

8194

0-361

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



28/2-74

4214/2-74

D7 - 8194

Ю.Ц. Оганесян, А.С.Ильинов, А.Г.Демин,
С.П.Третьякова

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОЛУЧЕНИЮ
НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ ФЕРМИЯ
И НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ
СИНТЕЗА ЭЛЕМЕНТОВ С $Z > 100$

1974

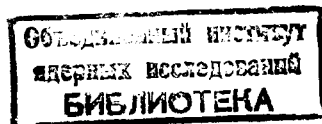
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

D7 - 8194

Ю.Ц. Оганесян, А.С.Ильинов, А.Г.Демин,
С.П.Третьякова

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОЛУЧЕНИЮ
НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ ФЕРМИЯ
И НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ
СИНТЕЗА ЭЛЕМЕНТОВ С $Z > 100$

Направлено в Nuclear Physics



Summary

Both the experimental and theoretical data on the production of the neutron-deficient isotopes ^{244}Fm and ^{246}Fm in the bombardments of lead and bismuth isotopes with ^{40}Ar and ^{37}Cl ions are presented.

By using different lead isotopes the cross sections for the reactions $(^{40}\text{Ar}, xn)$ at $x = 1, 2, 3$ and 4 have been measured.

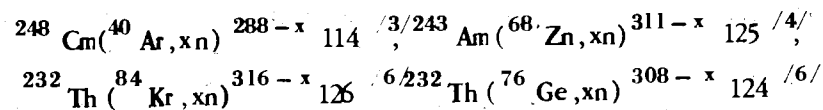
It has been shown that in case a target of the "magic" ^{208}Pb nucleus or its neighbours is bombarded with ions of mass ≥ 40 , the compound nuclei formed appear to be weakly excited and de-excite by emitting 2 or 3 neutrons.

New possibilities of synthesizing elements with atomic number $Z > 100$ are being discussed in the framework of the experimental data obtained.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных методов синтеза трансфермиевых элементов являются ядерные реакции, вызываемые ускоренными тяжелыми ионами. Известно, что различные изотопы тяжелых элементов с порядковым номером $Z = 102-105$ были получены в реакциях, протекающих с образованием составного ядра при облучении изотопов элементов от U до Cf ускоренными ионами ^{11}B , ^{12}C , $^{16,18}\text{O}$ и ^{22}Ne /1/.

Дальнейшее продвижение этим методом в область более тяжелых элементов $Z > 105$ и попытки синтеза сверхтяжелых ядер $Z = 110-126$ связаны с использованием более тяжелых ионов. Однако целый ряд экспериментов, проведенных в различных лабораториях с ионами ^{31}P , ^{40}Ar , ^{68}Zn , ^{76}Ge и ^{84}Kr , пока не привел к положительным результатам. Так, например, верхняя граница сечения образования спонтанно делящихся изотопов 107 элемента в реакции $^{238}\text{U}(^{31}\text{P}, xn)^{269-x}107$ оказалась в десятки раз меньше сечений образования известных ядер 104 и 105 элементов, которые были получены в реакциях с ионами ^{18}O и ^{22}Ne /2/. Аналогичная ситуация имеет место и при синтезе сверхтяжелых элементов: в реакциях



были получены лишь верхние границы сечений, лежащие в пределах от $5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$ до 10^{-34} см^2 .

Возможно, что отсутствие ожидаемого эффекта в этих экспериментах может быть объяснено свойствами синтезируемых ядер. Вместе с тем не исключено также, что для столь тяжелых ионов существуют определенные факторы, препятствующие образованию составного ядра /7-10/. К сожалению, экспериментальные данные в этой области весьма ограничены и интерпретация их неоднозначна. Поэтому с нашей точки зрения прямой ответ на вопрос, образуется ли классическое составное ядро, дает применение традиционного метода измерения сечений реакции с испусканием составным ядром α нейтронов. С помощью этого метода можно изучать также и свойства образующегося составного ядра, прежде всего его энергию возбуждения E^* . Сечение образования тяжелых и сверхтяжелых ядер в основном состоянии очень сильно зависит от величины барьера деления, которая определяется главным образом оболочечными эффектами. Поскольку оболочечные эффекты разрушаются при больших энергиях возбуждения ^{/11/}, исследование этого явления представляется важным для решения проблемы синтеза новых элементов. До настоящего времени такие эксперименты по исследованию процесса образования сильноделящегося составного ядра в реакциях с очень тяжелыми ионами не проводились. Наиболее тяжелые нуклиды были получены в реакциях с ионами, не тяжелее ^{22}Ne , а наиболее тяжелые ядра Po , которые были получены в реакциях (HI, xn) с ионами Ar , Kr , Xe , относятся к области слабоделящихся.

Целью данной работы является исследование процесса образования сильноделящихся составных ядер в реакциях с ионами тяжелее неона. Эксперименты целесообразно было начать с ионами массы $A_1 \sim 40$ а.е., которые могут быть ускорены с достаточно высокой интенсивностью на циклотроне Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ У-300. В механизме взаимодействия ионов ^{40}Ar с тяжелыми ядрами уже можно ожидать заметного отличия от того, что имело место в реакциях с более легкими ионами. В качестве образующегося составного

ядра следует выбрать сильноделящееся ядро, барьер которого уже в значительной степени определяется оболочечными эффектами, как это имеет место для всех трансфермиевых и сверхтяжелых элементов.

