

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

0-361

Д7-87-392

Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, М.Юссонуа,¹
Ю.П.Харитонов, Б.Горски, О.Константинеску,²
А.Г.Попеко, Х.Брухертцайфер,³ Р.Н.Сагайдак,
С.П.Третьякова, Г.В.Букланов, А.В.Рыхлюк,
Г.Г.Гульбемян, **А.А.Плеве**, Г.Н.Иванов,
В.М.Плотко

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СИНТЕЗУ ЭЛЕМЕНТА 110

Направлено в Оргкомитет Международной школы
по физике им. Энрико Ферми. 23 июня - 3 июля
1987 г. Варена, Италия

- ¹ Институт ядерной физики, Орсе, Франция
² Институт физики и ядерной технологии, Бухарест, СРР
³ Центральный институт изотопных и радиационных
исследований /ЦИИРИ/, Лейпциг, ГДР

1987

ВВЕДЕНИЕ

В результате напряженной работы, проведенной в течение последних 14 лет, в ОИЯИ (Дубна) и ГСИ (Дармштадт) был синтезирован ряд новых элементов трансактинидной области Периодической системы /1,2/.

В основу метода синтеза было положено "холодное" слияние сложных ядер /3/. В реакциях этого типа при слиянии дважды магических ядер ^{208}Pb (или ^{209}Bi) с ионами тяжелее Ag образуются слабозбужденные ком-паунд-ядра, переход которых в основное состояние осуществляется путем испускания всего одного или двух нейтронов и γ -лучей.

Экспериментально установлено, что 13 изотопов пяти элементов с $105 \leq Z \leq 109$, синтезированных в реакции "холодного" слияния, включая четно-четные ядра $^{260}_{106}$ и $^{264}_{108}$, обладают повышенной устойчивостью к спонтанному делению и испытывают в основном α -распад (рис. 1).

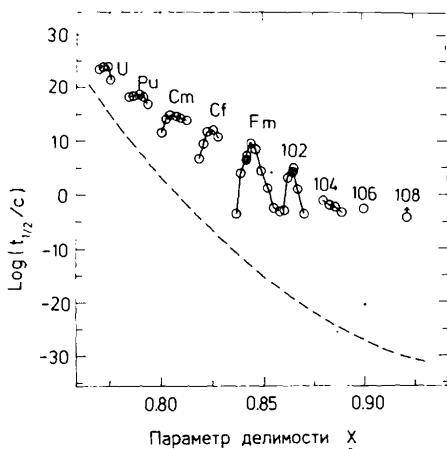


Рис. 1. Экспериментальные значения периодов спонтанного деления четно-четных ядер. Пунктирная кривая - расчет в модели жидкой капли.

Отметим, что жидкокапельный барьер деления ядер с $Z \geq 104$ практически равен нулю; их относительно большие времена жизни по спонтанному делению обусловлены структурным (оболочечным) барьером деления, высота которого, согласно расчетам, составляет 5-7 МэВ^{14/}. Можно полагать, что подобная ситуация должна иметь место и для ядер с $Z \geq 110$, что дает возможность дальнейшего продвижения к более тяжелым элементам.

Однако с ростом массы и заряда бомбардирующих ионов сечение реакции "холодного" слияния быстро убывает, и, как представляется, уже при синтезе 109 элемента мы подошли к пределу экспериментальных возможностей (рис. 2).

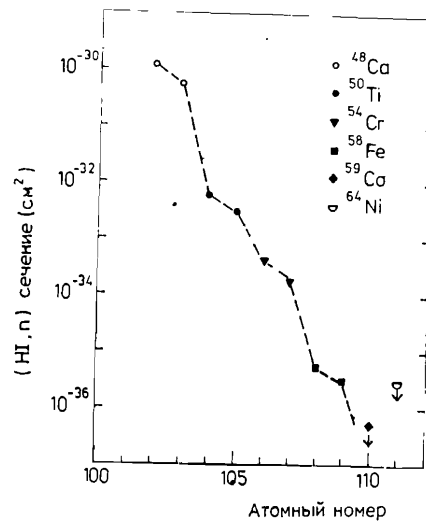


Рис. 2. Зависимость сечения реакции (HI, n) от атомного номера компаунд-ядра при облучении мишеней ^{208}Pb и ^{209}Bi различными ионами (указаны на рисунке).

Тем не менее, были сделаны попытки синтеза 110 и 111 элементов в реакциях $^{209}\text{Bi} (^{59}\text{Co}, n) ^{267}110$, $^{209}\text{Bi} (^{64}\text{Ni}, n) ^{272}111$ в Дубне и $^{208}\text{Pb} (^{64}\text{Ni}, n) ^{271}110$ в Дармштадте. В этих экспериментах были определены лишь верхние границы сечений на уровне 1, 4 и 5 пб соответственно ($1 \text{ пб} = 10^{-36} \text{ см}^2$).

Анализ полученных данных, равно как и рассмотрение результатов целого ряда модельных опытов, проведенных в области более легких элементов, приводит к заключению о том, что с ростом кулоновской энергии взаимодействия при $Z_1 Z_2 > 1800$ (что соответствует облучению Pb ионами тяжелого Ca) возникают сильные запреты на образование слабозвужденного компаунд-ядра.

В последние годы были развиты теоретические модели для макроскопического описания реакций слияния, основанные на численном решении

уравнения движения ядерной системы, форма которой плавно меняется в процессе деформации. В расчетах, проведенных впервые В.Святецким^{15/}, а затем и другими авторами^{16,8/}, было показано, что при достижении определенных зарядов (или масс) взаимодействующих ядер дальнейшее их увеличение приводит к дополнительному возрастанию порога реакции слияния. Это качественно объясняет резкое уменьшение сечения образования тяжелых компаунд-ядер в реакции "холодного" слияния с ростом $Z_1 Z_2$.

Чтобы исключить данное ограничение, Г.Н.Флеровым в 1983 г. было предложено использовать более асимметричные комбинации, для которых энергия кулоновского взаимодействия во входном канале реакций существенно понижается^{19/}.

Однако предсказать, сколь эффективен будет этот переход, очень трудно. Вариации методов и параметров расчета сильно меняют картину в области тяжелых ядер. Так, например, для реакции, приводящей к образованию компаунд-ядра с $Z = 110$, при облучении актинидных мишеней из Th и U ионами Ca и Ar две модели^{16,7/} указывают на отсутствие дополнительного повышения порога слияния ($E_{\text{xx}} = 0$), в то время как третья модель^{18/} совершенно исключает образование компаунд-ядра ($E_{\text{xx}} > 100 \text{ МэВ}$).

В такой ситуации лучше анализировать всю совокупность экспериментальных данных.

П.Армбрустером^{10/} из измеренных значений сечений образования продуктов распада компаунд-ядер расчетным путем были определены вероятности слияния в зависимости от некоторого "универсального" параметра, определяемого зарядами и массами взаимодействующих ядер - партнеров и конечного ядра. Как видно из рис. 3, при достижении определенного значения этого параметра вероятность слияния экспоненциаль-

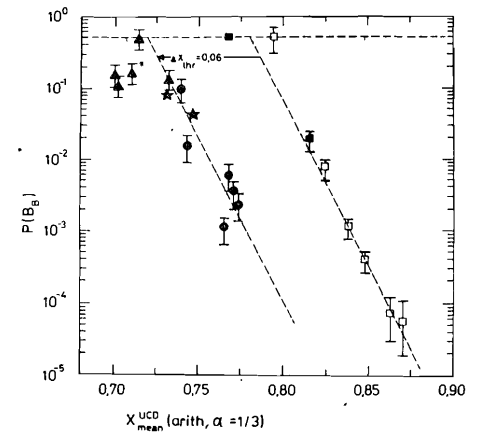


Рис. 3. Зависимость вероятности полного слияния ядер от параметра $X_{\text{mean}}^{\text{UCD}} (\alpha = 1/3)$ ^{10/}. Квадраты - данные опытов по "холодному" слиянию; треугольники, точки, звездочки - другие реакции, протекающие с образованием "горячего" компаунд-ядра.

но уменьшается по мере продвижения в область тяжелых ядер. Однако для реакции "холодного" слияния, когда один из партнеров является магическим ядром (^{208}Pb), а конечное ядро деформированным, ограничение наступает для более тяжелых компаунд-ядер, чем в любых других комбинациях мишень-ион.

