

С 341.2
М-695

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

3228

В.Л. Михеев

СИНТЕЗ, ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ
И НЕКОТОРЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ
ИЗОТОПОВ ЭЙНШТЕЙНИЯ, ФЕРМИЯ И 102-го ЭЛЕМЕНТА

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
кандидат физико-математических
наук

С.М. Поликанов

Дубна 1987

3228

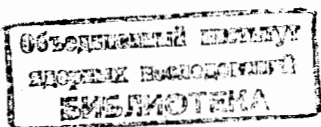
В.Л. Михеев

СИНТЕЗ, ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ
И НЕКОТОРЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ
ИЗОТОПОВ ЭЙНШТЕЙНИЯ, ФЕРМИЯ И 102-го ЭЛЕМЕНТА

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
кандидат физико-математических
наук

С.М. Поликанов



Современное состояние исследований трансурановых
элементов

В настоящее время имеются данные о 105 искусственно синтезированных изотопах 12 трансурановых элементов. Все они являются радиоактивными, что и обуславливает их практическое отсутствие в природе.

Наряду с β -распадом для изотопов трансурановых элементов (ТУЭ) очень существенны процессы α -распада и спонтанного деления. Вероятность спонтанного деления с увеличением атомного номера растет быстрее, чем вероятность α -распада. Это приводит к тому, что время жизни изотопов элементов с наиболее высокими атомными номерами Z в периодической системе Д.И. Менделеева, определяется именно неустойчивостью к спонтанному делению. Наиболее тяжелым изотопом, полученным в настоящее время, является изотоп курчатовия 104^{260} , который был зарегистрирован по осколкам спонтанного деления и имеет период полураспада около 0,3 сек^{1/1}. Грубая экстраполяция имеющихся опытных данных показывает, что в области 108-го элемента время жизни по отношению к спонтанному делению составит $\approx 10^{-6}$ сек, а при $Z^2/A \approx 47$ (Z - заряд ядра, A - массовое число) ядра будут совершенно неустойчивы по отношению к спонтанному делению. Это находится в достаточно хорошем согласии с предсказаниями жидкокапельной модели ядра. Однако жидкокапельная модель не может объяснить ход изменения периодов спонтанного деления с изменением массового числа для данного элемента, различия в периодах спонтанного деления четных и нечетных ядер. Для понимания этих весьма существенных эффектов необходимо детальное рассмотрение структуры ядра, учет оболочечных эффектов. В соответствии с этим экстраполяции формул для масс ядер, учитывающих оболочечные эффекты^{2,3/}, показы-

вают, что в области числа нейтронов $N = 184$ и $Z = 126$ либо 114 барьер для спонтанного деления возрастает до величины порядка нескольких Мэв, т.е. такой же, как, например, для изотопов урана. Возможность получения таких ядер с помощью сверхтяжелых ионов уже обсуждается в литературе. Однако точность экстраполяции массовых формул невелика. Поэтому представляется существенным как можно более точное определение характеристик радиоактивного распада изотопов ТУЭ с наиболее высокими значениями Z , что позволит делать более надежные оценки свойств неизвестных ядер.

Особый интерес представляет выяснение роли оболочечных эффектов как при распаде изотопов ТУЭ, так и при их синтезе с помощью тяжелых ионов. В частности, выяснение вопроса о том, до каких энергий возбуждения сохраняются оболочечные эффекты в составных ядрах, весьма существенно для синтеза с помощью тяжелых ионов изотопов в гипотетической новой области стабильности ($Z = 126, 114; N = 184$). Можно, конечно, с помощью таблиц масс подобрать такие ядра, при слиянии которых составные ядра будут иметь близкую к нулю энергию возбуждения при энергии бомбардирующего иона, слегка превышающей кулоновский барьер, рассчитанный для сферических ядер. Однако деформация ядер в момент слияния может резко увеличить высоту кулоновского барьера, что приведет к необходимости использования бомбардирующих ионов с большей энергией и, соответственно, значительной энергии возбуждения составного ядра.

Настоящая работа посвящена определению характеристик радиоактивного распада изотопов эйнштейния, фермия и 102-го элемента, а также выяснению степени влияния подоболочки с $N = 152$ как на свойства распада изотопов 102-го элемента, так и на вероятность их образования в реакциях с тяжелыми ионами.