Анализ весьма ограниченного количества доступных комбинаций мишень - частица приводит к выбору реакции $^{208}\text{Pb}(\text{}^{40}\text{Ar}, 4\text{n})\text{}^{244}\text{Fm}$. ^{244}Fm является одним из наиболее сильноделящихся известных нуклидов. Этот изотоп, с вероятностью, близкой к 100%, испытывает спонтанное деление и имеет период полураспада 3,3 мсек. Свойства ^{244}Fm были установлены Нурмиа и др., которые синтезировали его в реакции $^{233}\text{U}(\text{}^{16}\text{O}, 5\text{n})\text{}^{244}\text{Fm}$ с сечением $1 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2/12/$. Поскольку при переходе от ^{16}O к ^{40}Ar сечение образования составного ядра могло существенно уменьшиться, необходимо было обеспечить максимально высокую чувствительность экспериментальной методики для регистрации короткоживущих спонтанно делящихся ядер.

2. ПОСТАНОВКА ОПЫТОВ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Схема установки показана на рис. 1. Пучок шестизарядных ионов ^{40}Ar с энергией 220 МэВ и интенсивностью до 10 мкА проходил через диафрагмы и попадал на вращающуюся мишень, которая представляла собой охлаждаемый водой диск из дюралюминия, имеющий вид усеченного конуса с углом при основании 20° и максимальным диаметром 250 мм. На боковой поверхности диска методом вакуумного напыления был нанесен слой свинца, толщина которого в различных опытах варьировалась от 2 до 5 мг/см². Максимальная скорость вращения диска составляла 2800 об/мин /1 оборот - 20 мсек/. Температура диска в процессе экспериментов контролировалась специальными датчиками и не превышала 60°C. Вокруг мишени на расстоянии 3 мм были расположены диэлектрические детекторы осколков деления - пластинки слюды с содержанием урана и тория $< 10^{-7} \text{ г/г}$.

Детекторы
осколков деления.

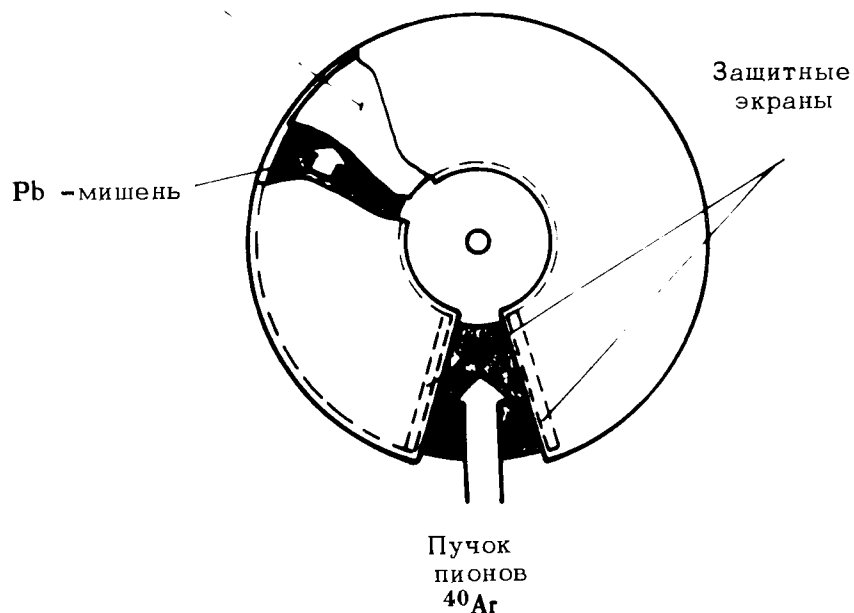


Рис. 1. Схематический вид экспериментальной установки для регистрации короткоживущих спонтанно делящихся ядер.

В данном опыте слой свинца является одновременно толстой мишенью, в которой происходит интегрирование функций возбуждения реакций $Pb(^{40}Ar, xn)$, и сборником ядер отдачи. При энергии ионов ^{40}Ar 220 МэВ ядра отдачи останавливаются на глубине от 1 до 3 mg/cm^2 в направлении, перпендикулярном плоскости детекторов. Экспериментально было установлено, что эффективность регистрации осколков в этих условиях составляет около 50%.

Контроль за распределением и интенсивностью пучка ионов осуществлялся с помощью специального сканирующего устройства, расположенного перед диафраг-

мами. Интегральный поток ионов ^{40}Ar в каждом опыте определялся по выходу изотопов тербия, продуктов реакций $^{114,116}Cd(^{40}Ar, xn)Dy \xrightarrow{\text{Э.З.}} Tb$ с помощью

Ge(Li)- γ -спектрометра. Для этого на боковую поверхность диска наклеивалась мишень из кадмия толщиной $\sim 30 mg/cm^2$, площадь которой составляла 1% от общей площади свинцовой мишени.

Чувствительность установки такова, что наблюдение одного трека спонтанного деления на детекторах в результате 10-часового облучения пучком ионов ^{40}Ar с интенсивностью $\sim 5 \mu A$ соответствует сечению образования $2 \cdot 10^{-36} cm^2$. Низкий уровень фона, обеспечивающий столь высокую чувствительность, был достигнут благодаря применению защитных экранов, предохраняющих детекторы от рассеянных ионов, а также благодаря специальной процедуре отжига и травления слюды для наблюдения осколков спонтанного деления.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В первом эксперименте мишень из свинца естественного изотопного состава облучалась ионами ^{40}Ar при скорости вращения 2800 об/мин. При интегральном потоке $1,1 \cdot 10^{17}$ ионов было зарегистрировано 662 трека осколков спонтанного деления. Из временного распределения событий, представленного на рис. 2, можно определить период полураспада спонтанно делящегося излучателя, который равен $4,0 \pm 0,5$ мсек. Это значение согласуется с данными, полученными ранее для изотопа ^{244}Fm . Полагая, что наблюдаемый эффект обусловлен реакцией $^{208}Pb(^{40}Ar, 4n)^{244}Fm$, можно определить ее выход, равный $3,4 \pm 0,7 / 10^{14}$ частиц.

