (^{136}\text{Xe}, f)$  может успешно использоваться для синтеза с заметным сечением новых изотопов золота вплоть до  $^{210}\text{Au}$ . Результаты настоящей работы позволяют привести более корректные оценки образования сверхтяжелых ядер в реакции  $^{238}\text{U} (^{136}\text{Xe}, f)$ . Для изотопов с  $Z = 110-114$  и  $N = 184$ , образующихся в качестве осколков деления составной системы  $^{374}\text{I}46$ , можно ожидать сечение их образования в возбужденном состоянии  $10^{-30} - 10^{-31} \text{ см}^2$ , что находится в качественном согласии с оценками, полученными ранее в работе [13]. Эта величина является верхним пределом для синтеза сверхтяжелых элементов в реакции деления  $^{238}\text{U} (^{136}\text{Xe}, f)$ . В реальных условиях переход возбужденного ядра в основное состояние будет определяться конкуренцией между делением и испарением нейтронов возбужденных тяжелых осколков. Конкретная величина сечения образования сверхтяжелых ядер будет зависеть от многих факторов - таких, например, как энергия возбуждения тяжелых осколков, их деформация, отношения  $\frac{R_p}{R_f}$  возбужденного ядра с  $Z = 110-114$ ,  $N = 184$  и т.д. и должна явиться предметом дальнейших исследований.

На основе проведенных экспериментов можно сделать следующие выводы:

1. Массовые и изотопные распределения осколков деления сильно-возбужденных составных ядер с  $Z_c \sim 109$ , образующихся в реакциях полного слияния  $^{181}\text{Ta} + ^{84}\text{Kr}$  и  $^{133}\text{Cs} + ^{136}\text{Xe}$ , совпадают в пределах точности эксперимента с массовым и изотопным распределениями

осколков деления составного ядра с близким параметром делимости  $\frac{Z^2}{A}$  и энергией возбуждения, образующегося в реакции полного слияния  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ .

2. Сечения реакций полного слияния с образованием составных ядер в случае  $^{181}\text{Ta} + ^{84}\text{Kr}$  и  $^{133}\text{Cs} + ^{136}\text{Xe}$  равны 350 и 70 мбарн, соответственно. Их величины составляют 30% и 6% от геометрического сечения реакции, соответственно, и имеют тенденцию к уменьшению с ростом массы бомбардирующего иона.

3. Энергетический порог реакции деления составного ядра в реакции  $^{232}\text{Th} (^{74}\text{Ge}, f)$  превышает порог реакций многонуклонных передач на величину  $\Delta E \sim 30$  Мэв. Повышение энергетического порога реакции деления приводит к тому, что минимальная энергия возбуждения составного ядра  $^{306}\text{I}22$ , образующегося в реакции  $^{232}\text{Th} (^{74}\text{Ge}, xn)$ , оказывается равной  $\sim 50$  Мэв.

4. Массовые и изотопные распределения продуктов, образующихся в качестве осколков деления составных систем в реакциях  $^{181}\text{Ta} + ^{136}\text{Xe}$  и  $^{238}\text{U} + ^{136}\text{Xe}$ , имеют статистический характер и оказываются близкими к тому, что можно было ожидать в предположении о делении классических составных ядер.

5. Сечение образования изотопов с  $Z \sim 110-114$  и  $N \sim 184$ , образующихся в качестве возбужденных осколков деления составной системы в реакции  $^{238}\text{U} (^{136}\text{Xe}, f)$ , оцененное на основании полученных данных, составляет  $10^{-30} - 10^{-31} \text{ см}^2$ .

6. Реакция  $^{238}\text{U} (^{136}\text{Xe}, f)$  может успешно использоваться для синтеза новых нейтроноизбыточных изотопов элементов с атомным номером  $Z > 70$ .

Основные материалы диссертации опубликованы в журнале "Ядерная физика", в виде препринтов ОИЯИ/20,21,22,23,24/ и доложены на международной конференции по ядерной физике (Мюнхен, 1973 г.).

ЛИТЕРАТУРА:

1. W.D.Myers and W.J.Swiatecki. Nucl.Phys. 81,1(1966)
2. В.С.Струтинский. ЯФ 3, 614 (1966).
3. Д.А.Музичка. ЯФ II, 105 (1970).
4. О.Отгонсүрэн и др. АЭ 32, 4, 344 (1972).
5. E.Cheifetz et al. L.V.L. 631(1972).
6. S.G.Thomson et al. Phys.Lett. 28B, 458(1969).
7. А.А.Плеве и др. Препринт ОИЯИ Р7-7279, Дубна (1973).
8. René Bimbot et al. C.R.Acad.Sc. Paris, Tome 273 Serie B-505 Comptes rendus (1971).
9. Г.Н.Флеров и др. Препринт ОИЯИ Р7-7409, Дубна (1973).
10. Ю.Ц.Оганесян. Препринт ОИЯИ Р7-7410, Дубна (1973).
11. J.B.Natowitz. Phys.Rev. C1, 2157(1970).
12. W.J.Swiatecki,\* S.Björnholm. Phys.Reports 4, 5, 325(1972).
13. С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян. Препринт ОИЯИ Р7-4339, Дубна (1969).
14. Yu.Oganessian, Yu.Penionzhkevich. Le Journal de Physique, 31, 259 (1970)
15. J.Wilczynsky. IAEA-SM-174/208(1973).
16. D.L.Hill and J.A.Wheeler. Phys.Rev. 89,1102(1952).
17. R.Bimbot et al. Nucl.Phys. A189, 193(1972).
18. R.Anni, L.Tafforn. Rev.del Nuovo Cimento v.11 № 1 (1970).
19. Д.А.Музичка и др. ЯФ, 6, 306 (1967).
20. С.А.Карамян, Нгуен Так Ань, К.Н.Шарифов. ЯФ, 15, 435 (1972).
21. Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Нгуен Так Ань, Нго Куок Бьун, Нгуен Монг Шинь. ЯФ, 19, 247 (1974). Препринт ОИЯИ Р7-7327 Дубна (1973).
22. Ю.Ц.Оганесян, Д.М.Надкарни, Нгуен Так Ань, Ю.Э.Пенионжкевич, Б.И.Пустыльник. ЯФ, 19, 486, 1974. Препринт ОИЯИ Р7-7391 Дубна (1973).
23. Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Нгуен Так Ань, Д.М.Надкарни, К.А.Гаврилов, Ким Де Ен, М.Юссонуа. Препринт ОИЯИ Р7-7168, Дубна (1973).
24. Yu.Ts.Oganessyan, Yu.E.Penionzhkevich, Nguyen Tac Anh, D.M.Nadkarni. Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Physics, p. 580 v.1 Munich (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 января 1974 года.