Работа состоит из четырех глав. В первой главе рассматривается совокупность имеющихся данных по свойствам радиоактивного распада изотопов ТУЭ и методам их синтеза. Приводятся данные по систематикам α -распада, спонтанного деления, β -распада, рассматриваются основные характеристики этих процессов, необходимые для интерпретации полученных экспериментальных данных. Отмечается, что подоболочка с $N = 152$ не предсказывается простой оболочечной моделью и находит свое объяснение в обобщенной модели ядра как следствие разрежения одночастичных уровней нейтронов после

$N = 152$ в конкретной области деформаций ядер. Проведенный анализ различных методов синтеза показал, что наиболее широкие возможности для синтеза изотопов ТУЭ с высокими Z дают реакции с тяжелыми ионами, которые обеспечивают увеличение атомного номера ядра мишени сразу на несколько единиц. При рассмотрении методов идентификации продуктов ядерных реакций отмечается возможность вполне надежного установления Z и A исследуемых ядер методами снятия функций возбуждения в перекрестных реакциях и регистрации распада дочерних ядер. Именно этими методами были идентифицированы все исследованные в настоящей работе изотопы.

Методика измерений

Синтез и изучение свойств изотопов ТУЭ является сложной экспериментальной задачей. Из-за высокой делимости сечения образования изотопов с $Z = 98-102$ составляют $10^{-30} - 10^{-32} \text{ см}^2$. Существенные фоновые эффекты создаются примесями Tl , Pb , Bi , на которых с сечением $10^{-27} - 10^{-29} \text{ см}^2$ образуются различные изотопы, содержащие несколько нейтронов выше оболочки

$N = 126$ и вследствие этого имеющие периоды полураспада и энергии α -частиц, близкие к тем, что наблюдаются у изотопов ТУЭ. Трудности усугубляются большой (до $\approx 10^7 \text{ а/сек}$) α -активностью мишеней из Pu , Am , которые должны выдерживать тепловое и радиационное воздействие пучка тяжелых ионов с интенсивностью в несколько микроампер.

Методические разработки по полупроводниковым детекторам ^{/4,5/}, контролю качества мишеней из Pu , Am ^{/6/}, измерению энергии и интенсивности пучков ионов ^{/7/}, методам сбора атомов отдачи ^{/8/}, приведшие к созданию экспериментальной установки, на которой были получены физические результаты данной работы, описываются во второй главе.

Опыты проводились на выведенном пучке 150-сантиметрового циклотрона ЛЯР ОИЯИ и выведенном пучке 310-сантиметрового циклотрона ЛЯР ОИЯИ.

В основе методики, аналогичной разработанной в Лаборатории профессора Гиорсо ^{/8/}, лежит метод адсорбции атомов отдачи из газовой струи, выходящей из небольшого отверстия в наполненном газом объеме, где тормозятся атомы отдачи.

Существенным отличием схемы, примененной в настоящей работе, от первоначально предложенной является введение циркуляции газа с эффективной системой очистки и применение вакуумной замазки на сборниках для стабилизации коэффициента сбора атомов отдачи.

Схема экспериментальной камеры показана на рис. 1. Пучок ионов (1) после прохождения входной вакуумной фольги бомбардирует заряженную в медную кассету, охлаждаемую водой, мишень (2). Выбитые из мишени атомы отдачи тормозятся в гелии при давлении 0,5 - 1 атм. Поток гелия служит не только для торможения атомов отдачи, но и для газового охлаждения мишени. Направленной струей газа, выходящей из отверстия диаметром 0,5 мм в объеме с мишенью, атомы отдачи переносятся на сборник (3), где они адсорбируются. После определенного цикла накопления атомов отдачи на сборнике он за $\approx 0,1$ сек поворачивается на 90° и попадает под кремниевый поверхностно-барьерный детектор (3), регистрирующий α -распад полученных ядер. Всего в камере имелось четыре расположенных под углом 90° один к другому сборника атомов отдачи, укрепленных на концах механизма четырехзаходного "мальтийского креста". Обсчет активности с одного сборника проводился одновременно с накоплением атомов отдачи на другом. Абсолютное значение коэффициента сбора атомов отдачи, равное 50%, было определено по Tb^{149g} , полученному в реакции $p_r^{141} (C^{12}, 4n) \text{Tb}^{149g}$. Измерение тока ионов осуществлялось цилиндром Фарадея^{/7/}, находящемся в объеме с давлением 10^{-4} - 10^{-5} тор. Изменение энергии пучка ионов осуществлялось поглотителями из алюминиевой фольги. Контроль за величиной энергии осуществлялся с помощью полупроводникового детектора.