Затем опыт был повторен с мишенью из обогащенного изотопа ^{208}Pb /содержание ^{208}Pb - 97,8%/. При интегральном потоке $6 \cdot 10^{16}$ ионов зарегистрировано 214 треков осколков спонтанного деления, что соответствует выходу реакции $^{208}Pb(^{40}Ar, 4n)^{244}Fm$ $1,0 \pm 0,2 / 10^{14}$ частиц.

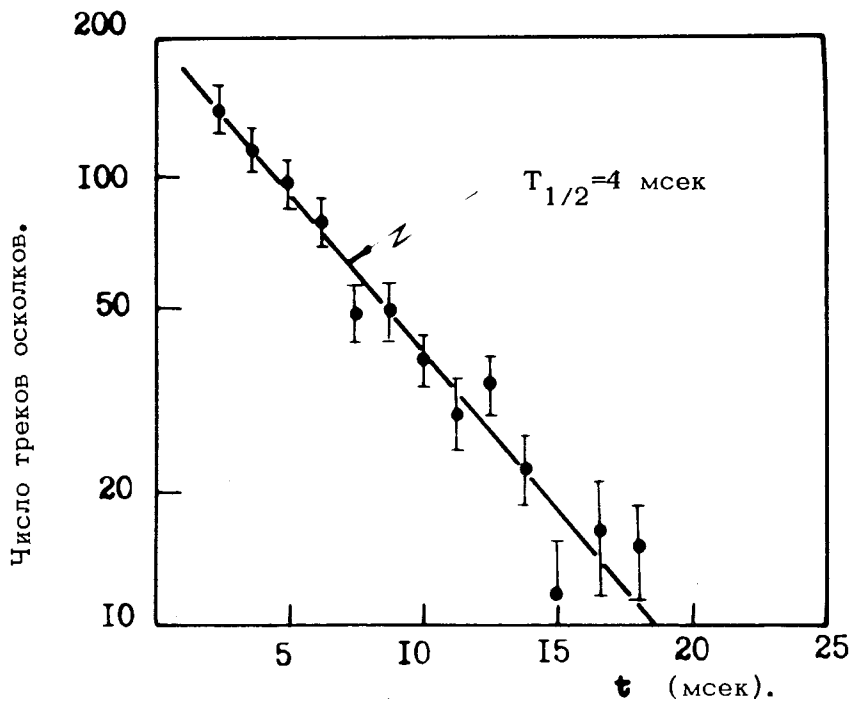


Рис. 2. Кривая распада ^{244}Fm , образующегося при облучении свинца ионами ^{40}Ar .

Сравнивая результаты двух опытов, следует отметить расхождение в значениях выхода реакции $^{208}\text{Pb} (^{40}\text{Ar}, 4n) ^{244}\text{Fm}$, определенных с мишенями из естественной смеси изотопов свинца и обогащенного изотопа ^{208}Pb . Этот факт приводит к предположению о существенном вкладе реакций с испарением менее 4 нейтронов в образование ^{244}Fm . Такими реакциями являются $^{207}\text{Pb} (^{40}\text{Ar}, 3n)$ и $^{206}\text{Pb} (^{40}\text{Ar}, 2n)$. Для проверки этого предположения были поставлены прямые эксперименты по определению сечений реакций с испусканием одного, двух и трех нейтронов.

При облучении мишеней из обогащенного изотопа ^{207}Pb /с содержанием ^{207}Pb 83%/ интегральным потоком 2.10^{16} ионов ^{40}Ar было зарегистрировано 111 тре-

ков, а в опыте с мишенью из ^{206}Pb /содержание ^{206}Pb - 90,4%/ при интегральном потоке 1.10^{16} ионов 35 треков. Временное распределение треков в этих опытах соответствовало распаду ^{244}Fm , что позволяет пренебречь возможным вкладом более легких неизвестных спонтанно делящихся изотопов.

Сравнительно большой выход реакции $^{206}\text{Pb} (^{40}\text{Ar}, 2n)$ позволяет исследовать реакцию с испарением двух нейтронов в другой комбинации, $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{246}\text{Fm}$, где изотоп ^{246}Fm / $T_{1/2} = 1,2 \text{ сек}$ / испытывает спонтанное деление с вероятностью около 8% /12,13/. Для регистрации распада ^{246}Fm скорость вращения диска-мишени была понижена до 7 об/мин /1 оборот - 8,5 сек/. Использовалась мишень из обогащенного изотопа ^{208}Pb . На рис. 3 представлено временное распределение треков спонтанного деления, зарегистрированных в этом опыте.

Из полученных данных следует, что период полураспада ^{246}Fm составляет $0,9 \pm 0,3 \text{ сек}$, что согласуется с ранее опубликованными результатами. Выход реакции $^{208}\text{Pb} (^{40}\text{Ar}, 2n) ^{246}\text{Fm}$ равен $\sim 3.10^{-14}$ /ионов. Погрешность этой величины, оцениваемая фактором 2, обусловлена, главным образом, неопределенностью доли спонтанного деления в распаде ^{246}Fm .

Интересно исследовать реакцию с испарением двух нейтронов с более легкими бомбардирующими ионами, например, в комбинации $^{209}\text{Bi} (^{37}\text{Cl}, 2n) ^{244}\text{Fm}$. Начальная энергия шестизарядных ионов ^{37}Cl составляет около 240 МэВ, что значительно превышает энергию ионов, соответствующую реакции $^{209}\text{Bi} (^{37}\text{Cl}, 2n)$. Это привело к необходимости использования поглотителя из алюминия, который служил также для вакуумного разделения экспериментальной камеры и ионопровода. Камера была наполнена гелием /- 30 мм Hg /с целью охлаждения поглотителя. Интегральный поток ионов ^{37}Cl на висмутовую мишень составил 5.10^{16} ионов. Было зарегистрировано всего 18 треков осколков спонтанного деления, распределение которых позволяло отнести их к распаду ^{244}Fm . Выход реакции $^{209}\text{Bi} (^{37}\text{Cl}, 2n) ^{244}\text{Fm}$ составляет 6.10^{-16} 1/ионов.

