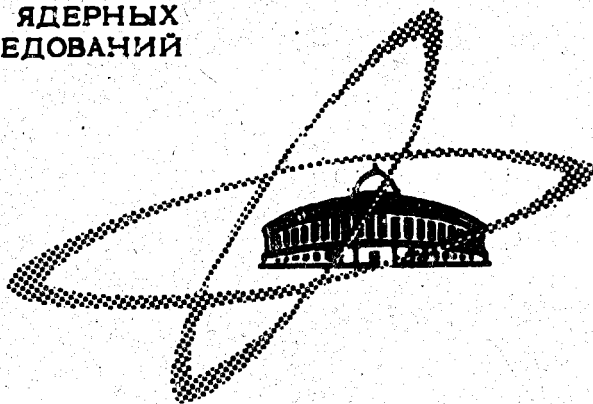


0-361

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

Дз. Энергия 1970, т. 28, № 9/XII-69,
с. 393-400



P7 - 4797

Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, С.П. Третьякова,
Ю.А. Лазарев, И.В. Колесов, К.А. Гаврилов,
В.М. Плотко, Ю.В. Полубояринов

ИДЕНТИФИКАЦИЯ 102-ГО И 104-ГО ЭЛЕМЕНТОВ
С ПОМОЩЬЮ КОЛЛИМАЦИОННОГО МЕТОДА

ДИСКОТОРИИ САНКТ-ПЕТЕРБУРГА

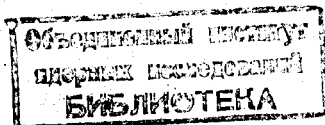
1969

P7 - 4797

Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, С.П. Третьякова,
Ю.А. Лазарев, И.В. Колесов, К.А. Гаврилов,
В.М. Плотко, Ю.В. Полубояринов

ИДЕНТИФИКАЦИЯ 102-ГО И 104-ГО ЭЛЕМЕНТОВ
С ПОМОЩЬЮ КОЛЛИМАЦИОННОГО МЕТОДА

Направлено в АЭ



8108/2 mp

Хорошо известно, что спонтанное деление является одним из фундаментальных свойств, определяющих стабильность тяжелых ядер. Вместе с тем теоретическое описание процесса спонтанного деления связано с большими трудностями, и поэтому предсказания времени жизни ядер по отношению к этому типу распада являются весьма неопределенными. Тем не менее большой экспериментальный материал, накопленный за последние 30 лет, позволяет построить полуэмпирическую систематику, представленную на рис. 1.

Из анализа данных, приведенных на этом рисунке, следует, что при продвижении от урана в сторону больших Z время жизни ядер по отношению к спонтанному делению уменьшается значительно быстрее, чем по отношению к α -распаду. Поэтому можно ожидать, что стабильность чётно-чётных ядер с $Z > 102$ будет определяться, по всей вероятности, их временем жизни относительно спонтанного деления. В случае деления нечётных ядер имеют место запреты $\approx 10^2 - 10^5$.

Исходя из этого, можно было предполагать, что чётно-чётный изотоп $^{260}_{104}$ должен испытывать, в основном, спонтанное деление, так как из простой экстраполяции свойств следует, что время жизни его по отношению к спонтанному делению должно колебаться в пределах от

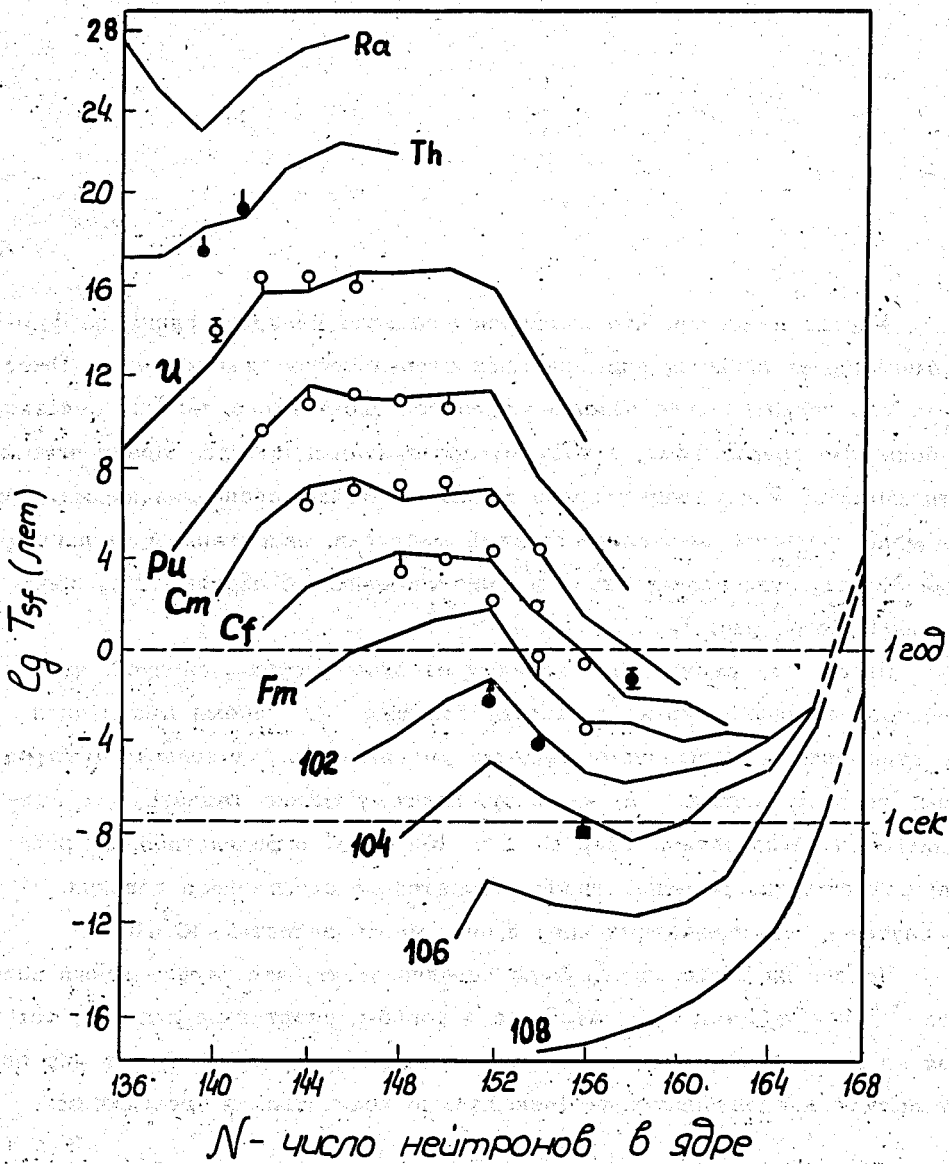


Рис. 1. Систематика периодов спонтанного деления Вайолы и Сиборга.

10^{-3} до 1 сек, а по отношению к α -распаду - от 0,1 до 1 сек.

История открытия 104 элемента хорошо известна /1/, поэтому, опуская описание опытов, кратко напомним основные результаты.

В 1964 году в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ при облучении ^{242}Pu ускоренными ионами ^{22}Ne были синтезированы ядра, испытывающие спонтанное деление с периодом полураспада $t_{s.f.} \approx 0,3$ сек. Функция возбуждения для этого излучателя имела максимум при энергии ионов 112-113 Мэв с шириной на полувысоте $\approx 8-10$ Мэв. В реакциях типа $^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, xn)$, $^{242}\text{Pu} (^{20}\text{Ne}, xn)$, $^{242}\text{Pu} (^{16,18}\text{O}, xn)$ эта активность не наблюдалась. Из совокупности данных можно было предполагать, что в наших опытах образуется изотоп 104-го элемента (по всей вероятности, чётно-чётный с массой 260) в реакции полного слияния с последующим испарением из возбужденного ядра $^{264}104$ определенного числа нейтронов.