Экстраполируя эти зависимости в область $Z = 110$, делаем заключение о том, что отход от мишени ^{208}Pb должен приводить к резкому уменьшению вероятности образования тяжелых компаунд-ядер. По оценкам, приведенным в этой работе, для 110 элемента, образующегося в реакции $^{208}\text{Pb} (^{64}\text{Ni}, n) ^{271}110$, ожидаемое сечение составляет около 4 пб, в то время как переход к более асимметричной комбинации $^{235}\text{U} (^{40}\text{Ar}, 4n) ^{271}110$ уменьшает эту величину до 10^{-3} пб (в реальном эксперименте это соответствовало бы образованию 1 атома в несколько лет).

Нам представляется, однако, что и этот прогноз также неоднозначен. Переход от магических (и сферических) ядер Pb или Bi к деформированным ядрам Th , U должен привести к изменению соотношения сил кулоновского отталкивания и ядерного притяжения в начальной стадии реакции. С другой стороны, в процессе слияния, ведущего к образованию тяжелого компаунд-ядра, мы имеем дело с трансактинидными элементами ($Z > 104$), у которых высота барьера деления, как указывалось ранее, определяется целиком оболочечной поправкой к энергии деформации жидкой капли. Этим они сильно отличаются от ядер актинидной и, тем более, доактинидной области, с которыми проводится сравнение.

Естественно, амплитуда оболочечной поправки (а следовательно, и высота барьера деления) уменьшается с ростом энергии возбуждения ядра 110 , что должно приводить к уменьшению сечений образования конечных ядер. Однако тяжелое компаунд-ядро образуется в сложном взаимодействии, в котором наряду с одночастичными возбуждениями большую роль играет коллективное движение, определяющее трансформацию системы от конфигурации двух соприкасающихся ядер до сферической. В этом движении, которое занимает значительное время, не исключено, что система начнет девозбуждаться путем эмиссии нейтронов и γ -лучей еще до образования равновесной конфигурации компаунд-ядра.

Возвращаясь к вопросу синтеза 110 элемента, отметим, что с переходом от "холодного" слияния к реакциям типа $\text{Pb} + \text{Ar}$ мы понижаем кулоновский барьер, но повышаем при этом, из-за дефекта масс, энергию возбуждения составной системы. Ожидаемое сечение образования продуктов испарения компаунд-ядра будет невелико, однако ответ на вопрос о том, будет ли оно выше предельных сечений реакции "холодного" слияния и насколько оправданы пессимистические предсказания 110 , может быть получен лишь экспериментальным путем.

Наиболее перспективной нам представлялась реакция $^{232}\text{Th} (^{48}\text{Ca}, xn) ^{280-x}110$. Большой избыток нейтронов в ^{48}Ca при энергии, соответствующей кулоновскому барьеру реакции, приводит к образованию компаунд-ядра $^{280}110$ с энергией возбуждения около 25 МэВ. Образующиеся при этом изотопы 110 элемента обладают значительным избытком нейтронов ($N \sim 178$). Поскольку период α -распада значительно возрастает с ростом N , вероятность наблюдения спонтанного деления ядер в этой области увеличивается. Отметим, что в цепочке α -распадов четно-четных изотопов $^{278}110$ и $^{276}110$ находятся ядра, целиком испытывающие спонтанное деление.

Вместе с тем, при облучении мишени ^{232}Th интегральным потоком 10^{18} ионов ^{48}Ca при трех значениях энергии в диапазоне от 220 до 255 МэВ мы не зарегистрировали ни одного осколка во временном интервале $\geq 0,5$ мс, что соответствует граничному сечению около $5 \text{ пб}^{12/}$. Полагая, что одно из возможных объяснений отсутствия эффекта в этой реакции связано с малым временем жизни синтезируемых ядер из-за стабилизирующего эффекта подоболочки $N = 162$ и резким уменьшением $T_{s.f.}$ при $N > 162^{13/}$, дальнейшие эксперименты мы проводили с ионами ^{44}Ca .

Здесь было зарегистрировано 25 событий спонтанного деления ядер с $T_{1/2} = 8,6 \pm 4,0 - 2,4$ мс, сечение образования которых в максимуме функции возбуждения составляет около $8 \text{ пб}^{12/}$.

В этих экспериментах необходимо учитывать фон от спонтанно-делящихся продуктов реакций многонуклонных передач, в частности ^{242}mFm ($T_{1/2} = 13,6$ мс), период полураспада которого близок к наблюдаемому.

Несмотря на то, что зависимости выхода соседнего нечетно-нечетного ядра - изомера формы ^{240}mFm ($T_{1/2} = 0,9$ мс) - и наблюдаемой активности ($T_{1/2} \sim 9$ мс) от энергии ионов ^{44}Ca , сильно отличаются друг от друга (рис. 4), при столь малых сечениях нельзя полностью исключить некоторые непредвиденные особенности в закономерностях образования изомеров ^{240}mFm и ^{242}mFm . Трудности проведения контрольных экспериментов связаны также и с невозможностью варьирования изотопного состава мишени и с необходимостью использования дефицитных разделенных изотопов Ca . Мы обратили внимание на другую возможность.

При энергии ионов ^{44}Ca , равной 230 МэВ, энергия возбуждения системы с $Z = 110$ и $A = 276$ составляет ~ 45 МэВ. Если наблюдаемая активность относится к продукту, образуемому после испарения нейтронов из компаунд-ядра, то подобный эффект должен наблюдаться также в другой реакции: $^{236}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$, где энергия возбуждения составной системы $^{276}110$ для $E_L (^{40}\text{Ar}) = 210$ МэВ также составляет около 45 МэВ. Эта реакция имеет ряд преимуществ, наиболее существенное из которых связано с возможностью изменения массового числа изотопа мишени практически без изменения энергии возбуждения компаунд-ядра.

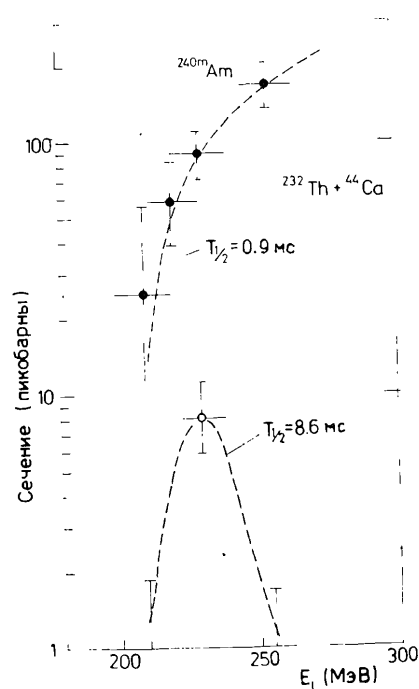


Рис. 4. Сечение образования ^{240m}Am ($T_{1/2} = 0,9 \text{ мс}$) и активности спонтанного деления $^{232}\text{Th} + ^{44}\text{Ca}$ в зависимости от энергии ионов ^{44}Ca . Пунктирные кривые проведены через экспериментальные точки для наглядности.

Ниже описывается постановка опытов и приводятся данные по исследованию механизма реакций, приводящих к образованию спонтанно делящихся ядер при облучении $^{235,236,238}\text{U}$ Th ионами ^{40}Ar .

ПОСТАНОВКА ОПЫТОВ И АППАРАТУРА

При переходе от мишени из ^{232}Th к ^{236}U выход трансурановых ядер - продуктов реакций неполного слияния должен сильно возрастать. Поэтому эксперименты были поставлены таким образом, чтобы при максимальной эффективности регистрации продуктов, образующихся после испарения нейтронов из компаунд-ядра, резко подавить фон от спонтанного деления продуктов реакций многонуклонных передач, в частности, упомянутых выше ядер ^{242m}Am . Как будет показано ниже, этого можно достигнуть, основываясь на значительном различии кинематики реакций полного и неполного слияния взаимодействующих ядер.

Схема установки представлена на рис. 5. Выведенный из ускорительной камеры циклотрона У-400 пучок ионов ^{40}Ar с энергией $E_0 = 265 \text{ МэВ}$ ($\Delta E/E = 2\%$) имел импульсную структуру с длительностью импульса 1 мс и частотой повторения 150 Гц. В сечении пучок имел размер $\phi 3 \text{ мм}$. С частотой 2000 Гц он сканировал мишень в вертикальном направлении в пределах 8 мм. Мишень имела форму кольца диаметром 120 мм с шириной рабочей поверхности 8 мм, которое вращалось со скоростью 4500 оборотов/мин. В качестве подложки использовалась Ti-фольга толщиной $1,3 \text{ мг/см}^2$, на которую наносился слой $^{236}\text{U}_3\text{O}_8$ (обогащение 99,9%) толщиной $0,57 \text{ мг/см}^2$. В этих условиях ионы от одного импульса пучка распределялись по поверхности $\sim 3 \text{ см}^2$. При средней интенсивности пучка $3 \cdot 10^{12}/\text{с}$ равновесная температура слоя мишени не превышала 1000°C . Для плавного изменения энергии пучка перед мишенью помещались сменные Zr-поглотители такой же конструкции, как и мишень.