Использовавшийся в опытах многомерный анализатор редких событий с выводом информации непосредственно на ленту телеграфного аппарата позволял проводить время-амплитудный анализ импульсов одновременно с двух детекторов. Число амплитудных каналов составляло 400 для каждого детектора, временных - 32. Измерительный тракт для одного детектора стабилизировался по импульсам генератора стабильной амплитуды, подаваемым на вход предусилителя. Используемая схема позволяла обеспечить высокую (0,1-0,2%) стабильность положения групп α -частиц в получаемых спектрах в течение ≈ 2 суток непрерывной работы. Ширина групп α -частиц в спектрах составляла ≈ 50 кэв. Она определялась энергетическим разрешением ис-

пользовавшихся детекторов с чувствительной поверхностью диаметром 12 мм. Фон установки, связанный с электромагнитными наводками, в диапазоне энергий 8-9 Мэв не превышал одного импульса за сутки работы.

Результаты опытов по синтезу и изучению свойств изотопов эйнштейния, фермия и 102-го элемента

Опыты по синтезу и изучению свойств изотопов ТУЭ описываются в третьей главе диссертации. В этих опытах, выполненных на выведенных пучках 150- и 310-сантиметровых циклотронов ЛЯР ОИЯИ, регистрировались энергии α -частиц, снимались кривые распада α -излучателей и функции возбуждения в реакциях с тяжелыми ионами. В опытах по изотопам 102-го элемента регистрировался также распад дочерних ядер фермия. В качестве сборника дочерних ядер служила чувствительная поверхность полупроводникового детектора, куда дочерние ядра вбивались за счет отдачи при α -распаде первичных ядер в случаях, когда α -частица вылетала в противоположную от детектора сторону.

К моменту постановки настоящей работы сообщенке о свойствах α -распада Es^{245} ($E_\alpha = 7,67$ Мэв, $T_{1/2} = 1,2$ мин) имелось лишь в обзоре^{/10/} со ссылкой на неопубликованные результаты А. Гиорсо и других. Какая-либо определенная информация о свойствах Es^{247} в литературе отсутствовала, ибо первоначально приписанная Es^{247} α -активность с $T_{1/2} = 7-7,3$ мин и $E_\alpha = 7,35$ Мэв затем была отнесена к Es^{246} . Какие-либо количественные данные об отношении вероятностей α -распада и электронного захвата $\alpha/\epsilon.c.$ для изотопов $\text{Es}^{245,246,247}$ отсутствовали.

Изотоп Fm^{248} , синтезированный в реакции $p_u^{240} (C^{12}, 4n) \text{Fm}^{248}$ в работе^{/11/}, был удобен для проверки методики. В случае Fm^{249} , имелось большое различие энергий α -частиц по работе^{/12/} - $7,9 \pm 0,4$ Мэв и работе^{/13/} - $7,52 \pm 0,02$ Мэв, в которых этот изотоп был синтезирован в реакции $U^{238} (O^{16}, 5n) \text{Fm}^{249}$. Сообщение о свойствах Fm^{246} , синтезированного в реакции $U^{235} (O^{16}, 5n) \text{Fm}^{246}$ имелось лишь в работе^{/13/}. Сведения об изотопе Fm^{247} отсутствовали.

Положение с изотопами 102-го элемента было наиболее неопределенным. В диссертации приводятся все довольно противоречивые данные по изотопам 102-го элемента, полученные к настоящему времени.

В целом свойства изученных в настоящей работе изотопов и реакции, в которых они синтезировались, представлены в табл. 1. α / е.с для изотопов эйнштейния и Fm^{247} определялись по α -активности продуктов их электронного захвата. В случае $102^{253} \alpha$ / е.с. оценено на основании того, что для этого изотопа период полураспада, наблюдаемый по α -распаду, оказался короче, чем для четного изотопа с той же энергией α -частиц.