Полученные результаты легли в основу следующих экспериментов, в которых была сделана попытка идентифицировать наблюдаемый спонтанно делящийся изотоп с помощью химических методов, принимая во внимание, что актинидный ряд элементов заканчивается на $Z = 103$. Было показано, что по химическим свойствам наблюдавшийся спонтанно делящийся изотоп существенно отличается от элементов актинидного ряда и близок к семейству Zr, Hf, что и предполагалось для 104 элемента /2/. Таким образом, было сделано заключение о том, что синтезированный нами излучатель в реакции $^{242}\text{Pu} (^{22}\text{Ne}, xn)$ является изотопом элемента 104.

Авторами работ было предложено назвать новый элемент курчатовием в честь выдающегося физика И.В.Курчатова, с именем которого связано развитие многих направлений физики атомного ядра, в том числе проблемы синтеза и изучения трансурановых элементов в СССР.

В 1968-1969 г.г. в Радиационной лаборатории Калифорнийского университета (Беркли) были проведены опыты по синтезу тяжелых изотопов $^{102}_{3/}$ и $^{104}_{4/}$ элементов $^{14/}$. В ядерных реакциях при облучении мишеней ^{248}Cm и ^{249}Cf ионами ^{12}C , ^{13}C , ^{16}O и ^{18}O получены изотоп $^{258}\text{102}$ и изотопы элемента 104 с массовыми числами 257, 258, 259 и $^{261}_{5/}$. В таблице 1 представлены реакции и свойства синтезированных изотопов. Из таблицы видно, что нечетные изотопы $^{257}\text{104}$ и $^{259}\text{104}$ являются излучателями α -частиц со сложным спектром и периодами полураспада 4,5 и 3 сек соответственно. Изотоп $^{261}\text{104}$ имеет период полураспада около одной минуты и, согласно последним данным, в 20% случаев испытывает спонтанное деление $^{5/}$. Четно-четные изотопы $^{258}\text{102}$ и $^{258}\text{104}$ испытывают спонтанное деление с периодами полураспада 1 и 10 мсек соответственно.

Попытки синтеза изотопа $^{260}\text{104}$ привели к отрицательным результатам, что, по мнению авторов $^{5/}$, связано с очень коротким его периодом полураспада ($\tau_{\text{S.F.}} \leq 10^{-4}$ сек).

Полученные в Беркли данные существенно меняют представление о свойствах ядер в области $Z = 104$ по сравнению с тем, что имело место несколько лет тому назад. Действительно, с учетом новых данных систематика периодов полураспада четно-четных изотопов тяжелых ядер выглядит теперь так, как это показано на рис. 2. При удалении от подболочки $N = 152$ наблюдается существенное уменьшение стабильности ядер: увеличение массы ядра ($Z = 104$) на два нейтрона приводит к уменьшению периода спонтанного деления примерно в 10^5 раз. Ожидаемый период полураспада для ядра $^{260}\text{104}$ оказывается равным $\approx 10^{-7}$ сек, что в миллион раз меньше, чем предполагалось ранее. Наряду с этим для нечетных изотопов 104 элемента по мере удаления от подболочки $N = 152$ резко возрастает запрет на спонтанное деление. Так, например, если для $^{257}\text{104}$ запрет составляет примерно 5-10, то для $^{259}\text{104} \approx 10^5$ и, наконец, для $^{261}\text{104} \approx 10^{10} - 10^{11}$.

ТАБЛИЦА №1

Реакция	Ядро	Тип распада	Период полураспада
$^{249}_{98}\text{Cf} (^{12}\text{C}, 4n)$	$^{257}_{104}$	α -распад $E_{\alpha} = 8,7 - 9,0 \text{ МэВ} (4 \text{ линии})$	4,5 сек
$^{249}_{98}\text{Cf} (^{12}\text{C}, 3n)$	$^{258}_{104}$	спонтанное деление	$0,011 \pm 0,002 \text{ сек}$
$^{249}_{98}\text{Cf} (^{13}\text{C}, 3n)$	$^{259}_{104}$	α -распад $E_{\alpha} = 8,77 \text{ и } 8,86 \text{ МэВ}$	3 сек
$^{248}_{98}\text{Cm} (^{16}\text{O}, 5n)$	$^{259}_{104}$	— " —	— " —
$^{248}_{98}\text{Cm} (^{16}\text{O}, 4n)$	$^{260}_{104}$	Не наблюдался	
$^{248}_{98}\text{Cm} (^{18}\text{O}, 5n)$	$^{261}_{104}$	α -распад	$\sim 60 \text{ сек}$

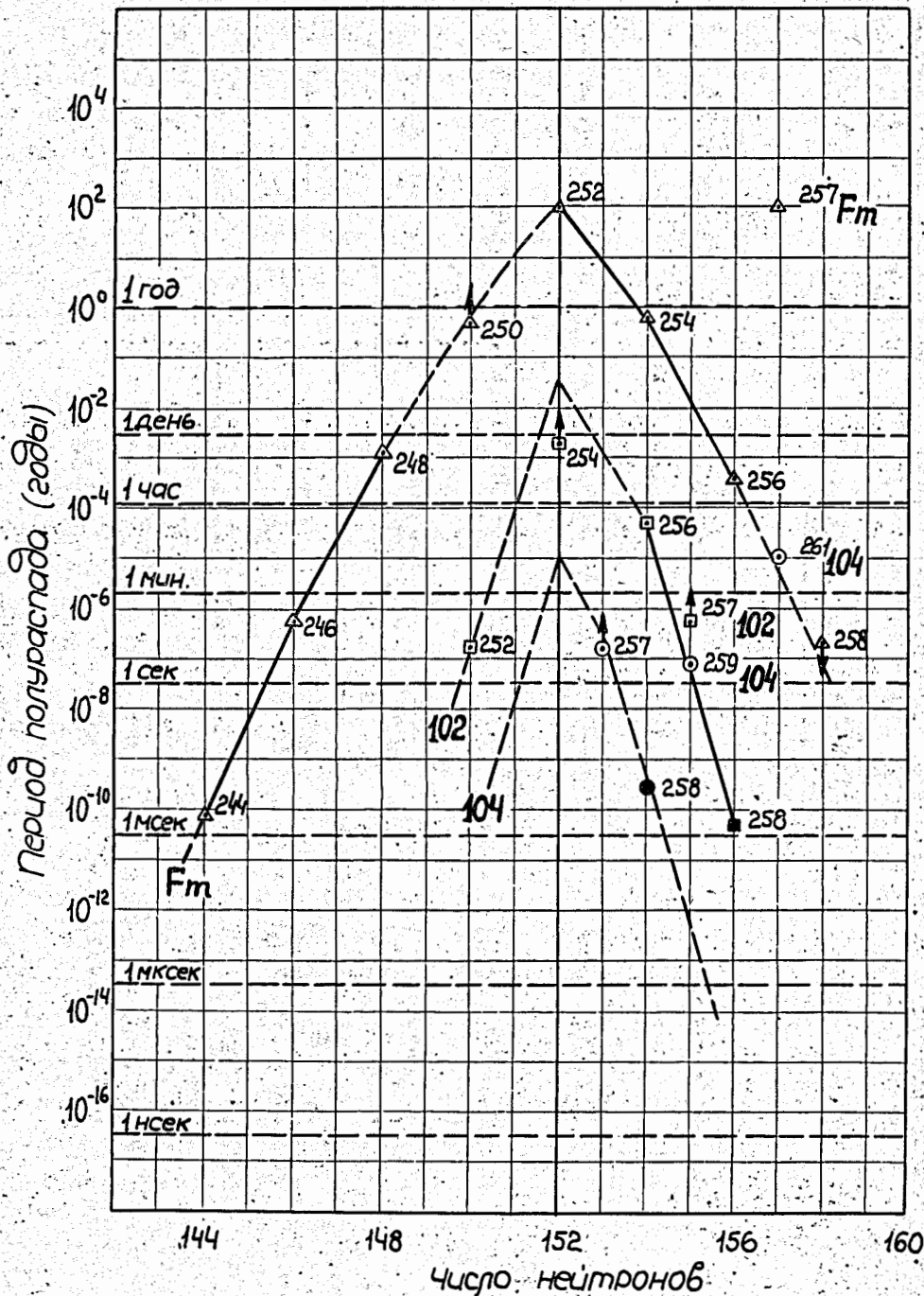


Рис. 2. Систематика периодов спонтанного деления Нурмия и Сиккеланда ^{18/}

Таким образом, очевидно, что результаты американских опытов находятся в сильном противоречии с данными о свойствах изотопа курчатовия, синтезированного в Дубне.