Ядра отдачи, вылетающие из мишени, проходили через диафрагму и попадали на диск-сборник, вращающийся со скоростью 1500 об/мин ($T_{\text{оборота}} = 40 \text{ мс}$). По периферии диска располагались 26 сборников ядер отдачи диаметром 25 мм. Для того, чтобы исключить попадание ядер вне поверхности сборников, перед диафрагмой располагался второй диск - маска такой же конструкции, на котором могли монтироваться поглотители, изменяющие энергию ядер отдачи на заданную величину. В качестве сборников и поглотителей использовались медные фольги толщиной от 0,85 до 2,1 мг/см². Разброс фольг по толщине не превышал 10%. По обе стороны диска-сборника на расстоянии 2 мм от его поверхности располагались трековые детекторы осколков деления из поликарбоната. Калибровка детекторов проводилась монохроматическими ионами Mo, Kг и Хе в энергетическом диапазоне от 0,5 до 1,1 МэВ/нуклон^{14/}. Содержание Th и U в медных сборниках и трековых детекторах из поликарбоната по нашим измерениям составляло менее $2 \cdot 10^{-10} \text{ г/г}$. Этим полностью исключался фон от осколков вынужденного деления под действием нейтронов, возникающих при взаимодействии ионов Ar с материалами диафрагм, поглотителей, сборников и пр.

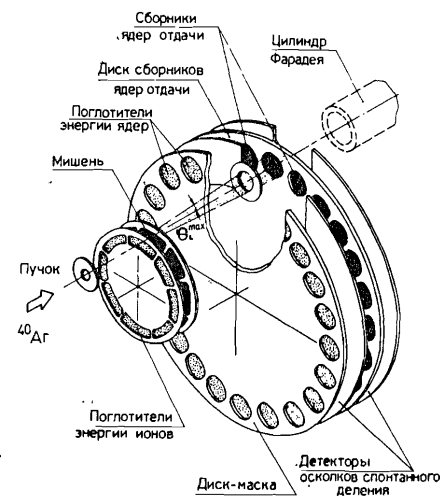


Рис. 5. Схема установки.

Для предохранения детекторов от попадания ионов Ar, рассеянных в сборнике, на протяжении 3 см от зоны сбора ядер отдачи до детекторов выдерживался малый зазор-лабиринт, в котором осколки не регистрировались. Таким образом, временной интервал регистрации событий спонтанного деления составлял от 2,2 мс до 38 мс.

Чувствительность методики такова, что одно зарегистрированное событие спонтанного деления при интегральной дозе облучения $\sim 10^{18}$ ионов соответствовало сечению около 1 пб.

После облучения сборники ядер отдачи растворялись в азотной кислоте. Из раствора выделялась фракция редкоземельных и трансплутониевых элементов. С помощью распределительной хроматографии производилась основная очистка фракций от материала сборника, элементов Ra-Pu группы и продуктов деления. Затем методом ионно-обменной хроматографии с использованием смолы AMINEX A-5 и альфа-окси-изобутирата (pH=4,8) производилось поэлементное разделение продуктов реакции с $Z > 94^{15/}$. Все перечисленные операции позволили довести суммарный коэффициент очистки до $> 10^8$. Из каждой фракции электролизом на Pt-фольгу или электростатическим распылением непосредственно на поверхность детектора наносились тонкие слои (< 10 мкг/см²) для α -спектрометрических измерений. Чистота препарата и высокая эффективность регистрации Si (Au)-полупроводниковых спектрометров в геометрии, близкой к 4π , позволила получить высокую чувствительность при измерении спектров ультраслабых активностей α -излучения (при $E_\alpha > 5,8$ МэВ на уровне 1 распад/месяц)^{16/}. Полная эффективность опыта по определению выходов α -радиоактивных ядер трансплутониевых элементов составляла от 20 до 50%, что соответствовало предельному сечению на уровне нескольких пикобарн.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ ПРОДУКТОВ НЕПОЛНОГО СЛИЯНИЯ В РЕАКЦИЯХ $^{235,236,238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$

В реакции $^{236}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ (209 МэВ) были измерены полные сечения образования продуктов реакций многонуклонных передач. Для этого непосредственно за мишенью располагался медный сборник толщиной 5,5 мг/см²; все продукты реакции, вылетающие из мишени под углами $\theta_L \leq 50^\circ$, попадали на сборник и останавливались в нем. После облучения из сборника поэлементно выделялись продукты от U до Fm. Идентификация массового числа изотопов с данным Z производилась путем измерения спектров α , X и γ -излучений каждой химической фракции в соответствии с известными характеристиками радиоактивного распада образовавшихся ядер.

Результаты измерений представлены на рис. 6. Видно, что с увеличением числа передаваемых нуклонов от иона к ядру мишени сечение сильно уменьшается; от ^{237}U до ^{248}Cf оно падает почти в 10^5 раз.

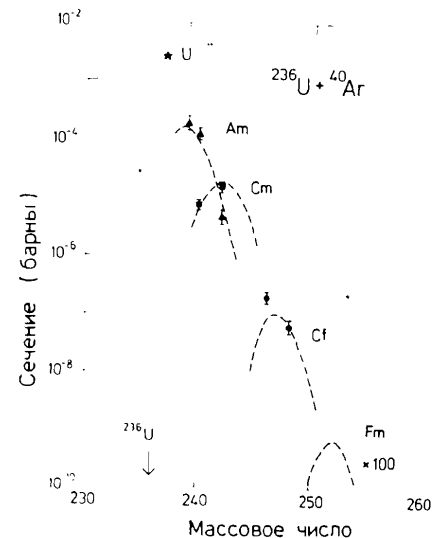


Рис. 6. Сечение образования продуктов реакций многонуклонных передач при облучении мишени ^{236}U ионами ^{40}Ar с энергией 209 МэВ ($\theta_L^{\text{max}} = 50^\circ$). Пунктирные кривые - расчетные зависимости по методу /17/.

Более детально исследовались закономерности образования долгоживущих ядер Am и Cm. В таблице I приведены полные сечения образования ряда изотопов Am и Cm при облучении моноизотопных мишеней урана с массой 235, 236 и 238 ионами ^{40}Ar . Из этих данных следует, что при изменении массового числа мишени всего на 1-2 единицы сечение образования этих ядер сильно меняется; при переходе от ^{238}U к ^{236}U , при прочих равных условиях, выход ядер ^{242}Am уменьшается в 25 раз.

Таблица I.

Реакция	E_L (МэВ)	Сечение (микробарны)				
		Am		Cm		
		A= 239	240	242	240	242
$^{40}\text{Ar} + ^{235}\text{U}$	225			0,25	10	6
+ ^{236}U	209	200	140	5,3	8	16
+ ^{238}U	208			130	2,3	26

Зависимость сечения образования ядер ^{240}Cm от энергии ионов в реакции $^{236}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ представлена на рис.7.

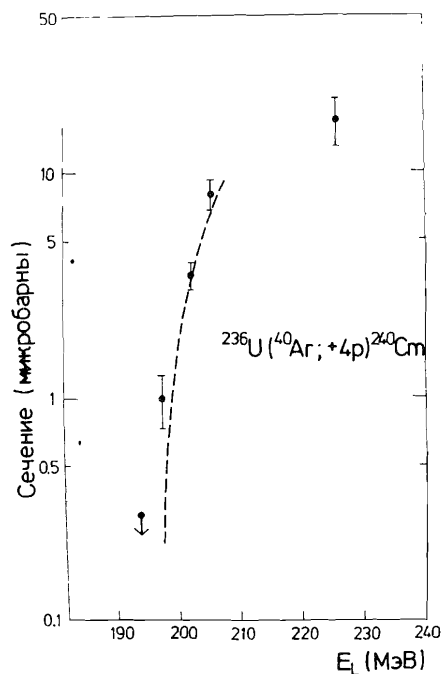


Рис.7. Зависимость сечения образования ядер ^{240}Cm от энергии ионов в реакции $^{236}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$.

Пунктирная кривая проведена через экспериментальные точки с поправкой на толщину мишенного слоя.