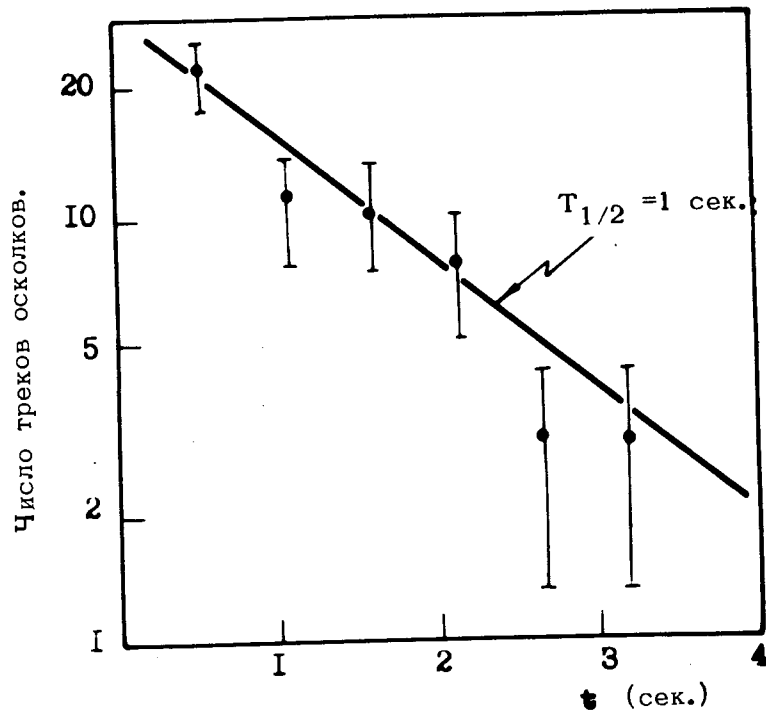
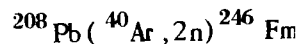


Рис. 3. Кривая распада ^{246}Fm , образующегося в реакции $^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2n)^{246}\text{Fm}$.

Сделана также попытка определения выхода реакции с испарением одного нейтрона. С этой целью проведен опыт, в котором регистрировалось спонтанное деление ^{246}Fm , образующегося при облучении ^{207}Pb ионами ^{40}Ar . В этом опыте использовалась мишень из обогащенного изотопа ^{207}Pb с содержанием 98%, / ^{208}Pb - 1,3%/ . При интегральном потоке 6.10^{16} ионов ^{40}Ar зарегистрирован всего один трек спонтанного деления, который мог быть обусловлен реакцией



на примеси изотопа ^{208}Pb в мишени. Таким образом, для реакции $^{207}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 1n)$ может быть определена лишь верхняя граница выхода, составляющая $5 \cdot 10^{-16}$ /ионов.

Результаты экспериментов по получению изотопов ^{244}Fm и ^{246}Fm в реакциях с ионами ^{40}Ar и ^{37}Cl представлены в таблице. Приведены также экспериментальные величины сечений реакций, соответствующих максимуму функции возбуждения, $\sigma_{\text{макс.эксп.}}$. Эти величины оценивались по измеренным значениям выходов реакций из толстой мишени с использованием расчетных значений ширины функций возбуждения*, которые варьируются от 8 МэВ для реакции $^{207}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 1n)$ до 15 МэВ для реакции $^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 4n)$. При таком способе оценки $\sigma_{\text{макс.эксп.}}$ основная неопределенность заключается в возможном расхождении расчетных и реальных форм функций возбуждения. Поскольку характер зависимости формы функций возбуждения реакций с испарением нейтронов от определяющих ее факторов /энергия возбуждения и угловой момент составного ядра/ известен, это расхождение не может привести к ошибке в определении абсолютных значений $\sigma_{\text{макс.эксп.}}$, превышающей фактор 2. Относительная ошибка при сопоставлении $\sigma_{\text{макс.эксп.}}$ различных реакций существенно меньше и определяется, главным образом, погрешностью в измеренных значениях выходов реакций, составляющей ~ 30%.

Для интерпретации представленных результатов и сравнения с данными, полученными ранее в реакциях с более легкими ионами, воспользуемся методом Джексона-Сиккеланда для расчета сечений χ_n -реакций $^{15/}$, который удовлетворительно описывает большое число экспериментальных данных по получению тяжелых ядер с $Z < 106$ в реакциях с ионами $A_1 \leq 22^{16/}$. Предположим при этом, что механизм слияния ядер существенно не меняется при переходе от относительно легких бомбардирующих ионов ^{12}C , ^{16}O , ^{22}N /к ^{40}Ar .

* Измеренная нами функция возбуждения в реакции $^{207}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 3n)^{244}\text{Fm}$ находится в хорошем согласии с расчетом. При оценке $\sigma_{\text{макс.эксп.}}$ использовались данные о тормозной способности ионов аргона и хлора, взятые из таблиц Норсклиффа и Шиллинга $^{14/}$.

Тогда сечение реакции (HI, xn) может быть представлено в виде:

$$\sigma_x(E) = \left\{ \prod_{i=1}^x [\Gamma_n / (\Gamma_n + \Gamma_f)]_i \right\} \sum_{L=0}^{LCN} \sigma_L(E) P_{x,L}(E^*) \quad /1/$$

Здесь E - энергия иона, σ_L - сечение L -ой парциальной волны, $P_{x,L}(E^*)$ - вероятность эмиссии x нейтронов из составного ядра с энергией возбуждения E^* и угловым моментом L .