В связи с этим мы позволим себе сделать несколько замечаний. При идентификации изотопов физическими методами по существу исследуются закономерности протекания ядерной реакции, которая должна приводить к образованию нового элемента. Наиболее удобными являются реакции полного слияния с последующим испарением нескольких нейтронов. В этом случае, используя статистическую модель, можно рассчитать зависимость вероятности образования нового изотопа от энергии возбуждения составного ядра и определить, казалось бы, таким образом, не только заряд, но и массу изотопа в основном состоянии.

В действительности ситуация значительно сложнее. Все сказанное выше справедливо, если абсолютно исключена возможность фона, т.е. если в заданной комбинации мишень - частица в результате совершенно иного канала реакции не образуется радиоактивный продукт, свойства которого оказываются весьма близкими к тому, что ожидается для реакции (Н.И., хп).

Для тяжелого элемента, испытывающего спонтанное деление, подобный фон возникает из-за образования спонтанно делящихся изомеров. В настоящее время уже известно большое количество изотопов в области U-Cm с периодами полураспада относительно спонтанного деления от 10^{-8} до 10^2 сек, которые образуются с относительно большими сечениями в реакциях с тяжелыми ионами. Это обстоятельство вносит большие трудности в определение Z нового элемента. Так, например, если в реакции $^{248}\text{Cm}(^{13}\text{C}, 3\text{п})^{258}102$ наблюдается спонтанное деление с $\tau_{\text{s.f.}} \approx 1$ мсек, то следует обратить внимание на возможность образования в этой же комбинации мишень-частица изотопа $^{244\text{m}}\text{Am}$ ($\tau_{\text{s.f.}} = 1,1$ мсек). Аналогично этому в реакции $^{249}\text{Cf}(^{13}\text{C}, 4\text{п})^{258}104$

возможно образование $^{242m1}\text{Am}$ с периодом полураспада $T_{S.F.} = 14$ мсек — весьма близким к тому, что наблюдается для $^{258}\text{102}$. Отметим также, что даже если известен порядковый номер, определение массового числа нового излучателя связано с большими трудностями. Ожидаемая теоретически четкая картина функций возбуждения с положением максимумов, строго соответствующим вылету из составного ядра заданного числа нейтронов, оказывается в действительности искаженной из-за сильной делимости этих ядер и влияния кулоновского барьера. На рис. 3 представлены функции возбуждения для реакций $^{242}\text{Pu}(^{22}\text{Ne}, xn)$, где $x = 3, 4, 5$ и 6 , полученные расчетным путем в работе Т. Сиккеланда /1/. Видно, что положения максимумов функций возбуждения реакций полного слияния с испарением 3-х, 4-х и 5-ти нейтронов практически совпадают, что сразу вносит неопределенность в 3 массовые единицы. Более того, при определенных условиях функции возбуждения обменных реакций оказываются достаточно близкими к представленным на рис. 3. Поскольку сказанное выше в полной мере относится и к опытам /1/, в которых физическими методами был идентифицирован изотоп курчатовия, в дальнейшем была разработана специальная химическая методика, с помощью которой было показано, что наблюдаемый в физических опытах излучатель осколков спонтанного деления является изотопом трансактинидного элемента с $Z = 104$. Лишь после этого авторы пришли к выводу, что синтезирован элемент 104.

Вместе с тем возможен другой подход к определению Z элемента, образующегося в ядерной реакции с тяжелыми ионами. Если в качестве бомбардирующих ядер используются ускоренные тяжелые ионы, то в случае полного слияния ядро имеет вполне определенный и строго направленный импульс вперед, а испаряющиеся из составного ядра нейтроны сообщают ядру отдачи незначительный импульс в перпендикулярном направлении. Вследствие этого в угловом распределении ядер

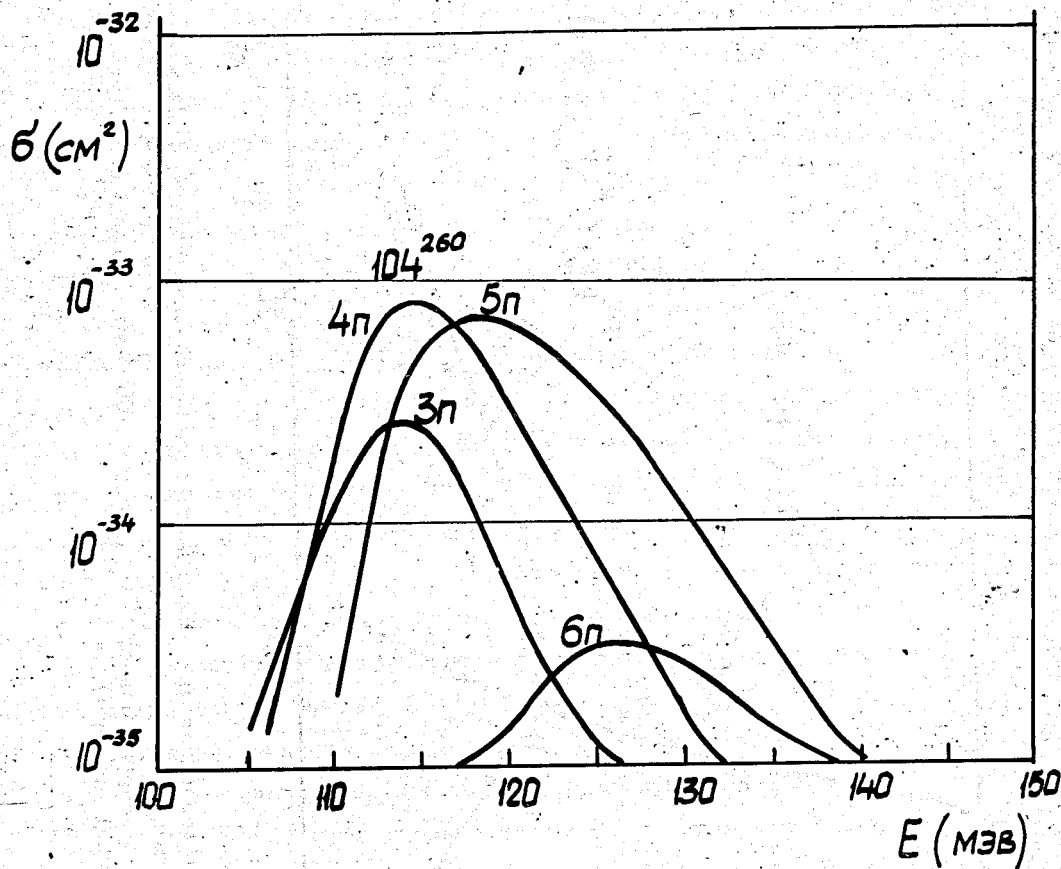


Рис. 3. Функции возбуждения реакций полного слияния $^{242}\text{Pu}(^{22}\text{Ne}, xn)^{264-x}\text{104}$, $x = 3, 4, 5, 6$, полученные расчётным путем в работе/10/.