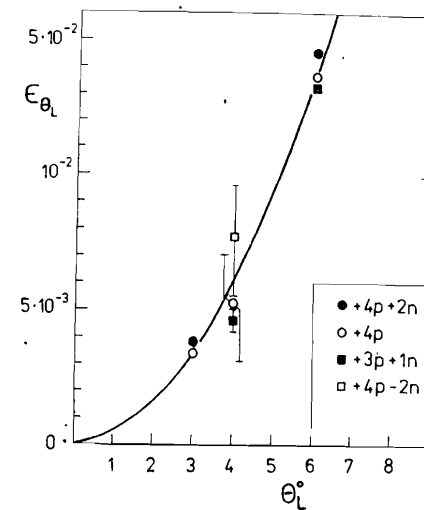
Вся совокупность полученных данных, приведенных на рис.6,7 и в таблице.I, хорошо описывается, в основных чертах, в рамках известных представлений о реакциях неполного слияния ядер U и Ar вблизи кулоновского барьера /18/.

Затем условия опытов были изменены. Сборник ядер отдачи был удален от мишени настолько, что на него могли попасть лишь продукты реакций, вылетающие из мишени в узком угловом интервале $0 \leq \theta_L \leq 6^\circ$. В этих пределах, в реакциях $^{236,238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ (206 МэВ) были измерены угловые распределения изотопов Am и Cm, образующихся в качестве продуктов реакций передачи 4 и 6 нуклонов (рис.8).

Как и следовало ожидать, при малых углах сечение реакции сильно зависит от θ_L ; эффективность сбора $\epsilon(\theta) = \int_0^{\theta_L} \sigma(\theta) d\theta / \int_0^{2\pi} \sigma(\theta) d\theta$ примерно пропорциональна θ_L^2 . Отметим, что на сборник ядер отдачи, ограниченный углами $0 \leq \theta_L \leq 4^\circ$, попадает лишь около 0,5% ядер, образующихся в мишени ($\epsilon_{\theta_L} = 5 \cdot 10^{-3}$).

В следующем опыте был измерен спектр пробегов (энергий) ядер отдачи, вылетающих из мишени ^{238}U под углами $\theta_L \leq 4^\circ$. Для этого в качестве

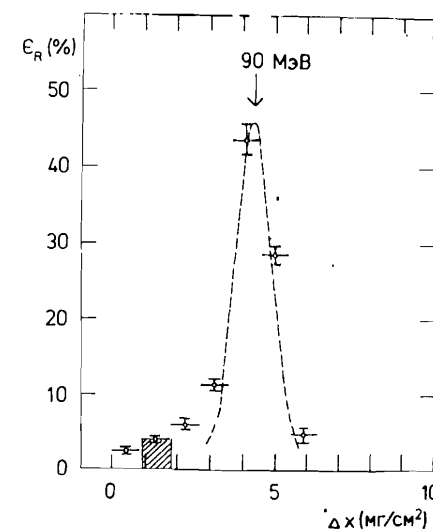
Рис.8. Зависимость эффективности сбора ядер ^{242}Am , $^{240,242}\text{Cm}$ от θ_L в реакциях: $^{236}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ (206 МэВ) - точки; $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ (206 МэВ) - квадраты; кривая - $\epsilon(\theta_L) \sim \theta_L^2$.



сборника использовалась стопка из 7 медных фольг, каждая из которых имела толщину $0,9 \text{ мг/см}^2$.

Распределение активности ^{242}Am по толщине сборника приведено на рис.9. Из анализа распределения, представленного на этом рисунке, можно сделать ряд выводов.

Рис.9. Число ядер ^{242}Am в различных участках кривой поглощения (в процентах от полного количества ядер, попавших на сборник в заданном угловом интервале $0 \leq \theta_L \leq 4^\circ$). Пунктирная кривая - распределение Гаусса с $\sigma = 0,52 \text{ мг/см}^2$. Заштрихованная область - зона остановки продуктов компаунд-ядер после испарения нейтронов, оценка по /19/.



1. Средний пробег ядер ^{242}Am , образующихся в реакции $^{238}\text{U} (^{40}\text{Ar}, +3p + n)^{242}\text{Am}$, составляет $4,25 \text{ мг/см}^2 \text{ Cu}$. Такой же пробег имеют ядра ^{240}Cm в реакции $^{238}\text{U} (^{40}\text{Ar}, +4p - 2n)^{240}\text{Cm}$. Этому значению пробега соответствует /19/ кинетическая энергия $E_L (^{242}\text{Am}) \approx 90 \text{ МэВ} (0,38 \text{ МэВ/нукл.})$.

2. Распределение пробегов можно описать функцией Гаусса: $p(x) \sim \exp - \frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}$ с параметром $\sigma = 0,5 \text{ мг/см}^2$. Это значение близко к тому, что ожидается для тяжелых ядер ($Z = 95-96$) с энергией $\sim 0,4 \text{ МэВ/нуклон}$ в меди /20/. Можно предполагать, что полученное распределение представляет собой профиль пробегов ядер отдачи весьма узкого интервала энергий вблизи $\delta = 0,38 \text{ МэВ/нуклон}$.

Действительно, максимальная энергия ядер ^{242}Am , образующихся в реакции $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{36}\text{P} + ^{242}\text{Am}$ при энергии ионов $E_L = 206 \text{ МэВ}$ и вылетающих под углом $\theta_L = 0^\circ$, составляет 92 МэВ . Минимальная энергия, определяемая кулоновским барьером $^{242}\text{Am} + ^{36}\text{P}$ в выходном канале реакции, соответствует (с учетом деформации ^{242}Am) энергии $\sim 83 \text{ МэВ}$. Таким образом, в условиях данного опыта ядра ^{242}Am и ^{240}Cm образуются в результате "холодной" передачи 4 и 6 нуклонов соответственно.

3. Энергия отдачи продуктов, образующихся после испарения нейтронов из компаунд-ядра, составляет $\delta = 0,11 \text{ МэВ/нуклон}$. Пробег таких продуктов в меди с учетом толщины мишени составляет $1,6 \text{ мг/см}^2 /19/$. Более половины этих ядер будет останавливаться во втором сборнике, в котором вклад ^{242}Am составляет лишь 4% от полного количества ядер в угловом интервале $\theta_L \leq 4^\circ$ ($\epsilon_R = 4 \cdot 10^{-2}$).

Таким образом, ограничения по углу сбора ядер отдачи ($\theta_L \leq 4^\circ$) и толщине сборника ($0,9 \leq \Delta X_c \leq 1,8 \text{ мг/см}^2$) приводят к подавлению фона ^{242}Am и других продуктов реакций передач в $5 \cdot 10^3$ раз. Интересно сопоставить параметры нашей и других установок, используемых для синтеза тяжелых элементов /таблица II/.

В отличие от электромагнитных систем разделения продуктов реакций (селектор скоростей или газонаполненный сепаратор /21/) наша установка нечувствительна к магнитной или электрической жесткости ядер отдачи. Ее быстродействие ограничено минимальным временем транспорта продуктов реакции от области сбора к детекторам осколков спонтанного деления и составляет $t_{\min} \sim 0,5 \text{ мс}$. Однако здесь в полной мере используется различие в кинематике реакций полного и неполного слияния, вследствие чего в угловом интервале $\theta_L^{\max} = 4^\circ$ можно подавить выход продуктов реакций многонуклонных передач в $5 \cdot 10^3$ раз (для угла $\theta_L^{\max} = 1,5^\circ$, типичного для электромагнитных методов сепарации, подавление в $4 \cdot 10^4$ раз), сохранив при этом высокую эффективность сбора

Таблица II

ПАРАМЕТРЫ	SHIP	SASSY	Данная установка
АКСЕПТАНС			
по заряду ($\Delta q/q$)	20%	~100%	100%
по скорости ($\Delta V/V$)	10%	40%	~80%
по углу (θ_L^{\max})	1,5°	1,5°	4°
площадь сбора ядер отдачи	8 см ²	10 см ²	2 см ²
СТЕПЕНЬ ОЧИСТКИ			
от пучка	10^2	10^5	$>10^4$
от продуктов реакций неполного слияния	10^4	$>10^3$	$5 \cdot 10^3$
БЫСТРОДЕЙСТВИЕ	$5 \cdot 10^6 \text{ с}$	10^6 с	10^3 с
Полная эффективность сбора и регистрации продуктов реакций полного слияния	10%	—	50%

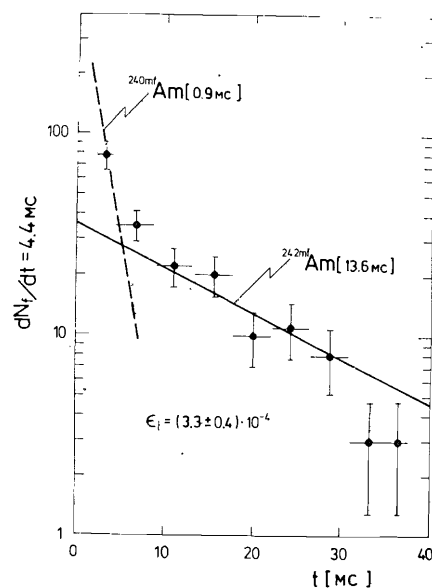
продуктов компаунд-ядер и высокую эффективность их регистрации по спонтанному делению.