Для определения величины критического углового момента воспользуемся эмпирическим соотношением, полученным из опытов по измерению угловых корреляций осколков деления при облучении ^{238}U ионами ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne и ^{40}Ar /17/:

$$\sum_{L=0}^{LCN} \sigma_L / \sum_{L=0}^{\infty} \sigma_L = (1 + 0.03 A_I)^{-1} \quad /2/$$

Парциальное сечение σ_L определяется выражением

$$\sigma_L = \pi \lambda^2 (2L + 1) T_L \quad /3/$$

T_L - коэффициент прохождения L -ой парциальной волны через потенциал $V_L(r)$ для взаимодействующих ядер /18/

$$V_L(r) = \frac{Z_I Z_T e^2}{r} + \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2\mu r} + V_0 \exp \frac{r_0(A_I^{1/3} + A_T^{1/3}) - r}{d} /4/$$

Для параметров потенциала взяты следующие значения: $V_0 = -70 \text{ МэВ}$; $r_0 = 1,25 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, $d = 0,44 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ /19/.

Коэффициенты прохождения T_L вычисляются в приближении перевернутой параболы /20/.

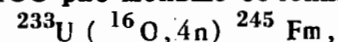
Величина $P_{x,L}(E^*)$ рассчитывалась по формулам, приведенным в работе /16/. Значения входящих в эти формулы параметров были получены из условия наилучшего согласия с экспериментальными данными для формы функций возбуждения реакций (HI, xn) /15,16/.

Для расчета отношения парциальных ширин эмиссии нейтрона и деления Γ_n / Γ_f использовалось эмпирическое соотношение Сиккеланда /15/.

Результаты расчетов представлены на рис. 4, а сравнение их с экспериментальными данными приведено в таблице. Величины сечений xn -реакций и согласие их с расчетными значениями указывают на то, что взаимодействие ионов ^{40}Ar с тяжелым ядром с достаточно большой вероятностью приводит к образованию составного ядра.

Более определенный количественный анализ данных не представляется возможным, поскольку измеряемые сечения образования сильнодефицитных ядер в основном состоянии составляют $10^{-7} - 10^{-10}$ часть полного сечения слияния. Необходимое для такого анализа точное определение доли неразделившихся ядер требует проведения более детальных опытов по измерению зависимости Γ_n / Γ_f от энергии возбуждения и углового момента ядра.

Из таблицы видно, что экспериментальное сечение реакции $^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 4n)^{244}\text{Fm}$ в 10 раз меньше расчетного и в 100 раз меньше сечения реакции



которое было определено Нурмиа и др. в работе /12/. Однако на основе измеренных выходов xn -реакций на толстой мишени трудно ответить на вопрос, являются ли отмеченные расхождения следствием подавления образования составного ядра или следствием влияния различий в свойствах образовавшихся составных ядер на процесс девозбуждения.

Вместе с тем, рассматривая отдельно реакцию $\text{Pb} + \text{Ar}$, можно указать на интересную особенность: сечения реакций с испусканием двух и трех нейтронов сравнимы и даже превосходят сечение $4n$ -реакции.

Это обстоятельство представляется весьма важным как с точки зрения получения слабовозбужденных составных ядер, так и механизма их образования. Поэтому ниже мы остановимся более подробно на этом вопросе.

Как видно из соотношения /1/, вероятность образования ядра в основном состоянии существенным образом

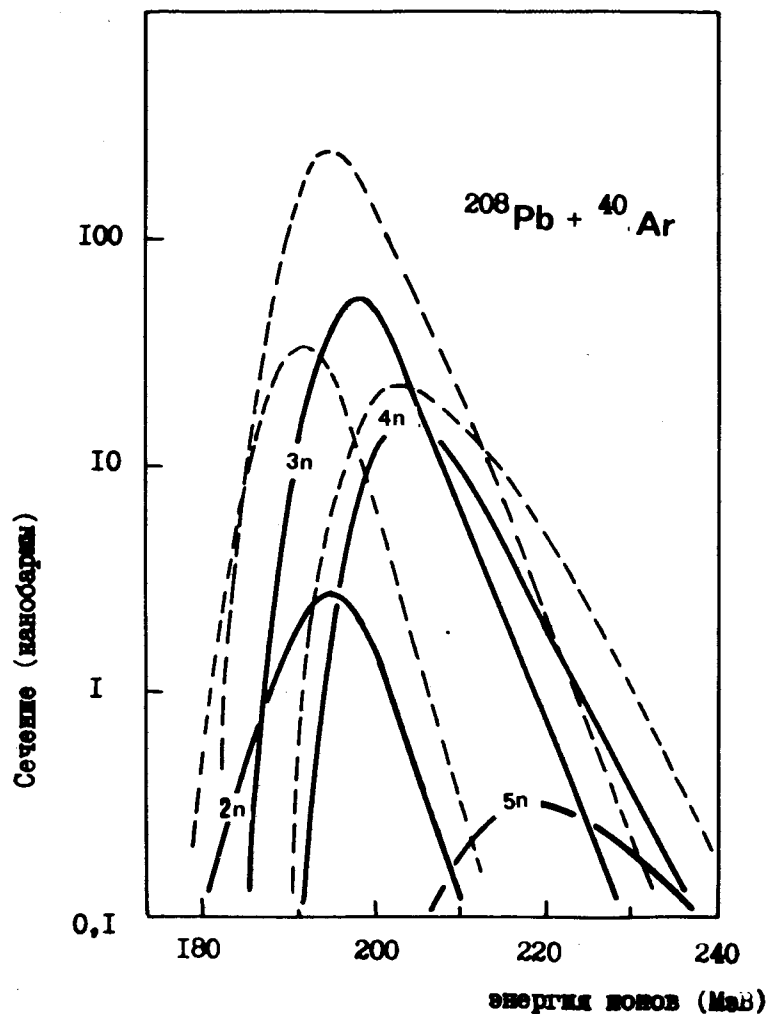


Рис. 4. Сечение реакции $^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, xn)^{248-x}\text{Fm}$ в зависимости от энергии ионов ^{40}Ar /лаб. сист./ . Сплошные и пунктирные кривые - результаты расчетов со значением параметра $d = 0,34 \cdot 10^{-13}$ см и $d = 1,44 \cdot 10^{-13}$ см, соответственно.