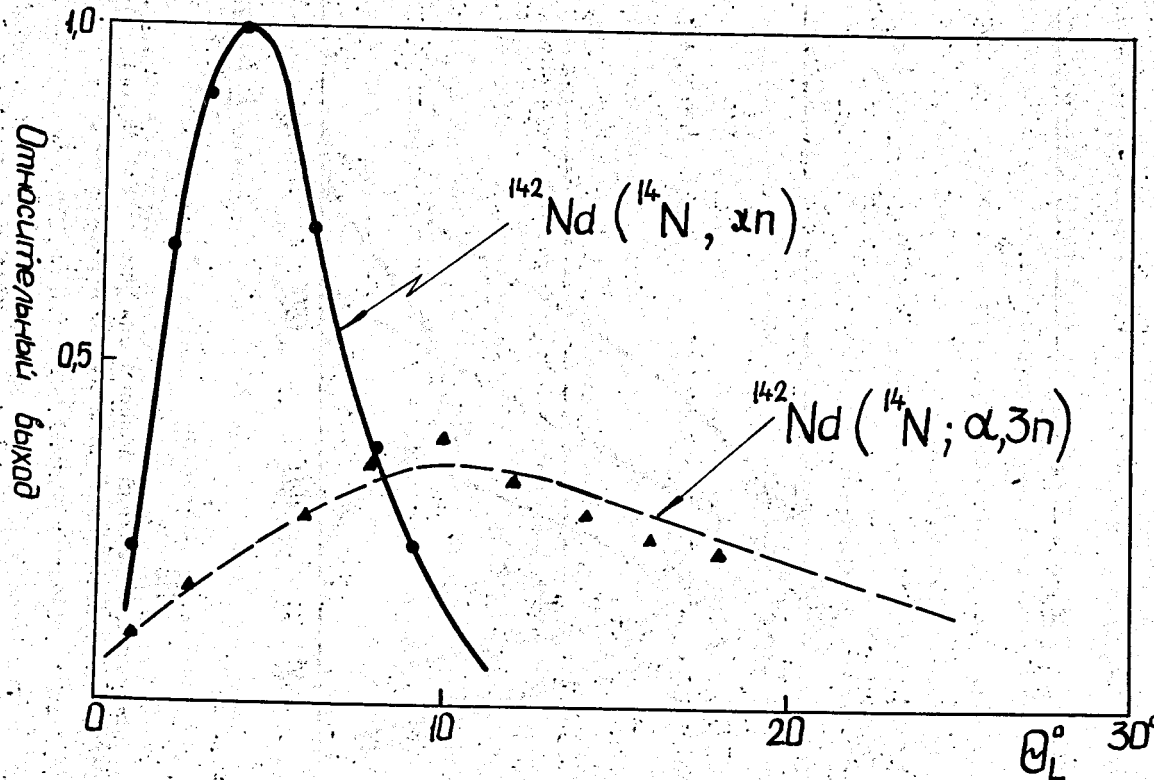


Рис. 4. Дифференциальные угловые распределения ядер отдачи, образующихся в реакциях $^{142}\text{Nd}(^{14}\text{N}, xn)$ и $^{142}\text{Nd}(^{14}\text{N}, \alpha, 3n)$ при энергии ионов ^{14}N , равной 100 Мэв. (Толщина мишени ≈ 100 мкг/см²).

отдачи можно ожидать острого максимума при малых углах. Во всех других случаях (вылет α -частицы, обмен нуклонами) перпендикулярная составляющая импульса ядра отдачи становится оушественной, что приводит к увеличению дисперсии углового распределения и смещению максимума в сторону гораздо больших углов. Иными словами, угловое распределение продуктов реакции должно существенно зависеть от механизма их образования. С этой целью нами была проведена серия модельных опытов по измерению угловых распределений ядер отдачи в различных реакциях с тяжелыми ионами ^{111/}. На рис. 4 представлены угловые распределения ядер отдачи, образующихся при облучении ¹⁴²Nd ионами ¹⁴N в реакциях (Н.Л., хп) и (Н.Л., α 3п). Видно, что для первой реакции угловое распределение имеет острый максимум при $\theta_L \approx 4^\circ$ (θ_L - угол вылета ядра отдачи в лабораторной системе координат), в то время как вылет одной α -частицы существенно увеличивает дисперсию углового распределения и сдвигает положение максимума до $\theta_L = 10-12^\circ$. Подобные опыты проводились также для тяжелых ядер в реакциях ¹⁹⁷Au(¹⁴N, 4п)²⁰⁷Em и ¹⁹⁷Au(¹⁴N, 6п)²⁰⁵Em. Было найдено, что вид углового распределения слабо зависит от массы ядра-мишени. Наряду с этим были измерены угловые распределения ядер отдачи, образующихся в реакциях многонуклонных передач ²³⁸U(²²Ne; -ур, -хп)²²³⁻²²⁵Ra, ²²⁵Ac. Из сравнения угловых распределений, полученных в реакциях с образованием составного ядра и в реакции многонуклонного обмена ^{12/} (рис 5.), следует существенное отличие этих двух процессов. Это обстоятельство может быть успешно использовано для идентификации наблюдаемого нового излучателя. В реальных условиях удобно измерять интегральные угловые распределения, используя различную степень коллимации вылетающих из мишени продуктов реакции.

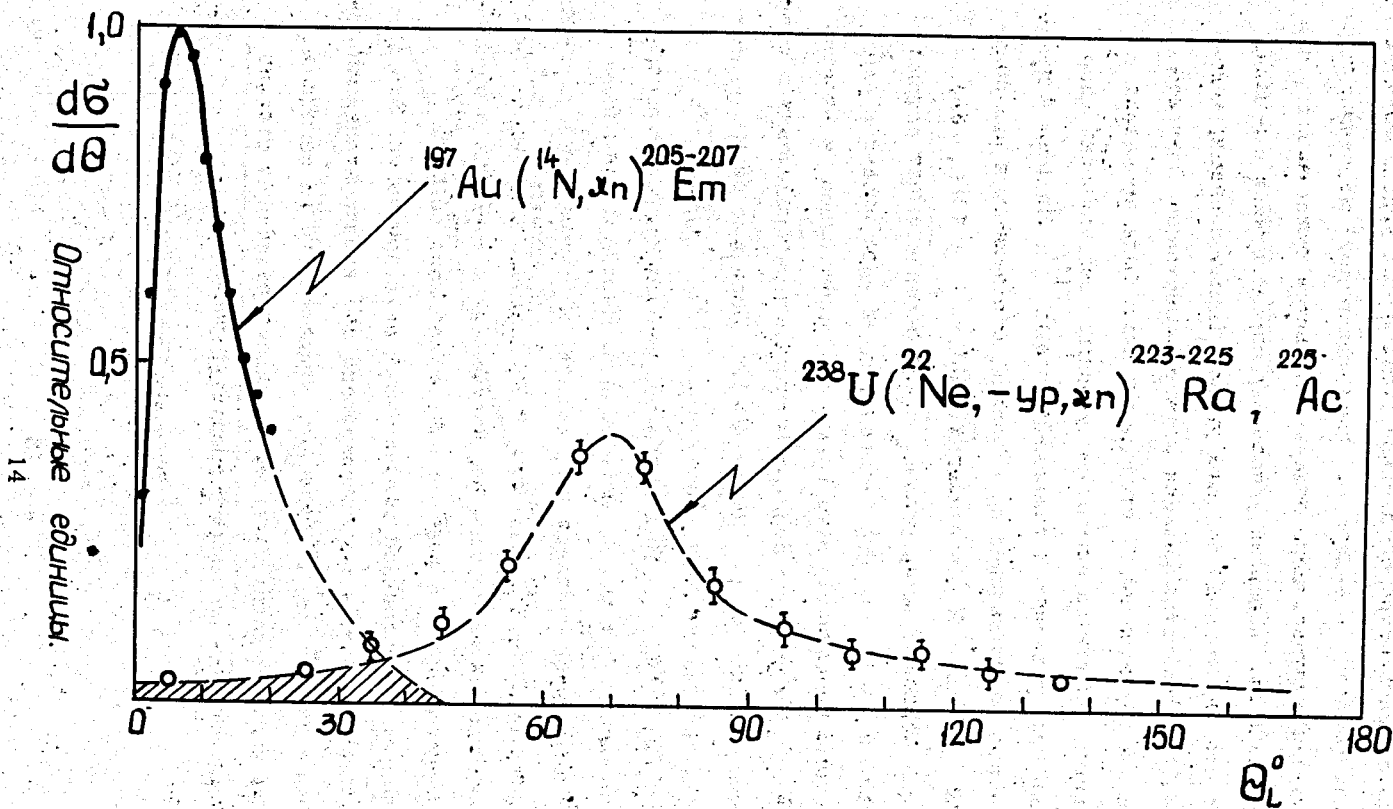


Рис. 5. Угловые распределения продуктов реакций полного слияния и многонуклонного обмена (тип реакций указан на рисунке). (Толщина мишени $\approx 1 \text{ мг/см}^2$).