Наконец, в последнем опыте этой серии в реакции $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ (206 МэВ) был определен выход изомера $^{242\text{m}}\text{Am}$ непосредственно по его спонтанному делению.

Поскольку средний пробег ^{242}Am составляет $4,25 \text{ мг/см}^2 \text{ Cu}$ (рис. 9), на диск-маску и на диск сборников ядер отдачи были установлены поглотители толщиной $\Delta X_a = 3,55 \text{ мг/см}^2$ и $\Delta X_c = 0,85 \text{ мг/см}^2$ соответственно. После облучения определялось количество треков от осколков спонтанного деления. Кроме того, из сборника ядер отдачи радиохимически выделялась Ам-Гм-фракция, и по интенсивности α -линии с энергией $E_\alpha = 6,11 \text{ МэВ}$ (^{242}Gm) определялось полное количество ядер ^{242}Am , накопленных на сборнике.

Представленное на рис. 10 временное распределение событий, полученное в этом опыте, хорошо описывается кривыми распада двух известных спонтанно делящихся излучателей - изомеров формы: $^{240\text{m}}\text{Am} (T_{1/2} = 0,9 \text{ мс})$ и $^{242\text{m}}\text{Am} (T_{1/2} = 13,6 \text{ мс})$. Найденное из данных этого эксперимента изомерное отношение $\epsilon_i = \sigma(^{242\text{m}}\text{Am}) / \sigma(^{242}\text{Am})$

Рис. 10. Временное распределение событий спонтанного деления в реакции $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ (206 МэВ) при $\theta_L^{\text{max}} = 6^\circ$ в условиях максимального выхода ядер Am :
 $\Delta X_d = 3,55 \text{ мг/см}^2$, $\Delta X_c = 0,9 \text{ мг/см}^2$.



равно $(3,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$. На основе данных по выходу ^{242}Am в реакции $^{236}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$, угловому распределению, пробегу и изомерному отношению, можно определить ожидаемый уровень фона от спонтанного деления ^{242}Am в опытах по регистрации распада ядер 110 элемента. Этот уровень соответствует сечению

$$\sigma(E, \theta_L, R, \epsilon_i) = \sigma(E) \epsilon_{\theta_L} \epsilon_R \epsilon_i = 5,3 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2 \cdot 5 \cdot 10^{-3} \cdot 4 \cdot 10^{-2} \cdot 3,3 \cdot 10^{-4} \cdot 3 \cdot 10^{-37} \text{ см}^2 = 0,3 \text{ pb.}$$

Полученное значение сечения определяет предельную чувствительность в экспериментах по синтезу спонтанно делящихся продуктов распада компаунд-ядер с $Z = 110$ в реакции $^{236}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$. В заданной геометрии она соответствует регистрации одного события спонтанного деления ^{242}mAm при облучении интегральным потоком $3 \cdot 10^{18}$ ионов ^{40}Ar .

Отметим, что в реакции $^{235}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ сечение образования ^{242}Am , как следует из таблицы I, уменьшается почти в 20 раз, что практически полностью исключает фон от спонтанного деления этого нуклида.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОИСКУ СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ПРОДУКТОВ РАСПАДА КОМПАУНД-ЯДЕР С $Z = 110$

В общей сложности нами было проведено 2 серии опытов, в которых варьировались условия сбора ядер отдачи и энергии ионов ^{40}Ar , бомбардирующей мишень ^{236}U .

В экспериментах первой серии угол сбора ядер отдачи был ограничен $\theta_L^{\text{max}} = 6^\circ$, а толщина поглотителя и сборника составляла $0,75 \text{ мг/см}^2$ и $2,1 \text{ мг/см}^2$ соответственно. Энергия ионов была выбрана равной: $E_L = 212, 218$ и 232 МэВ. Результаты представлены в таблице III, а временное распределение событий спонтанного деления показано на рис. 11 (a, b, c). Там же приведено суммарное временное распределение событий в опытах этой серии (11, d), которое указывает на присутствие, по крайней мере, двух активностей: короткоживущей с $T_{1/2} \sim 1$ мс и значительно более долгоживущей с $T_{1/2} \sim 10$ мс. Короткоживущая активность связана с распадом спонтанно делящегося изомера $^{240\text{m}}\text{Am}$ ($T_{1/2} = 0,9$ мс).

Действительно, в реакции $^{236}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ ядра ^{240}Am образуются с большим сечением ($\sigma \sim 0,15$ мб). Полагая, что изомерное отношение для двух изотопов Am с массой 240 и 242 остается постоянным, можно прийти к заключению о том, что основная доля событий в начальном участке временной шкалы ($2 \leq t \leq 4$ мс) во всех трех опытах обусловлена спонтанным делением $^{240\text{m}}\text{Am}$. С увеличением энергии ионов от 212 до 232 МэВ выход этой активности слабо меняется.

Таблица III

Индекс по рис.11	Мишень (мг/см^2)	$E_L(^{40}\text{Ar})$ (МэВ)	Поток $\cdot 10^{18}$	Аксептанс θ_L^{max}	Толщина (мг/см^2)		Число треков $^{242\text{m}}\text{Am}$			Сечение образования SF-излучателя ($T_{1/2} \sim 10$ мс) (пикобарны)
					поглотит. ΔX_d	сборника ΔX_c	$2 \leq t \leq 4$ (мс)	$4 \leq t \leq 8$ (мс)	$t > 8$ (мс)	
a	$^{236}\text{U}(0,57)$	212	0,9	6°	0,75	2,1	6*	8	(15)	10 ± 35
b		218	0,4				3	3	(11)	7 ± 4
c		232	0,55				5	1	(11)	< 3
e		206	1,0	4°	0,85	0,9	0	4	$0,4 \pm 0,1$	11 ± 6
f		227	0,85	4°	0,85	1,4	0	0		< 2
g	$^{232}\text{Th}(0,75)$	206	0,8	6°	0,9	1,7	1	0		< 2
h	$^{235}\text{U}(0,62)$	203	0,6	6°	0,6	1,4	1	3	$< 0,1$	6 ± 4

* В этом временном интервале регистрируется 16% от полного выхода $^{240\text{m}}\text{Am}$.

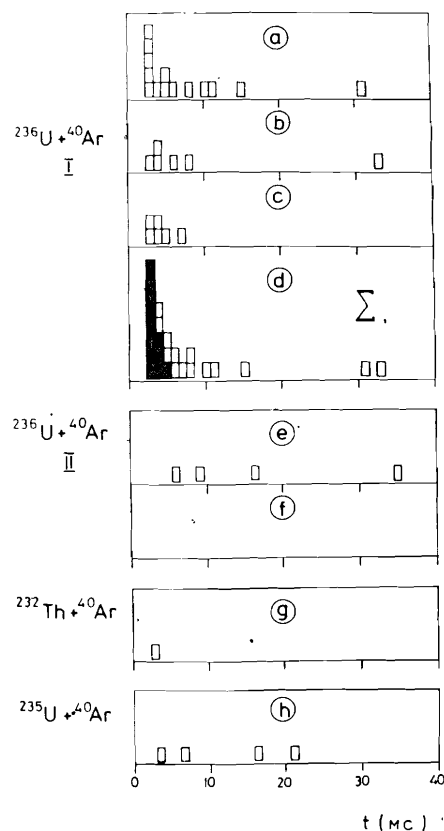


Рис. 11. Временные распределения событий спонтанного деления в интервале от 2 до 38 мс.

a, b, c - реакция $^{236}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ с энергией ионов 212, 218 и 232 МэВ соответственно (опыты I серии);

d - суммарное распределение $\Sigma = a + b + c$;

e, f - реакция $^{236}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ с энергией 206 и 227 МэВ соответственно (опыты II серии).

Условия экспериментов представлены в таблице III.

g, h - данные контрольных опытов.