Данные по изотопам 102-го элемента, полученные в настоящей работе, хорошо согласуются с последними данными, полученными в Калифорнийском университете в США^{/14/} при бомбардировке различных изотопов кюрия ионами C^{12} . Сравнение всех данных показывает также, что в первых советских опытах по 102-му элементу^{/15/} наблюдался, видимо, не изотоп 102^{253} , а изотоп 102^{252} .

Обсуждение результатов

Четвертая глава диссертации посвящена обсуждению полученных результатов. На рис. 2. изображены полученные в настоящей работе энергии α -распада изотопов 102-го элемента в зависимости от числа нейтронов N. Для нечетных изотопов, отмеченных светлыми кружками, приведенные значения относятся к энергиям наиболее интенсивных переходов. На этом же рисунке представлены имеющиеся в настоящее время данные по энергиям α -распада изотопов фермия и калифорния. Обращает на себя внимание тот факт, что скачок в монотонной зависимости энергии α -распада от массового числа при N = 152 имеется для всех трех элементов. Это указывает на то, что по-видимому, равновесные деформации для изотопов всех трех элементов вблизи N = 152 близки друг к другу.

Поскольку для четно-четных изотопов мы определенно регистрировали α -распад в основное состояние, используя полученные значения энергий α -распада, мы определили массы изотопов $102^{252, 254, 256}$, которые могут быть использованы для уточнения существующих массовых формул.

Наши результаты по определению сечений образования различных изотопов 102-го элемента с $150 \leq N \leq 154$ удобны для анализа, имеющего целью установление степени влияния подболочки с N = 152 на отношение нейтронной и делительной ширины Γ_n / Γ_f в реакциях с тяжелыми ионами. Все опыты проведены на одной установке в однотипных измерениях. Это обеспечивает относительную точность определения величин сечений не ниже 20-30%, что приводит к ошибке в величине Γ_n / Γ_f около 5-7%. Конкретные результаты приведены в табл. 2.

В работе^{/16/} показано, что при синтезе в однотипных реакциях изотопов трансуранового элемента с массовыми числами A и A + 1 выполняется следующее соотношение между Γ_n / Γ_f :

$$\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)_A = 0,8 \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)_{A+1} \quad (1)$$

Эта зависимость хорошо оправдывается при синтезе изотопов, содержащих число нейтронов N < 152. В работе^{/17/} сделана попытка учесть влияние подболочки N = 152 и получено выражение для Γ_n / Γ_f , которое дает излом в ходе изменения Γ_n / Γ_f с числом нейтронов при N = 152. Это выражение имеет вид

$$\Gamma_n / \Gamma_f = 0,31 A^{2/3} \exp[(E_f^R - B_n - \Delta s + \Delta) / 0,51] \quad (2)$$

E_f^R - некий жидкокапельный барьер деления, B_n - энергия связи нейтрона, Δs - сумма оболочечных и парных поправок к массе ядра в основном состоянии, параметр Δ учитывает четно-нечетные эффекты. Ввиду сложности получения изотопов с N > 152 четкие данные, позволяющие проверить эти расчеты, фактически отсутствовали.

Полученные нами экспериментальные значения Γ_n / Γ_f для изотопов с различными массовыми числами обозначены крестами (X) на рис. 3. На этом рисунке нижние кривые, обозначенные индексом Q, проведены через точки, полученные путем расчета в предположении, что какие-либо оболочечные эффекты отсутствуют и изменение Γ_n / Γ_f подчиняется зависимости^{/1/}. Кривые, обозначенные соответственно индексами 1,2,3,4,5, получены в предположении, что оболочечные эффекты проявляются при испарении из составного