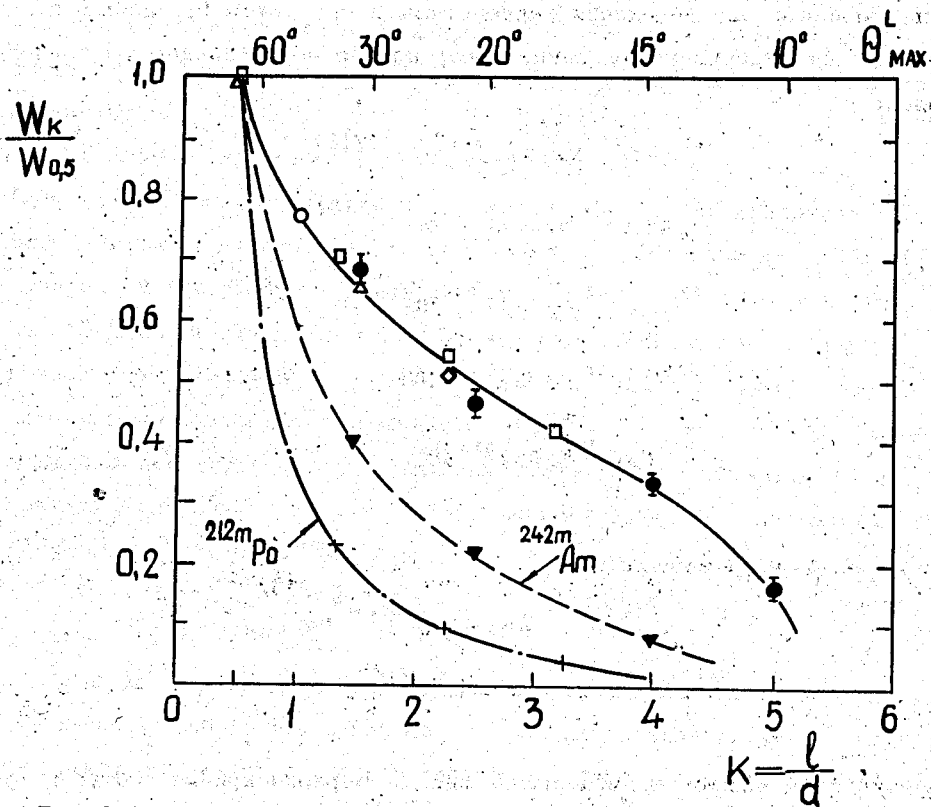
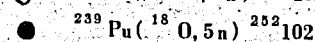
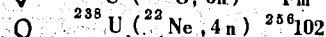
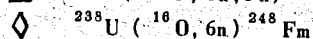
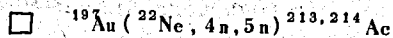
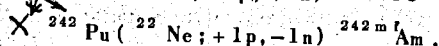
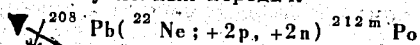


Рис. 6. Интегральные угловые распределения продуктов реакций полного слияния:

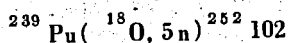
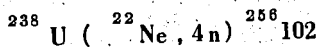
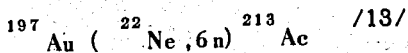
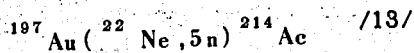


и многонуклонных передач:

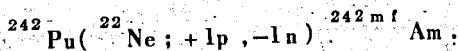
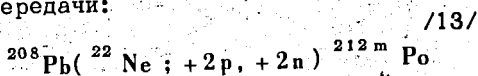


По горизонтальной оси: нижняя шкала - степень коллимации ядер отдачи (отношение толщины коллиматора (l) к диаметру его отверстий (d)), верхняя шкала - максимально возможный угол вылета θ_L^{\max} ядра отдачи для различных $k = \frac{l}{d}$; по вертикальной оси представлены относительные выходы продуктов реакций $\frac{W_k}{W_{k=0.5}}$ для различных значений k .

Была проведена серия опытов, в которых измерялись интегральные угловые распределения радиоактивных продуктов (зависимость выхода от степени коллимации) в реакциях с образованием составного ядра:



и в реакциях передачи:



Результаты опытов приведены на рис. 6. Верхняя кривая соответствует выходу продуктов реакций полного слияния бомбардирующей частицы с ядром мишени в зависимости от степени коллимации. Нижние кривые соответствуют поведению ядер отдачи, возникающих в реакциях передачи нескольких нуклонов. Как и следовало ожидать, наблюдается большая разница в измеренных зависимостях. Угловые распределения продуктов реакций полного слияния в различных комбинациях мишень-частица мало отличаются друг от друга, что хорошо согласуется с измеренными ранее дифференциальными угловыми распределениями.

После анализа этих данных естественным было вновь вернуться к проблеме синтеза тяжелых ядер, в частности, к синтезу курчатовия. Ниже будут представлены экспериментальные данные, полученные нами в 1969 году.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 7. Пучок ускоренных ионов фокусировался двумя парами квадрупольных линз и попадал на вход реакционной камеры. Объем камеры был отделен от вакуумного объема ускорителя алюминиевой фольгой толщиной 15 мкм. За входным окном помещалась мишень, изготовленная в виде слоя толщиной $\approx 1 \text{ мг/см}^2$, нанесенного на 7-микронную алюминиевую фольгу и помещенного в медную кассету-решетку, охлаждаемую водой. (прозрачность решетки около 70%). Площадь мишени составляла $4,8 \text{ см}^2$. В качестве материалов мишеней использовались: ^{242}Pu (содержание 86,8%, примеси: ^{241}Pu - 3,8%, ^{240}Pu - 8,2%, ^{239}Pu - 0,4%, ^{238}Pu - 0,8%); ^{239}Pu (99,6%); ^{238}U (100%, примесь $^{235}\text{U} < 0,05\%$); ^{235}U (90%).