Аналогичный анализ, проведенный для долгоживущей компоненты, показывает, что в эксперименте при $E_L = 212$ МэВ лишь небольшая часть событий спонтанного деления ($\sim 20\%$) может быть отнесена к распаду $^{242}\text{mF}_{\text{Am}}$. Отметим также, что выход долгоживущей активности несколько убывает с увеличением энергии ионов.

Во второй серии опытов были выбраны более жесткие условия: максимальный угол сбора ядер отдачи был уменьшен до $\theta_L^{\text{max}} = 4^\circ$ и толщина сборника до $\Delta X_C = 0,9$ мг/см². В эксперименте при облучении мишени ^{236}U интегральным потоком $1 \cdot 10^{18}$ ионов ^{40}Ar с энергией $E_L = 206$ МэВ было зарегистрировано 4 трека осколков спонтанного деления; их положение на временной шкале дано на рис. 11 e. После облучения из сборников ядер отдачи радиохимическим методом была выделена $\text{Am}-\text{Fm}$ фракция. Из спектра α -излучения, полученного в течение 10-дневной экспозиции это-

го образца, были определены интенсивности линий $E_\alpha = 6,11$ МэВ (^{242}Cm) и $6,29$ МэВ (^{240}Cm), по которым, в свою очередь, было определено количество ядер ^{242}Am , накопившихся в сборнике за время облучения. Отсюда было оценено число событий спонтанного деления $^{242}\text{mF}_{\text{Am}}$ в данном эксперименте. Оно оказалось равным: $N_f (^{242}\text{mF}_{\text{Am}}) = 0,4 \pm 0,1$ (ожидаемое значение: $0,3 \pm 0,1$).

Таким образом, наблюдаемый выход активности с $T_{1/2} \sim 10$ мс примерно на порядок превосходит фон от спонтанного деления $^{242}\text{mF}_{\text{Am}}$.

Затем эксперимент был повторен в тех же условиях при энергии ионов $E_L = 227$ МэВ^x. Здесь после облучения ($0,85 \cdot 10^{18}$ ионов) во всем временном интервале измерения от 2 до 38 мс не было зарегистрировано ни одного события спонтанного деления.

Сравним теперь результаты опытов первой и второй серии. Рассмотрим сначала данные, полученные при минимальной энергии ионов.

1. Изменение условий сбора ядер отдачи в опытах второй серии ($\theta_L^{\text{max}} = 4^\circ$, $\Delta X_C = 0,85$ мг/см²) согласно ранее полученным зависимостям (рис. 8 и 9) должно привести к уменьшению выхода продуктов реакций многонуклонных передач в области $\text{Am}-\text{Fm}$ примерно в 6 раз. Этот эффект хорошо проявляется для $^{240}\text{mF}_{\text{Am}}$: в опыте с более жесткой угловой коллимацией и более тонким сборником осколки спонтанного деления с $T_{1/2} \sim 1$ мс отсутствуют. Вместе с тем, выход долгоживущей активности уменьшился примерно вдвое.

2. На основе данных, полученных в опытах II серии, можно рассчитать вклад спонтанного деления $^{242}\text{mF}_{\text{Am}}$ в экспериментах, проведенных при $\theta_L^{\text{max}} = 6^\circ$ и $\Delta X_C = 2,1$ мг/см². В таблице III эти данные приведены в скобках. Видно, что и в этом случае при $E_L = 212$ МэВ наблюдаемое число треков осколков спонтанного деления в несколько раз превосходит фон, обусловленный распадом $^{242}\text{mF}_{\text{Am}}$.

Сечения образования ядер, испытывающих спонтанное деление с $T_{1/2} \sim 10$ мс при различных значениях энергии ионов ^{40}Ar , представлены на рис. 12. Несмотря на большие статистические ошибки, видно, что максимальное значение сечения соответствует $E_L = 206-210$ МэВ; с увеличением энергии ионов на ~ 20 МэВ выход осколков уменьшается в несколько раз.

3. При энергии $E_L = 210$ МэВ средний пробег в меди продуктов, образующихся после испарения нейтронов из компаунд-ядра с $Z = 110$, составляет около $1,6$ мг/см²^{19/}. Профиль пробегов, согласно данным работы^{20/},

^x С целью повышения эффективности сбора ядер отдачи толщина сборника была увеличена до $1,3$ мг/см².

может быть представлен распределением Гаусса с параметром

$$\sigma = \overline{R}(\gamma / 6)^{1/2} \approx 0,5 \text{ мг/см}^2.$$

Отсюда следует, что толщина сборника $\Delta X_c = 0,9 \text{ мг/см}^2$ недостаточна для остановки всех ядер отдачи с энергией $\delta_R = 0,1 \text{ МэВ/нуклон}$ (рис. 13а). Тогда из сравнения выхода осколков в этом эксперименте с данными, полученными для более толстого сборника ($\Delta X_c = 2,1 \text{ мг/см}^2$), можно оценить средний пробег ядер отдачи в меди $1,1 \leq \overline{R} \leq 2,2 \text{ мг/см}^2$, а следовательно, и их энергию, $0,07 \leq \delta_R \leq 0,16 \text{ МэВ/нуклон}$.

4. Если увеличение выхода осколков деления связано с толщиной сборника, то изменение угла θ_L^{max} от 4° до 6° мало меняет эффективность сбора ядер отдачи. Такая закономерность должна наблюдаться при полном слиянии, так как в наших условиях примерно 70% продуктов реакции ($^{40}\text{Ar}, \text{xp}$) попадают в интервал углов $\theta_L \leq 4^\circ$ (рис. 13б). Отметим, что для реакции неполного слияния картина обратная: с увеличением угла θ_L вплоть до угла грейзинга сечение реакции сильно возрастает.

Проведенный выше анализ экспериментальных данных указывает на существенное различие в кинематике реакций, приводящих к образованию спонтанно делящихся изомеров и излучателя с $T_{1/2} \sim 10 \text{ мс}$. Для последнего функция возбуждения, угловое распределение и энергия отдачи близки к тому, что ожидается для продуктов реакции полного слияния, протекающих с образованием компаунд-ядра.

$$\gamma = \frac{4A_1 \cdot A_2}{(A_1 + A_2)^2}, \text{ где } A_1, A_2 - \text{ массовые числа иона и тормозящей среды.}$$

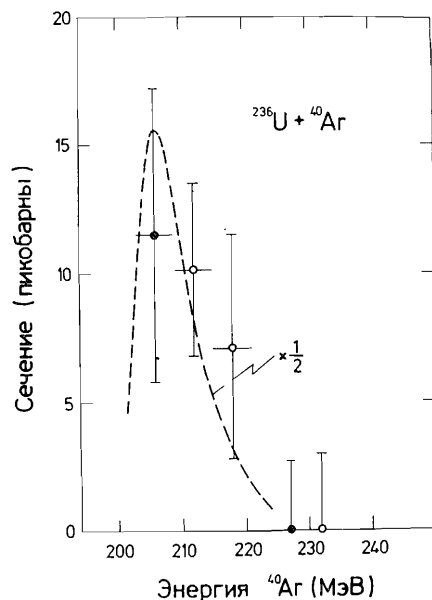
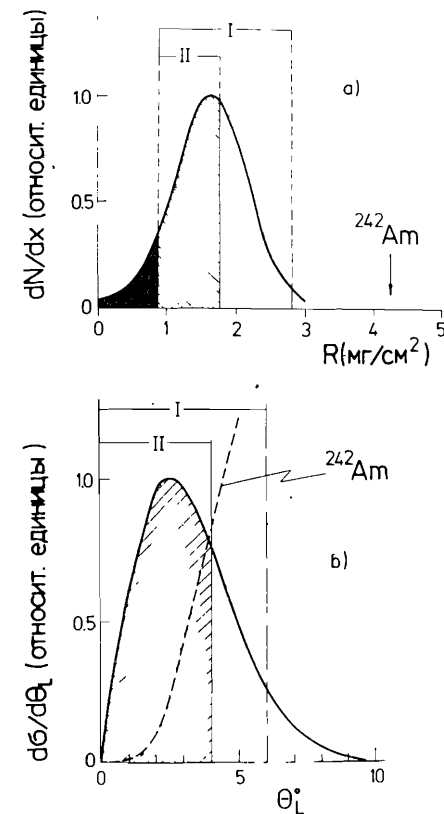


Рис. 12. Сечение образования спонтанно делящихся ядер с $T_{1/2} \sim 10 \text{ мс}$ в реакции $^{236}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ в зависимости от энергии ионов ^{40}Ar . Открытые кружки и черные точки - опыты I и II серий соответственно. Пунктирная кривая - расчет для реакции с испарением 4 нейтронов [22].