ядра соответственно лишь одного испаряющегося последним нейтрона, затем двух и так далее, а на остальных этапах испарения действует зависимость /1/. Самые верхние кривые соответствуют случаю влияния подоболочки $N = 152$ на всех этапах испарения нейтронов из составного ядра. Значения Γ_n / Γ_t , учитывающие оболочечные эффекты, определялись в соответствии с выражением (2). Нормировка производилась по величинам Γ_n / Γ_t , соответственно для изотопа ^{256}Pu в случае реакций с испарением четырех нейтронов и ^{256}Pu в случае реакций с испарением пяти нейтронов. Из рис. 3 видно, что экспериментальные точки как для реакций с испарением четырех нейтронов, так и для реакций с испарением пяти нейтронов довольно хорошо согласуются с расчетом, когда предполагается, что оболочечные эффекты проявляются при испарении из составного ядра двух последних нейтронов, а на остальных этапах испарения они отсутствуют. Отсюда следует, что влияние подоболочки с $N = 152$ проявляется до энергии возбуждения ≈ 15 Мэв. В это значение входит сумма энергий связи двух нейтронов, их кинетическая энергия и энергия гамма-квантов. Количественно этот вывод существенным образом зависит от того, каким образом учитывались оболочечные эффекты в расчетных значениях Γ_n / Γ_t . Не исключено, что они проявляются в действительности на всех этапах испарения нейтронов из составного ядра. Во всяком случае, из экспериментальных данных следует, что по крайней мере на одном этапе испарения нейтрона ($E^* \geq 7$ Мэв) они проявляются.

В четвертой главе был проведен также анализ величин коэффициентов запрета при α -распаде и $\log ft$ при β -распаде синтезированных нечетных изотопов. Он показал, что полученные в настоящей работе значения хорошо согласуются со средними значениями, даваемыми систематикой.

Полученный нами изомер ^{247m}Fm является вторым случаем изомера в трансурановой области, для которого наблюдается α -распад. Причем, если в первом случае ^{242m}Am α -распад происходит лишь в 0,48% случаев, то для ^{247m}Fm , судя по величине сечения образования, α -распад, по-видимому, является основным видом распада.

В ^{247}Fm имеется нечетный нейтрон. Изомерия этого ядра, по-видимому, может быть объяснена путем рассмотрения возможных состояний нечетного нейтрона, как это сделано, например, в случае изомеров ^{237}Pu , ^{235}U , у которых изомерия связана с состояниями нечетного 143 нейтрона. Рассмот-

рение схемы одночастичных уровней Нильссона для $N > 128$ показывает, что 147 нейтрон при $\delta = 0,25$ может находиться либо на уровне $5/2^+$, либо $13/2^+$. Одно из этих состояний может быть основным в ^{247}Fm , другое — изомерным. Но пока даже не представляется возможным установить, какая из энергий α -распада какому состоянию ^{247}Fm соответствует.

В ы в о д ы

В результате проделанной работы на основе методических исследований по полупроводниковым детекторам, методам сбора атомов отдачи в ядерных реакциях, особенностям измерения интенсивности и энергии пучков тяжелых ионов создана установка, позволяющая регистрировать α -распад продуктов ядерных реакций со временем жизни от десятых долей секунды и выше. С помощью этой установки:

1. Синтезированы пять изотопов 102-го элемента с массовыми числами 252, 253, 254, 255, 256. Полученные данные дают полные и достоверные сведения по свойствам 102-го элемента.

2. Показано, что подоболочка с $N = 152$ четко проявляется в энергиях α -распада изотопов 102-го элемента.

3. На основании анализа величин Γ_n / Γ_t , полученных из величин сечений образования изотопов 102-го элемента в шести ядерных реакциях с ионами кислорода показано, что влияние подоболочки с $N = 152$ проявляется до энергии возбуждения составного ядра ≥ 7 Мэв.

4. Проведено четкое разделение свойств изотопов ^{247}Es и ^{246}Es .

5. Измерены отношения вероятностей α -распада и электронного захвата для ^{246}Es , ^{246}Es , ^{247}Es .

6. Получен новый изотоп ^{247}Fm .

7. Показано, что у ^{247}Fm существует изомерное состояние, из которого происходит α -распад.