зависит от энергии возбуждения составного ядра. В свою очередь, минимальное значение энергии возбуждения составного ядра определяется барьером взаимодействия и Q -реакции:

$$E_{\min}^* = B_{\text{int}} + Q,$$

где $B_{\text{int}} = \frac{Z_I Z_T e^2}{r_e (A_I^{1/3} + A_T^{1/3})}$ и $Q = M_I + M_T - M_{\text{CN}}$. На рис. 5

показана зависимость E_{\min}^* для составного ядра ^{248}Fm , полученного в различных комбинациях мишень-ион. При расчете E_{\min}^* массы ядер были взяты из работы Майерса и Святецкого^{/21/}, а значение параметра эффективного радиуса взаимодействия r_e было равно $1,45 \cdot 10^{-13}$ см.

Видно, что с ростом массы бомбардирующего иона энергия возбуждения составного ядра увеличивается и достигает максимума в области $A_I \approx 25$ и затем уменьшается почти вдвое в области $A_I \approx 40-50$.

Этим объясняется хорошо известный факт, что в экспериментах по синтезу тяжелых элементов $Z = 100-105$ с ионами ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O и ^{22}Ne не наблюдались реакции с испусканием малого числа нейтронов, как это имеет место в реакции $^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, xn)$.

Поскольку реакции $(^{40}\text{Ar}, 2n, 3n)$ идут при энергиях налетающего иона, близких к барьеру взаимодействия, сечение их чрезвычайно чувствительно к величине барьера. Как видно из рис. 4, изменение B_{int} на 4 МэВ меняет сечение 2n-реакции в 10 раз. Благодаря этому обстоятельству из экспериментальных значений сечений реакций с $x \leq 3$ можно достаточно точно определить величину B_{int} , которая дает представление о характере механизма слияния столь сложных ядер.

На рис. 6 показано сравнение расчетной и экспериментальной энергетических зависимостей сечения образования составного ядра в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$. Теоретические кривые рассчитаны для параметров потенциала взаимодействия $V_0 = -70$ МэВ, $r_0 = 1,25 \cdot 10^{-13}$ см и при разных значениях параметра диффузности $d = 0,44 \cdot 10^{-13}$ см и $d = 0,34 \cdot 10^{-13}$ см. Видно, что расчетные зависимости хорошо согласуются с экспериментальными

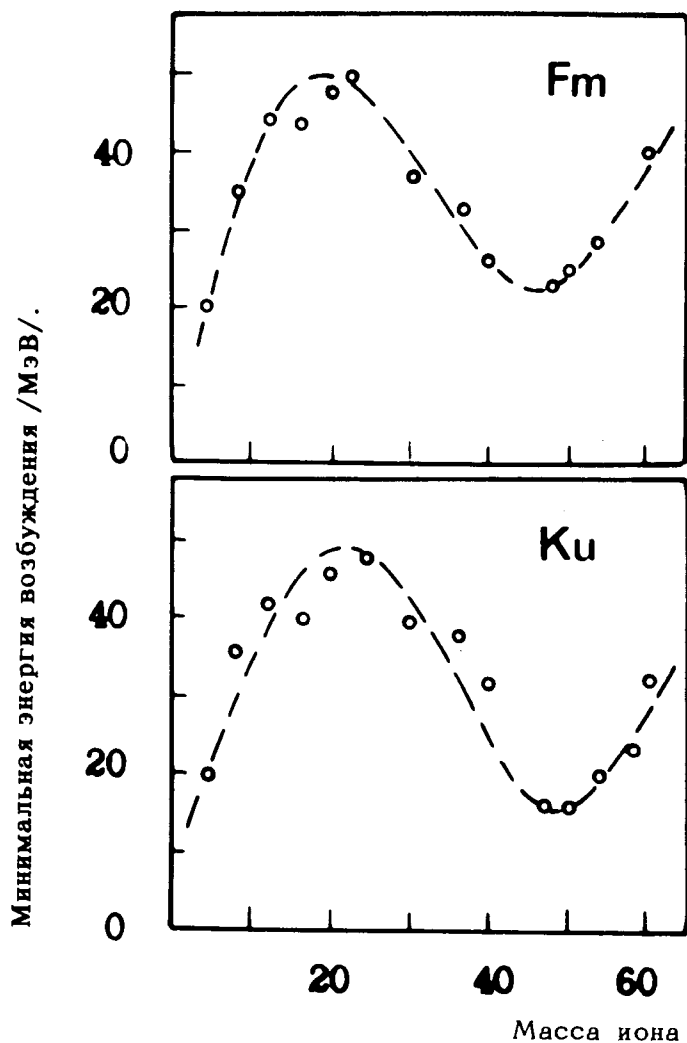


Рис. 5. Минимальная энергия возбуждения составных ядер ^{248}Fm и ^{258}Ku , образующихся в различных комбинациях мишень - частица. Пунктирные кривые проведены через расчетные значения E_{\min}^* , представленные точками.