Рис. 13. а) Расчетный профиль пробегов ядер в реакции $^{236}\text{U} (^{40}\text{Ar}, \text{xp}) ^{276-x}110$.

Зачерненная область соответствует толщине поглотителя ядер отдачи $\Delta X_a = 0,9 \text{ мг/см}^2$. Заштрихованная область соответствует толщине сборника $\Delta X_c = 0,9 \text{ мг/см}^2$ (опыты II серии). Стрелкой показан средний пробег ядер ^{242}Am .

б) Расчетное угловое распределение ядер $^{276-x}110$ ($x = 4$). Заштрихованная область соответствует $\theta_L^{\text{max}} = 4^\circ$ (опыты II серии). Пунктирная кривая - угловое распределение ^{242}Am .



КОНТРОЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Поскольку образование новых ядер связано с практически полной передачей импульса налетающего иона, рассмотрим реакции с вылетом легких заряженных частиц, наиболее вероятными из которых являются α -частицы.

Процессы подобного типа исследовались нами ранее в реакциях "холодного" слияния при бомбардировке мишеней из ^{208}Pb ионами ^{40}Ar , $^{48-50}\text{Ti}$, ^{54}Cr , ^{55}Mn с энергией до $5,5 \text{ МэВ/нуклон}$ [1]. Было показано, что вклад каналов ($\text{HI}, \alpha, \text{xp}$) и ($\text{HI}, \text{p}, \text{xp}$) пренебрежимо мал по сравнению с основным каналом (HI, xp) при всех значениях $0 \leq x \leq 3$. Есть все основания полагать, что и при облучении изотопов урана ионами

^{40}Ar с энергией $E_L \approx 5,2$ МэВ/нуклон, подобная ситуация также будет иметь место. Вместе с тем, некоторый кинематический анализ возможно-го вклада реакции $^{236}\text{U} (^{40}\text{Ar}, \alpha, \text{xp}) ^{272-x}\text{108}$ можно провести на основе полученных результатов.

При вылете α -частиц, образующихся в прямой реакции или испаряющихся из составной системы $^{276}\text{110}$, меняется энергия ядер отдачи и увеличивается их угловая дисперсия. Это обстоятельство должно приводить к заметно более сильному изменению эффективности сбора ядер отдачи при изменении толщины сборника и угла θ_L^{max} от 4° до 6° , чем это имеет место в наших измерениях.

Не исключено, наконец, что наблюдаемое спонтанное деление обусловлено распадом дочерних ядер с $Z = 108, 106$, которые образуются в цепочке последовательных α -распадов: $^{276-x}\text{110} \xrightarrow{\alpha} ^{272-x}\text{108} \xrightarrow{\alpha} ^{268-x}\text{106}$.

Тогда можно полагать, что этот нуклид должен наблюдаться также в реакции $^{232}\text{Th} (^{40}\text{Ar}, \text{xp}) ^{272-x}\text{108}$. Поэтому был поставлен отдельный эксперимент, в котором мишень ^{232}Th ($0,75$ мг/см²) облучалась интегральным потоком ионов ^{40}Ar ($0,8 \cdot 10^{18}$) в условиях максимального сбора ядер отдачи ($\theta_L^{\text{max}} = 6^\circ$; $\Delta X_c = 1,7$ мг/см²). Здесь не было зарегистрировано ни одного осколка спонтанного деления в диапазоне измерений $3 \text{ мс} \leq t \leq 38 \text{ мс}$ (таблица III, рис. 11g), что соответствует граничному сечению образования спонтанно делящихся ядер с $T_{1/2} \sim 10$ мс на уровне ~ 2 пб.

Рассмотрим теперь каналы, связанные с каскадным испарением нейтронов из возбужденного компаунд-ядра.

Согласно расчетам, проведенным в различных версиях статистической модели распада компаунд-ядер $^{222}, ^{231}$, наибольшие сечения при $E = 206-210$ МэВ имеют реакции с вылетом 3 и 4 нейтронов (преимущественно 4-х нейтронов).

Однако эти расчеты базируются на классическом механизме образования и распада компаунд-ядра с высоким барьером деления, без учета динамических запретов на слияние сложных ядер, вклада подбарьерного слияния, а также на предположении о том, что эмиссия нейтронов начинается после того, как система достигла равновесной конфигурации.

Реальная ситуация может отличаться от этой классической картины, а следовательно, и соотношение вероятностей испускания разного числа нейтронов может быть значительно отличным от ожидаемого. К сожалению, из-за малого сечения чувствительность наших экспериментов не позволяет измерить функцию возбуждения с такой точностью, чтобы заметить разницу в положении максимумов, соответствующих испусканию 3 или 4 нейтронов.

В этих условиях целесообразнее варьировать массу компаунд-ядра. Для этого мы провели эксперимент по облучению мишени из ^{235}U

($0,62$ мг/см²) 99,99% изотопного обогащения. Интегральный поток ионов ^{40}Ar (203 МэВ) в данном эксперименте был $0,6 \cdot 10^{18}$. В интервале времен от 4 мс до 38 мс было зарегистрировано 3 трека осколков спонтанного деления (таблица III, рис. 11h). Это соответствует сечению примерно вдвое ниже того, что наблюдалось в экспериментах с мишенью ^{236}U .

Если предположить, что в обоих случаях мы наблюдаем распад одного и того же нуклида (этому не противоречит временное распределение событий в реакции $^{235}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$), то соотношение сечений $\frac{\sigma(^{235}\text{U})}{\sigma(^{236}\text{U})}$ при энергии возбуждения компаунд-ядра $E_x = 40 \pm 5$ МэВ свидетельствует в пользу реакций с вылетом 3 и 4 нейтронов, приводящих к образованию четно-четного ядра $^{272}\text{110}$ ($N = 162$).

Поскольку массовое число получено косвенным способом, желательно его определить независимым методом. Однако в дальнейшем, при обсуждении стабильности тяжелых ядер относительно спонтанного деления, мы будем полагать, что его масса равна $A = 272$.

РАДИОАКТИВНЫЕ СВОЙСТВА

Экспериментальные данные о свойствах трансаактинидных элементов, синтезированных в реакциях "холодного" слияния, явились основой развития различных теоретических подходов для расчета стабильности тяжелых ядер относительно различных мод их радиоактивного распада $^{13}, ^{24}, ^{25}$. В целом, с различной степенью точности была описана вся совокупность известных к настоящему времени данных.

Каждый метод расчета дает также определенные предсказания о радиоактивных свойствах неизвестных ядер. Здесь, однако, как будет показано ниже, появились большие расхождения.

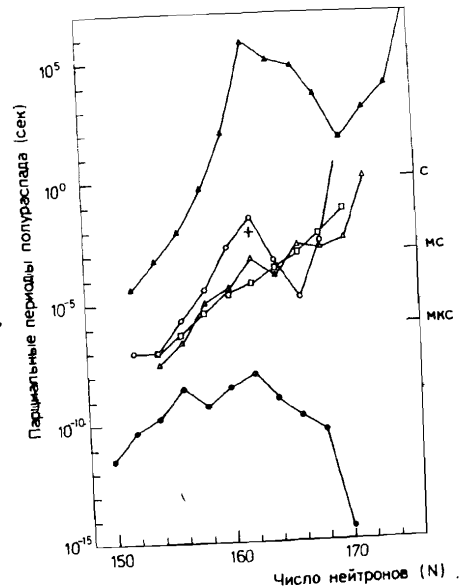
Как видно из рис. 14, периоды α -распада четно-четных изотопов 110 элемента в области $N = 160 \pm 162$ варьируются в пределах двух порядков (от 0,1 до 30 мс), что является следствием различных методов расчета масс ядер в основном состоянии, особенно вблизи подболочки $N = 162$. Громадное расхождение имеет место для спонтанного деления: две модели предсказывают парциальные периоды T_{sp} , отличающиеся на 12-13 порядков; для ядра $^{272}\text{110}$ ($N = 162$) они составляют 10^{-8} с и 10^5 с!

Предполагая, что при облучении ^{235}U и ^{236}U ионами ^{40}Ar короткоживущие компоненты в наблюдавшихся нами распределениях треков осколков спонтанного деления связаны с распадом $^{240\text{mf}}\text{Am}$ ($T_{1/2} = 0,9$ мс), а более долгоживущие с распадом одного и того же нуклида, для его периода полураспада получаем величину $T_{1/2} = 8_{-2}^{+5}$ мс.

Указанное значение превышает предсказанное Г.А.Леандером и др. /13/ для $^{272}_{110}$ примерно на 6 порядков. Не исключено, что наряду со спонтанным делением этот нуклид испытывает в заметной доле случаев также и α -распад (рис. 14).