Материалы диссертации в основном опубликованы в работах /4-8, 18-22/.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Н. Флеров, Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, В.И. Кузнецов, В.А. Друин, В.П. Перельгин, К.А. Гаврилов, С.П. Третьякова. АЭ, 17, 310(1984).
2. W.D.Myers, W.I.Swiatecki. Nucl.Phys., 81, I (1966).
3. В.М. Струтинский. ЯФ, 3, 814 (1966).
4. В.В. Бредель, В.Л. Михеев, С.М. Поликанов, ПТЭ, № 6, 44 (1961).
5. В.Л. Михеев, Э.З. Герштейн, В.Ф. Кушнирук, И.И. Чубуркова Техника измерений радиоактивных препаратов. Сб. статей, Госатомиздат, Москва, 1962.
6. В.А. Карнаухов, В.Л. Михеев, ПТЭ, № 6, 60 (1960).
7. Х. Кекк, В.Л. Михеев, А.А. Плевё, Б.В. Фефилов, ПТЭ, № 4, 27 (1963).
8. В.Л. Михеев, ПТЭ, № 4, 22 (1966).
9. R.D.Macfarlane, R.D.Griffioen. Nucl.Instr. and Methods, 24, 461 (1963).
10. E.K. Hyde, I. Perlman, G.T.Seaborg. The Nuclear Properties of the Heavy Elements, v. II, Prentice-Hall inc., 1964.
11. А. Гиорсо. АЭ, 7, 338 (1959).
12. В.П. Перельгин, Е.Д. Донец, Г.Н. Флеров. ЖЭТФ, 37, 1558 (1959).
13. Г.Н. Акапьев, А.Г. Демин, В.А. Друин, Э.Г. Имаев, И.В. Колесов, Ю.В. Лобанов, Л.П. Пашенко, АЭ, 21, 243 (1966).
14. A.Ghiorso. Доклад на конференции по ТУЭ, Окриддж, ноябрь 1968 г.
15. Г.Н. Флеров, С.М. Поликанов, А.С. Карамян, А.С. Пасюк, Д.М. Парфанович, Н.И. Тарантин, В.А. Карнаухов, В.А. Друин, В.В. Волков, А.М. Семчинова, Ю.Ц. Оганесян, В.И. Хализев, Г.И. Хлебников. ДАН, 120, № 1, 73 (1958).
16. J.R.Huisenga, R.Vandenbosch. Nuclear Fission, in Nuclear Reactions, v. II, North-Holland Publ. Co., 1962.
17. T.Sikkeland. UCRL-16348, 1965.
18. В.Л. Михеев, В.И. Илющенко, М.Б. Миллер, ЯФ, 5, 49 (1967).
19. В.И. Илющенко, М.Б. Миллер, В.Л. Михеев, С.М. Поликанов, В.А. Щеголев. Препринт ОИЯИ, Р7-3022, Дубна, 1968.
20. Б.А. Загер, М.Б. Миллер, В.Л. Михеев, С.М. Поликанов, А.М. Сухов, Г.Н. Флеров, Л.П. Челноков. АЭ, 20, 230 (1966).
21. В.Л. Михеев, В.И. Илющенко, М.Б. Миллер, С.М. Поликанов, Г.Н. Флеров, Ю.П. Харитонов. Препринт ОИЯИ, Р-2839, Дубна, 1968.
22. Г.Н. Флеров, С.М. Поликанов, В.Л. Михеев, В.И. Илющенко, В.Ф. Кушнирук, М.Б. Миллер, А.М. Сухов, В.А. Щеголев. Препринт ОИЯИ, Р7-3059, Дубна, 1968.

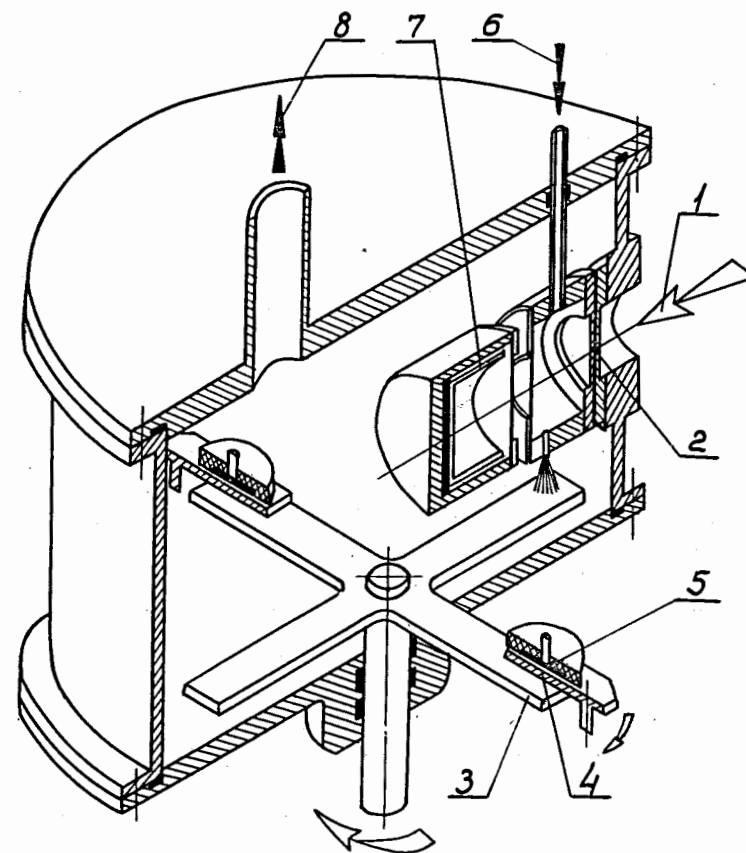
Рукопись поступила в
в издательский отдел 16 марта 1967 г.