Перед мишенью располагалось специальное устройство, контролирующее вертикальное и горизонтальное распределения пучка. Контроль плотности потока ионов, осуществляемый с помощью этого устройства, позволил использовать интенсивность пучка, проходящего через мишень, $\sim 1,5 \cdot 10^{13}$ частиц/сек, и это примерно в 5-6 раз больше того, что имело место в опытах 1964 года. Угловая расходимость пучка ионов не превышала 1° . Ядра отдачи, возникающие в реакции, попадали на сборник, представляющий собой никелевую ленту толщиной 50 мкм и длиной 8 м, движущуюся с определенной скоростью. Вдоль ленты располагались детекторы осколков деления, изготовленные из специального фосфатного стекла с эффективностью регистрации осколков деления $\approx 80\%$. Ввиду того, что при облучении пучком столь высокой интенсивности возникает большое число нейтронов, использовались материалы

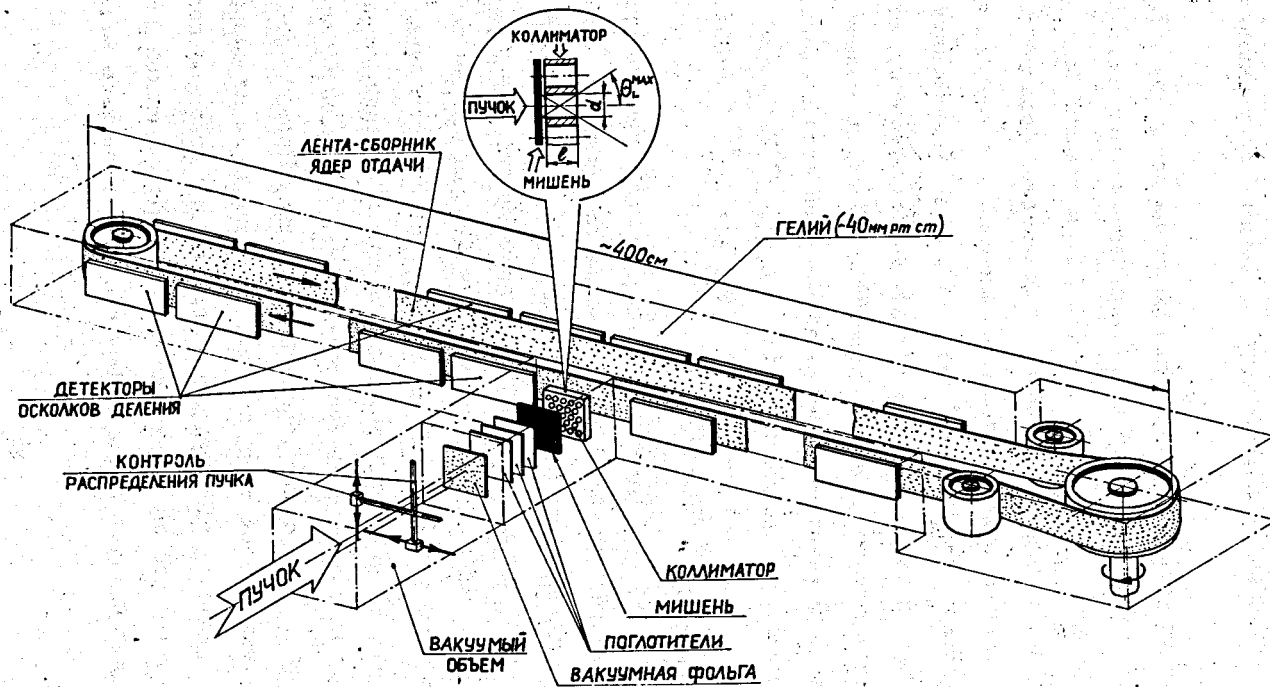


Рис. 7. Схема экспериментального устройства для регистрации короткоживущих спонтанно делящихся изотопов, образующихся в ядерных реакциях с ускоренными ионами.

с минимальным содержанием урана и тория. Чувствительность методики была такой, что появление одного трека на стеклах за время опыта соответствовало сечению $\approx 2 \cdot 10^{-36}$ см². В контрольных опытах было установлено, что уровень фона, обусловленный содержанием урана в детекторах осколков деления и в материале сборника, соответствовал сечению $\approx 5 \cdot 10^{-36}$ см². С помощью этой методики проводились опыты по получению изотопа $^{256}_{102}$ в реакции $^{238}_{92}\text{U} (^{22}_{10}\text{Ne}, 4n) ^{256}_{102}$, для которого ветвь на спонтанное деление составляет $\approx 1/400$.

Было зарегистрировано более 60 событий спонтанного деления с периодом около 3 сек, что хорошо согласуется с данными, полученными при изучении α -распада этого изотопа.

Дополнительно нами исследовался изотоп $^{252}_{102}$ в реакции $^{239}_{94}\text{Pu} (^{15}_{0}\text{O}, 5n) ^{252}_{102}$, испытывающий (согласно данным /3/) в 30% случаев спонтанное деление.

Наблюдалось около 50 событий спонтанного деления в час с периодом $2,4 \pm 0,2$ сек, что находится в хорошем согласии с известными данными. Выходы изотопов $^{252}_{102}$ и $^{256}_{102}$ при различной коллимации представлены на рис. 6.

Далее исследовалась реакция $^{242}_{94}\text{Pu} (^{22}_{10}\text{Ne}, xn) ^{264-x}_{104}$, которая использовалась нами ранее при синтезе 104 элемента в физических и химических опытах /1,2/. Энергия падающих ионов была выбрана равной 113 Мэв, проводились измерения выхода осколков спонтанного деления при различной коллимации. Во временном распределении осколков деления, представленном на рис. 8, присутствуют два излучателя с периодами полураспада $\approx 0,015$ и $\approx 0,1$ сек. Короткоживущая активность ($\tau_{\text{S.F.}} \approx 15$ мсек) должна быть идентифицирована как изомер $^{242\text{mf}}_{104}\text{Am}$ ($\tau_{\text{S.F.}} = 14,5$ мсек), образующийся в реакции $^{242}_{94}\text{Pu} (^{22}_{10}\text{Ne}; +1p, -1n) ^{242\text{mf}}_{104}\text{Am}$, в то время как более долгоживущая активность