Рис. 14. Расчетные парциальные периоды α -распада (открытые символы) и спонтанного деления (черные символы) изотопов 110 элемента.

Точки - данные работы Г.А.Леандера и др. /13/, треугольники - К.Бёнига и др. /24/, открытые квадраты - расчеты Н.Н.Колесникова и А.Г.Демина. Крестиком показано значение периода полураспада для $N=162$, полученное в настоящей работе.



Проверка этой гипотезы требует постановки опыта, нацеленного на регистрацию α -частиц начального ядра и генетически связанных с ними α -частиц или осколков спонтанного деления дочерних ядер. Подобная методика может быть использована также для исследования соседних с $^{272}_{110}$ четно-нечетных ядер, которые, по всей вероятности, являются α -излучателями.

ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты настоящей работы сводятся к следующему.

1. Разработана методика, позволяющая на основе различий в кинематических характеристиках реакций полного и неполного слияния ядер надежно выделять канал, приводящий к образованию компаунд-ядер. Спонтанно выделяющиеся продукты распада компаунд-ядер могут быть обнаружены с чувствительностью, соответствующей сечению их образования на уровне ~ 1 пб (10^{-36} см²).

2. В реакциях $^{235,236}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ вблизи кулоновского барьера с сечением ~ 10 пб образуется нуклид, испытывающий спонтанное деление с периодом полураспада ~ 0.01 с. Зависимость сечения образования этого нук-

лида от энергии ионов ^{40}Ar , энергия отдачи и угловое распределение близки к тому, что ожидается для продуктов реакции полного слияния.

3. Из сопоставления экспериментальных значений сечений образования спонтанно делящегося нуклида, полученных в реакциях $^{235,236}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ с расчетами и результатами контрольных опытов $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$, нам представляется наиболее вероятным отнести наблюдаемую активность к распаду ядра с $Z = 110$.

Следует отметить, что период полураспада этого нуклида в пределах ошибок совпадает с данными, полученными для излучателя, наблюдавшегося в реакции $^{232}\text{Th} + ^{44}\text{Ca}$ в наших опытах 1986 г. /12/

В целом вся совокупность проведенных опытов свидетельствует о возможности дальнейшего продвижения в область новых трансактинидных элементов на основе реакций "горячего" слияния сложных ядер /26/. Вместе с тем, прежде чем приступить к этой работе, было бы весьма желательно воспроизвести результаты наших опытов по синтезу 110 элемента независимым способом.

Мы глубоко благодарны академику Г.Н.Флерову за идею, которая легла в основу нового подхода к синтезу тяжелых элементов, за активную поддержку и плодотворные обсуждения на всех этапах выполнения данной работы.

Считаем своим долгом поблагодарить наших товарищей по работе В.Б.Кутнера и Б.Н.Гикала и руководимый ими персонал ускорителя У-400 за обеспечение данных экспериментов интенсивным пучком ионов с требуемыми параметрами в течение длительного времени облучений, В.К.Утенкова и И.В.Широковского за помощь в проведении облучений, Ю.С.Короткина, К.Винде, Э.Трегер, М.Константинеску за проведение многочисленных опытов по радиохимическому разделению продуктов реакции; К.И.Меркину, Л.П.Кулькину, И.В.Иванову за проведение измерений редких событий радиоактивного распада образующихся ядер, а также Ю.А.Музычку, Б.И.Пустыльника и Е.А.Черепанова за расчеты, необходимые при обработке и интерпретации экспериментальных результатов.

Приносим благодарность проф. И.И.Зваре, докторам физ.-мат.наук Г.М.Тер-Акопяну, В.В.Волкову, кандидатам физ.-мат.наук Ю.А.Лазареву, С.А.Карамяну, А.Г.Демину за ценные замечания, сделанные в процессе обсуждения и написания данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yu.Ts.Oganessian. *Radiochimica Acta*, 37, 113 (1984).
2. P.Armbruster. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.* 35, 135 (1985).
3. Yu.Ts.Oganessian. In *Classical and Quantum Mechanical Aspects of Heavy Ion Collision, Lecture Notes in Physics*, v.33, Springer-Verlag Heidelberg (1975), p.221.
4. S.Cwiok et al. *Nucl. Phys.* A410, 254 (1983).
5. W.I.Swiatecki. *Phys. Scripta.*, 24, 113 (1981).
6. K.T.R.Davies, A.J.Sierk, J.R.Nix. *Phys. Rev.* C28, 629 (1983).
7. S.Björnholm, W.J.Swiatecki. *Nucl. Phys.* A391, 471 (1982).
8. J.R.Blocki et al. Preprint GSI-86-16 Darmstadt, May 1986.
9. G.N.Flerov. *Proc. Int. Conf. Nucl. Phys. Florence*, Aug. 29 - Sep. 3 1983, v.11, p.365 (edited by P.Blaizi and R.Ricci). Tipogr. Com., Bologna 1983.
10. P.Armbruster. *Erice Lectures*, 1986, GSI-Report 86-56.
11. Z.Lojewski, V.V.Pashkevich, S.Cwiok. *Nucl. Phys.* A436, p.499 (1985).
12. Yu.Ts.Oganessian. In *Proc. of the Symposium "10 YEARS of URANIUM BEAM at the UNILAC" GSI Darmstadt* (1986), p.201.
13. G.A.Leander et al. *Proc. 7th Int. Conf. on Nuclear Masses and Fundamental Constants (AMCO-7) Darmstadt-Seeheim* 1984, p.466.
14. R.N.Sagaidack, S.P.Tretjakova. *Nucl.Tracks*, N 1-6, 317 (1986).
15. M.Hussonnois et al. *IPNO-DRE U-03, Orsay* 1984.
Б.Горски и др. Препринт ОИЯИ Р12-86-787, Дубна, 1986.
16. А.Н.Кузнецов и др. Препринт ОИЯИ Р13-85-637, Дубна, 1985.
17. А.С.Ильинов, Е.А.Черепанов. В сб. "Международный симпозиум по синтезу и свойствам новых элементов", Дубна, ОИЯИ, Д7-80-556, стр. 29.
18. В.В.Волков. "Ядерные реакции глубоко-неупругих передач", Москва, Энергоиздат, 1982.
19. R.L.Northcliffe, R.F.Shilling. *Nucl.Data Tables* A7, 1970.
20. Y.Laichter et al. *Phys. Rev.* A26, p.1915 (1982).
21. A.Chiorso et al. *LBL-Report LBL-21975, Berkeley* (1986).
22. Ю.А.Музыка, Б.И.Пустыльник. В сб. "Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов", Д7-83-644, Дубна, 1983, с.420.
23. А.С.Ильинов, Ю.Ц.Оганесян, Е.А.Черепанов, ЯФ, т. 36, в.1, стр. 118 (1982).
24. K.Vönlig et al. *Z. Phys.* A325, 479 (1986).
25. Н.Н.Колесников, А.Г.Демин. *Сообщения ОИЯИ* Р6-9420, Р6-9421, Дубна, 1975.
26. G.N.Flerov, G.M.Ter-Akopian. Preprint E7-87-167, Dubna, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 июня 1987 года.

Оганесян Ю.Ц. и др.

Д7-87-392

Эксперименты по синтезу элемента 110

В реакции $^{235,236}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ вблизи кулоновского барьера с сечением $\sim 10^{-35}\text{см}^2$ наблюдается образование спонтанно делящихся ядер с периодом полураспада около 0,01 с. Зависимость сечения образования этого излучателя от энергии ионов ^{40}Ar , его энергия отдачи и угловое распределение близки к тому, что ожидается для продуктов реакции полного слияния. Из анализа всей совокупности экспериментальных данных представляется наиболее вероятным отнести наблюдаемую активность к распаду ядра с атомным номером 110. Проводится сравнение периода полураспада нового излучателя с расчетными значениями, выполненными в различных теоретических моделях.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод авторов

Oganessian Yu.Ts. et al.

D7-87-392

The Experiments Performed to Synthesize Element 110

The formation of some spontaneously fissioning nuclei with a half-life of about 10 ms and a production cross section of about 10^{-35}cm^2 has been detected near the Coulomb barrier in the $^{235,236}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ reaction. The dependence of the production cross section on ^{40}Ar energy for this activity, its recoil energy and angular distribution are close to those expected for products of the complete fusion reaction leading to compound nucleus formation. On the basis of an analysis of all the available experimental data it is concluded that the activity observed is most likely to be due to the decay of the nucleus with atomic number 110. The half-life of the new activity is compared with the values calculated using various theoretical models.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987