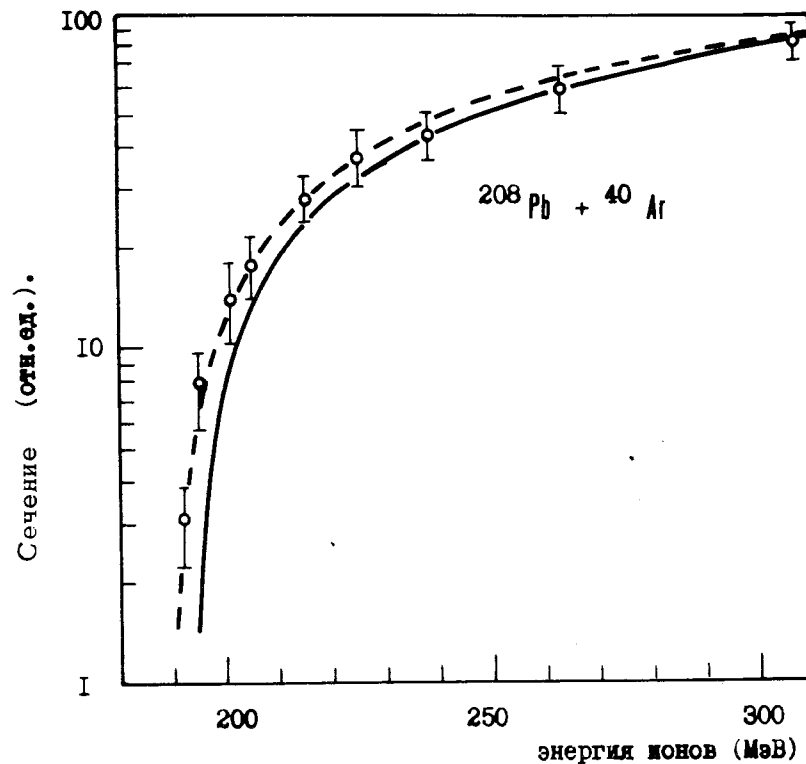


Рис. 6. Зависимость сечения образования составного ядра ^{248}Fm в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar}$ от энергии ионов ^{40}Ar . Пунктирная и сплошная кривые - результаты расчетов со значением параметра $d = 0,34 \cdot 10^{-13}\text{см}$ и $d = 0,44 \cdot 10^{-13}\text{см}$, соответственно. Точки - экспериментальные данные, полученные в работе [22].

значениями. Из сравнения с экспериментальными данными для сечений $2n$ -и $3n$ -реакций /см. таблицу/ следует отдать предпочтение расчету с $d = 0,34 \cdot 10^{-13}\text{см}$.

Необходимо отметить, что вариации масс участвующих в реакции ядер вызывают соответствующие нерегулярные изменения в величине Q . Поэтому для близких комбинаций мишень-ион могут наблюдаться отклонения в несколько МэВ от плавной зависимости E_{\min}^* , изображенной на рис. 5, что также должно привести к замет-

ному различно в сечениях реакций с $x < 3$. Примером могут служить реакции



в которых величина E_{\min}^* принимает соответственно значения, равные 30 и 32 МэВ. И экспериментальные, и расчетные сечения реакций отличаются более чем в 10 раз, что является следствием столь малой разницы в значениях E_{\min}^* , поскольку в обоих случаях образуется одно и то же составное ядро ^{246}Fm .

Таким образом, внутренняя самосогласованность данных по описанию образования составных ядер в реакциях $\text{Cl} + \text{Bi}$ и $\text{Ar} + \text{Pb}$ позволяет применить предложенный метод расчета для анализа возможностей получения более тяжелых составных ядер. В этом случае образование ядер тяжелых элементов в реакциях с $x \leq 2$ должно иметь преимущество по сравнению с использовавшимися ранее реакциями с испусканием четырех и пяти нейтронов, т.к. уменьшение числа испаряемых нейтронов на 2-3 единицы увеличивает долю неразделившихся ядер на несколько порядков /см. формулу /1/ при $\Gamma_n/\Gamma_f < 0,1$ /.

Если, например, построить зависимость E_{\min}^* для составного ядра ^{258}Ku , то она будет иметь минимум при $A_1 \approx 50$. Расчеты показывают, что сечение образования 104 элемента в реакции $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{Ku} + 2n$ может достигать значения $10^{-31} - 10^{-32}$ см², что в десятки и сотни раз превосходит сечение реакции $^{242}\text{Pu} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{260}\text{104} + 4n$, в которой был впервые синтезирован изотоп $^{260}\text{104}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные в данной работе исследования указывают на то, что взаимодействие ионов с массой $A_1 \approx 40-50$ с тяжелым ядром с достаточно большой вероятностью приводит к образованию составного ядра. При этом экспериментальные данные по сечениям образования составного ядра и испускания из него x нейтронов не обнаруживают предсказанного в ряде работ значитель-

ного увеличения барьера взаимодействия. Величины барьеров слияния оказываются близкими к тому, что можно ожидать из анализа взаимодействий с ионами меньшей массы.

В результате этого минимальная энергия возбуждения составных ядер, которые образуются при слиянии ионов массы $A_1 \approx 40-50$ с тяжелыми ядрами, оказывается $\approx 20-30$ МэВ, что приводит к образованию слабозбужденных составных ядер, испускающих только два или три нейтрона. Поскольку $2n$ - и $3n$ -реакции идут при энергиях, близких к барьеру взаимодействия, их сечения очень сильно зависят от величины барьера и от Q -реакции. Это обстоятельство делает выбор той или иной комбинации ион - мишень весьма деликатным делом.

Совокупность экспериментальных данных показывает, что вывод об уменьшении сечений образующегося элемента с ростом массы иона, который был сделан на основе использования традиционного метода синтеза элементов с $Z > 100$ в реакциях с ионами $A_1 \leq 22$, справедлив лишь при $A_1 < 30$. С увеличением массы иона A_1 метод синтеза тяжелых элементов с $Z \geq 104$ в реакциях, приводящих к образованию слабозбужденных ядер, оказывается значительно более эффективным, чем использовавшийся ранее. Следует подчеркнуть, что вместо редких и сильно активных изотопов Pu , Sm , Cf в этом методе в качестве мишени можно использовать изотопы Pb и Bi . При этом полностью исключается фон спонтанного деления как от соседних ядер, так и от спонтанно делящихся изомеров.