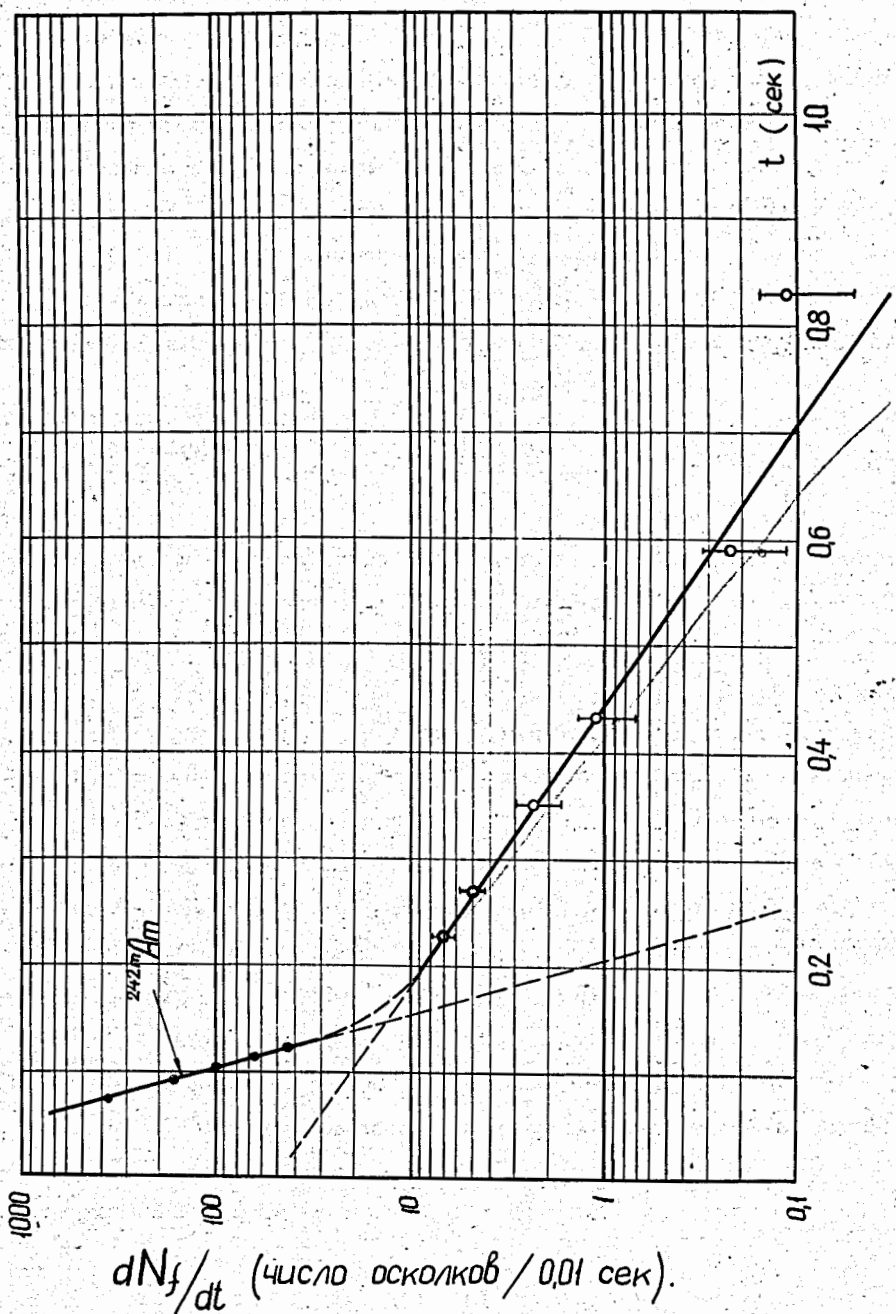


Рис. 8. Временное распределение осколков деления, наблюдаемых в реакции $^{242}\text{Am}(^{235}\text{U}, \text{xp})$ при энергии ионов неона 113 Мэв.

($\tau_{S.F.} = 0,1 \pm 0,05$ сек) соответствует распаду курчатовия^{x/}. Сечение образования изотопа 104 элемента составляет $\approx 5 \cdot 10^{-34}$ см². Полный цикл движения ленты был выбран равным 10 сек и вклад долгоживущей активности от ²⁵⁶102, образующегося в реакции (²²Ne, α 4n), был пренебрежимо мал.

В дальнейших экспериментах проводилось измерение выхода ядер, испытывающих спонтанное деление с $\tau_{S.F.} = 0,1$ сек, в зависимости от степени коллимации. Результаты представлены на рис. 9. Как и следовало ожидать, выход ^{242m}Am резко падает с ограничением угла вылета продуктов реакции, в то время как выход изотопа с $\tau_{S.F.} = 0,1$ сек хорошо согласуется с зависимостью, ожидаемой для реакции полного слияния. Это, как нам представляется, является прямым подтверждением того, что Z изотопа равен 104.

Следует иметь в виду, что наряду в процессом полного слияния - (²²Ne, xn) возможны реакции с вылетом заряженных частиц типа (²²Ne; α xn) и (²²Ne; p, xn), продуктами которых будут изотопы 102-го и 103-го элементов. Свойства всех изотопов 102 элемента с массовыми числами 258, 257, 256, 255, 254 и т.д. в настоящее время хорошо известны^{/3,4,5/}, и предположение о том, что спонтанное деление с $\tau_{S.F.} \approx 0,1$ сек может быть отнесено к изотопам с Z = 102, образующимся в реакции ²⁴²Pu(²²Ne; α , xn) ^{260-x}102, легко исключается.

Отдельно необходимо рассмотреть реакцию ²⁴²Pu(²²Ne, pxn)^{263-x}103, т.к., с одной стороны, перпендикулярная составляющая импульса ядра

^{x/}Период полураспада, полученный в этих опытах, оказался несколько меньшим указанного нами ранее в работе^{/1/} ($\tau_{S.F.} = 0,3 \pm 0,1$ сек). Это расхождение объясняется, по нашему мнению, тем, что в опытах, которые проводились на внутреннем пучке, присутствовал долгоживущий фон, вызванный интенсивным нейтронным потоком внутри ускорительной камеры. Это обстоятельство должно приводить к завышению периода полураспада. На выведенном пучке ионов в заданном положении детекторов осколков деления фон, обусловленный нейтронами, практически полностью отсутствует, однако, из-за интенсивной короткоживущей активности ^{242m}Am возможно некоторое занижение периода полураспада курчатовия.

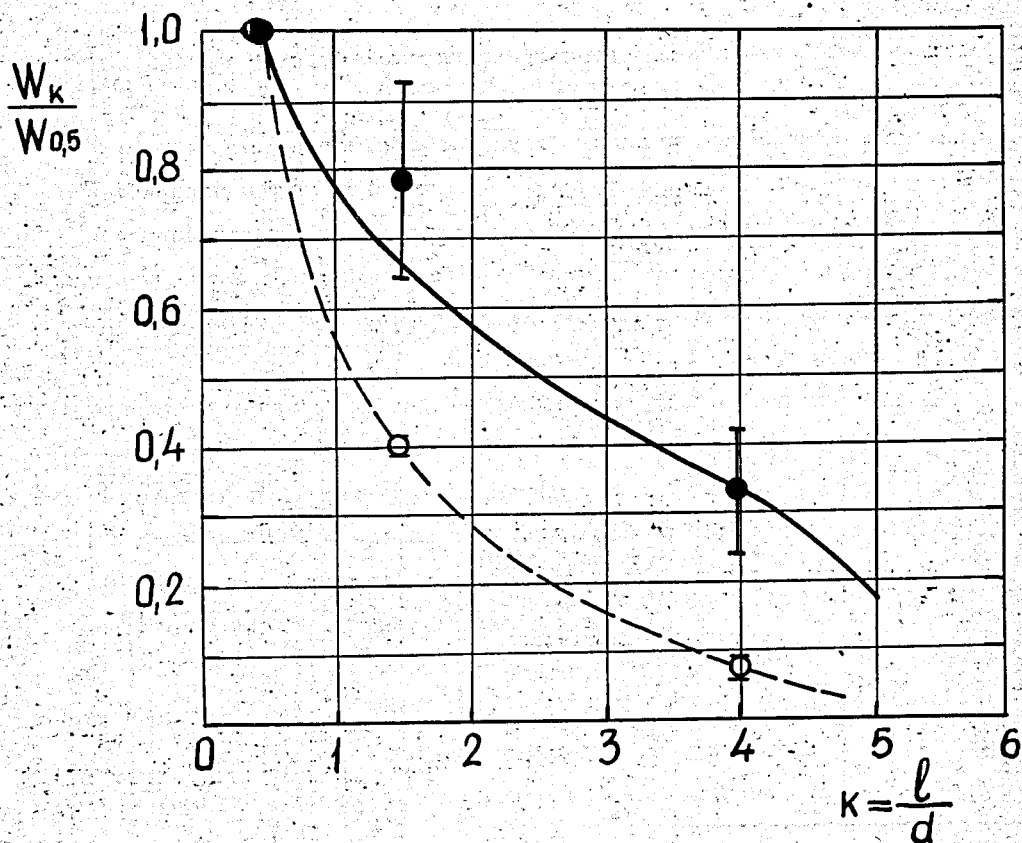
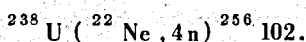


Рис. 9. Интегральные угловые распределения ^{242m}Am (открытые кружки) и изотопа 104 элемента (черные точки), полученные в реакции $^{242}\text{Pu} + ^{22}\text{Ne}$. Сплошная кривая - данные, полученные в модельных опытах (см. рис. 6).

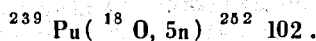
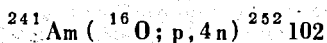
отдачи после испускания протона немногим больше, чем для реакции с вылетом нейтронов, с другой — продуктами реакции являются тяжелые изотопы 103 элемента, свойства которых неизвестны. Вместе с тем, наблюдаемый излучатель спонтанного деления не может быть изотопом 103 элемента по следующим причинам:

1. В специальной работе было показано, что 103 элемент по химическим свойствам является актинидом ^{14/}, в то время как спонтанное деление с $\tau_{s.f.} \approx 0,1$ сек соответствует элементу, который является аналогом Zr, Hf.