Хотя в описанных экспериментах был исследован узкий диапазон масс A_1 и A_T , число возможных комбинаций ион - мишень в этой области велико, что открывает возможность получения и исследования свойств большого числа нейтронодефицитных ядер с $100 \leq Z \leq 104$ и $140 \leq N \leq 153$.

На основе экспериментальных данных, используя вышеописанный метод расчета сечений xn -реакций, можно оценить возможности синтеза элементов с $Z = 106-108$ и $N = 152-156$, которые могут образовываться при облучении мишеней из Pb и Bi ионами Cr , Mn , Fe .

Таблица
Результаты экспериментов

Реакция	Интегральный поток ионов $\times 10^{16}$	Выход реакции $\times 10^{-14}$ I/ионов	σ макс. эксл. см^2	σ макс. теор. см^2
$^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{244}\text{Fm} + 4n$	6	1,0	$1,5 \cdot 10^{-33}$	$1,5 \cdot 10^{-32}$
$^{207}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{244}\text{Fm} + 3n$	2,4	2,5	$5 \cdot 10^{-33}$	$1,4 \cdot 10^{-32}$
$^{206}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{244}\text{Fm} + 2n$	0,9	1,6	$3 \cdot 10^{-33}$	$1,3 \cdot 10^{-33}$
$^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{246}\text{Fm} + 2n$	10	3	$7 \cdot 10^{-33}$	$3,6 \cdot 10^{-33}$
$^{209}\text{Bi} + ^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{244}\text{Fm} + 2n$	5	0,06	$1,3 \cdot 10^{-34}$	$4,3 \cdot 10^{-34}$
$^{207}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{246}\text{Fm} + 1n$	6	$< 0,05$	$< 1 \cdot 10^{-34}$	$3,6 \cdot 10^{-36}$

Оценки показывают, что ожидаемые сечения образования этих нуклидов могут достигать значений 10^{-32} - 10^{-33} см^2 . Такие эксперименты доступны для проведения в настоящее время и могут получить дальнейшее развитие с запуском новых ускорителей тяжелых ионов.

Можно надеяться, что этот метод будет эффективен и при синтезе сверхтяжелых элементов с $Z \geq 110$.

Авторы глубоко признательны академику Г.Н.Флерову за большое внимание к этим работам, ценные советы и критические замечания.

Мы благодарны Н.А.Данилову, В.М.Плотко и М.П.Иванову за помощь в проведении опытов, а также Т.И.Рыбаковой и К.И.Меркиной за большой труд по обработке детекторов деления.

Выражаем благодарность группе эксплуатации 310-сантиметрового циклотрона ЛЯР за получение интенсивных и стабильных пучков ионов ^{37}Cl и ^{40}Ar .

Литература

1. Г.Н.Флеров, И.Звара. Сообщение ОИЯИ, Д7-6013, Дубна, 1971.
2. Г.Н.Флеров, В.А.Друин, Г.В.Букланов, Б.А.Загер, Ю.А.Лазарев, Ю.В.Лобанов, А.С.Пасюк, В.М.Плотко, С.П.Третьякова. Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов, стр. 148, Дубна, 1971.
3. S.G.Nilsson, S.G.Thompson, C.F.Tsang. *Phys.Lett.*, 28B, 458 (1969).
4. А.А.Плеве, А.Г.Демин, В.Куш, М.Б.Миллер, Н.А.Данилов. Препринт ОИЯИ, Р7-7279, Дубна, 1973.
5. R.Bimbot, C.Deprun, D.Gardes, H.Gauvin, Y.Le Beyec, M.Lefort, J.Peter. *Nature* 234, 215 (1971).
P.Colombani, B.Gatty, J.C.Jacmart, M.Lefort, J.Peter, M.Riou, C.Stephan, X.Tarrago. *European Conf. on Nuclear Physics, 1972, Aix-en-Provence, v. II, p. 91.*
6. Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, А.А.Плеве, Г.М.Тер-Акопян, А.Г.Демин, С.П.Третьякова, В.И.Чепигин, Ю.П.Третьяков. Препринт ОИЯИ, Р7-7409, Дубна, 1973.
7. W.J.Swiatecki. *European Conference on Nuclear Physics, 1972, Aix-en-Provence; Preprint LBL-972, Berkeley, 1972.*
8. W.J.Swiatecki and S.Bjornholm. *Phys.Rep.*, 4C, 325 (1972).

9. S.Cohen, F.Plasil, W.J.Swiatecki. Preprint LBL-1502, Berkeley, 1972.
10. J.Wilczynski. Phys.Lett., 47B, 124 (1973).
11. L.G.Moretto. Nucl.Phys., A180, 337 (1972).
12. M.Nurmia, T.Sikkeland, R.Silva, A.Chiorso. Phys.Lett., 26B, 78 (1967).
13. В.А.Друин, Н.К.Скобелев, В.Н.Рудь. ЯФ, 12, 44 /1970/.
14. L.C.Northcliffe, R.F.Schilling. Nucl.Data Tables, A7, 233 (1970).
15. T.Sikkeland, A.Chiorso, M.J.Nurmia. Phys.Rev., 172, 1232 (1968).
16. А.С.Ильинов. Сообщение ОИЯИ, Р7-7108, Дубна, 1973.
17. T.Sikkeland, V.E.Viola, Jr., Proc. Third Conf. on Reactions Between Complex Nuclei, Asilomar, 1963.
18. G.Igo. Phys.Rev., 115, 1665 (1959).
19. V.E.Viola, T.Sikkeland. Phys.Rev., 128, 767 (1962).
20. D.L.Hill, J.A.Wheeler. Phys.Rev., 89, 1102 (1952).
21. W.D.Myers, W.J.Swiatecki. Proc. Intern. Symposium on "Why and How...", Lysekil, Sweden, 1966, Almquist and Wiksell, Stockholm, 1968.
22. Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, К.А.Гаврилов, Ким Де Ен. Сообщение ОИЯИ Р7-7863, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 августа 1974 года.