2. Сечение образования изотопов в реакции (H.I.; p xn) должно быть существенно меньше, чем в реакции (H.I.; xn). Это было показано в работе В.А.Друина ^{15/} на примере реакций:



С целью получения дополнительных экспериментальных данных нами исследовались еще две реакции:



Отношение сечений оказалось равным $\frac{\sigma(p, 4n)}{\sigma(5n)} \leq \frac{1}{50}$. Таким образом, предположение о том, что наблюдаемое спонтанное деление относится к распаду изотопов 103 элемента можно считать исключенным.

Из измерения угловых распределений нельзя получить данных о массовом числе изотопа, так как зависимость выхода от угла практически одинакова для реакций с испарением 3-х, 4-х и 5-ти нейтронов. Таким образом, массовое число наблюдаемого изотопа 104 элемента

может быть 259,260 и 261 . Это соответствует испарению из составного ядра $^{264}_{104}$ 5-ти, 4-х и 3-х нейтронов. Вместе с тем, исходя из оценочных расчётов ^{/10/}, можно предполагать, что при заданной энергии возбуждения составного ядра вероятность испарения трех нейтронов будет существенно меньше, чем четырех или пяти. Для проверки этого предположения нами исследовалась реакция $^{239}_{Pu} (^{16}_0, 3n) ^{252}_{102}$ при энергии ионов $^{16}_0$, равной 90 Мэв. Было показано, что вероятность испарения трех нейтронов в 15 раз меньше, чем четырех. Это, как нам кажется, делает маловероятным образование изотопа $^{261}_{104}$ и тогда следует, что спонтанное деление с периодом 0,1 сек испытывает либо $^{259}_{104}$, либо $^{260}_{104}$.

Мы вновь приходим к противоречию с данными работ ^{/5,4/}, как это уже имело место до проведения этих опытов. Действительно, если спонтанное деление, наблюдаемое нами, относится к изотопу $^{260}_{104}$, то это полностью противоречит систематике периодов спонтанного деления, приводимых американскими авторами. В этом случае расхождение предсказанного значения $\tau_{S.F.}$ для изотопа $^{260}_{104}$ с измеренным нами составляет 10^6 . С другой стороны, если предположить, что наблюдаемый эффект относится к $^{259}_{104}$ или к $^{261}_{104}$, то разногласие очевидно, ибо согласно данным, полученным в Беркли ^{/4/}, изотоп $^{259}_{104}$ не испытывает спонтанного деления ($T_{1/2\alpha} = 3$ сек), а изотоп $^{261}_{104}$ имеет период полураспада по отношению к спонтанному делению около 5 мин.

Из результатов, полученных в настоящей работе, следует, что измерение интегральных угловых распределений продуктов ядерных реакций позволяет достаточно надежно идентифицировать порядковый номер элемента. Этот метод является весьма удобным при синтезе новых элементов в реакциях с ускоренными тяжелыми ионами. Нам кажется, что для изотопов 104 элемента, полученных в Беркли ^{/3-5/}, целесооб-

разно провести измерение зависимости выхода от степени коллимации, что значительно повысит надежность заключения авторов этих работ.

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову за внимание и большую помощь в постановке опытов, а также за ценные замечания и предложения в процессе работы и при обсуждении экспериментальных данных.

Мы благодарны группе эксплуатации ускорителя, руководимой Б.А.Загером, за получение интенсивных и стабильных пучков ионов, а также В.Н.Покровскому, В.Т.Степанову, В.И.Шатурину, Г.В. Букланову, Т.И.Рыбаковой, К.И.Меркиной и А.В.Сергеевой за помощь в изготовлении аппаратуры и обработке опытных данных.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Н.Флеров, Ю.П.Оганесян, Ю.В.Лобанов, В.И.Кузнецов, В.А.Друин, В.П.Перельгин, К.А.Гаврилов, С.П.Третьяков, В.М.Плотко. *Phys.Letters*, 13, 73 (1964).
2. И.Звара, Ю.Т.Чубурков, Р.Цалетка, Т.С.Зварова, М.Р.Шалаевский, Б.В.Шилов. *Атомная Энергия* 21, 2, 83 (1966).
3. A.Ghiorso, T.Sikkeland, M.J.Nurmia. *Phys.Rev.Letters*, 18, N11 401 (1967).
4. A.Ghiorso, M.Nurmia, J.Harris, K.Eskola, P.Eskola. *Phys.Rev. Letters*, 22, 1316 (1969).
5. G.T.Seaborg. *New Dimensions for the Periodic system Mendeleev congress, Leningrad USSR, September, 26* (1969).
6. M.Nurmia, T.Sikkeland, R.Silva, A.Ghiorso. *Phys. Letters*, 26, B(2), 78 (1967).

7. В.Л.Михеев, В.И.Илющенко, М.Б.Миллер, С.М.Поликанов, Г.Н.Фле-
ров, Ю.П.Харитонов. АЭ, 22, 90 (1967).
8. В.А.Друин. Доклад на V Международной конференции по ядерным
реакциям под действием тяжелых ионов, Гейдельберг, 15-18 июля
1969 г.
9. Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Со Ки Хван, А.О.Шамсутдинов,
Н.С.Мальцева, И.И.Чубуркова. Препринт ОИЯИ Р7-4637, Дубна 1969.
10. T.Sikkeland. Arkiv för Fisik, 36, 539 (1966),
11. В.А.Друин, С.А.Карамян, Ю.Л.Оганесян. Препринт ОИЯИ 1670,
Дубна 1964.
G.N.Simonoff, and J.M.Alexander. UCRL-10099 (1962).
12. Г.Кумпф, Е.Д.Донец. ЖЭТФ, 44, 798 (1963).
13. В.А.Друин, Ю.В.Лобанов, Ю.П.Харитонов. Препринт ОИЯИ Р7-4681,
Дубна 1969.
14. Ю.Т.Чубурков, В.З.Белов, Р.Цалетка, М.Р.Шалаевский, И.Звара.
Препринт ОИЯИ Д7-4085, Дубна 1968.
15. В.А.Друин, Препринт ОИЯИ Р-874, Дубна 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел

13 ноября 1969 года.

Оганесян Ю.Ц., Лобанов Ю.В., Третьякова С.П.,
Лазарев Ю.А., Колесов И.В., Гаврилов К.А.,
Плотко В.М., Полубояринов Ю.В.

P7-4797.

Идентификация 102-го и 104-го элементов с помощью
коллимационного метода

Приводятся результаты опытов по наблюдению образования изотопов $^{252}_{102}$ и $^{256}_{102}$ в ядерных реакциях под действием ионов $^{18}_8\text{O}$ и $^{22}_{10}\text{Ne}$ а также 104 элемента при облучении $^{242}_{94}\text{Pu}$ ионами $^{22}_{10}\text{Ne}$.

Из интегральных угловых распределений следует, что наблюдаемый в реакции $^{242}_{94}\text{Pu} + ^{22}_{10}\text{Ne}$ изотоп, испытывающий спонтанное деление с периодом полураспада $t_{s.f.} \approx 0,1$ сек, образуется в реакции полного слияния и, следовательно, имеет атомный номер 104.

Преприят Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1969

Oganesyan Yu.Cs., Lobanov Yu.V., Tretyakova S.P. P7-4797
Lasarev Yu.A., Kolesov I.V., Gavrillov K.A.,
Plotko V.M., Poluboyarinov Yu.V.

Identification of Elements 102 and 104 by Collimation
Method

The experimental data on study of $^{252}_{102}$ and $^{256}_{102}$ isotope production in nuclear reactions induced by $^{18}_8\text{O}$ and $^{22}_{10}\text{Ne}$ ions and production of element 104 by bombarding with $^{242}_{94}\text{Pu}$ and $^{22}_{10}\text{Ne}$ ions are presented. It follows from the integral angular distributions that the spontaneously fissioning (with the half-life of $t_{s.f.} \approx 0.1$ sec.) isotope, observed in the reaction $^{242}_{94}\text{Pu} + ^{22}_{10}\text{Ne}$, is produced in the complete fusion reaction, and, hence, has the atomic number 104.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1969