Т а б л и ц а 1

Изотоп	Реакция	Е _α , Мэв	T _{1/2}	α/с.с.
E ²⁴⁵ _S	$U^{238}(N^{14}, 7n)$ $U^{235}(N^{14}, 4n)$	7,70±0,03	1,33±0,15 мин	0,20±0,05
E ²⁴⁶ _S	$U^{238}(N^{14}, 6n)$	7,33±0,03	7,7±0,5 мин	0,11±0,02
E ²⁴⁷ _S	$U^{238}(N^{14}, 5n)$	7,33±0,08	5,0±0,3 мин	~ 0,07
F ²⁴⁶ _m	$Pu^{239}(C^{12}, 5n)$	8,25±0,08	1,6±0,4 сек	-
F ^{247g} _m	$Pu^{239}(C^{12}, 4n)$ $Np^{237}(N^{15}, 5n)$	7,87±0,05 ~ 70% 7,93±0,05 ~ 30%	35± 4 сек	≥ I
F ^{247m} _m	$Pu^{239}(C^{12}, 4n)$	8,18±0,03	9,2±2,3 сек	-
F ²⁴⁸ _m	$Pu^{240}(C^{12}, 4n)$ $Np^{237}(N^{15}, 4n)$	7,85±0,08	~ 35 сек	-
F ²⁴⁹ _m	$Pu^{242}(C^{12}, 5n)$	7,52±0,03	~ 2,5 мин	-
I ²⁵²	$Pu^{239}(O^{18}, 5n)$	8,41±0,03	4,5±1,5 сек	-
I ²⁵³	$Pu^{239}(O^{18}, 4n)$ $Pu^{242}(O^{16}, 5n)$	8,01±0,03	95±10 сек	~ I
I ²⁵⁴	$Am^{243}(N^{15}, 4n)$ $Pu^{242}(O^{16}, 4n)$	8,11±0,03	75±15 сек	-
I ²⁵⁵	$Pu^{242}(O^{18}, 5n)$	8,09±0,08	180±40 сек	-
I ²⁵⁶	$Pu^{242}(O^{18}, 4n)$	8,42±0,08	9±3 сек	-

Таблица 2

Реакция	$\sigma_{\text{max}}, \text{см}^2$	E_{max} лаб. МэВ	E^* , МэВ	Γ_n/Γ_γ
$\rho_{\text{Li}}^{242}(0^{18}, 4n)\text{I}02^{256}$	$2,3 \cdot 10^{-32}$	88	41,7	$4,0 \cdot 10^{-2}$
$\rho_{\text{Li}}^{242}(0^{16}, 4n)\text{I}02^{254}$	$3,4 \cdot 10^{-32}$	89	43,6	$4,5 \cdot 10^{-2}$
$\rho_{\text{Li}}^{239}(0^{18}, 4n)\text{I}02^{253}$	$5,1 \cdot 10^{-32}$	90	42,9	$4,2 \cdot 10^{-2}$
$\rho_{\text{Li}}^{242}(0^{18}, 5n)\text{I}02^{255}$	$8,8 \cdot 10^{-32}$	96	49,7	$6,9 \cdot 10^{-2}$
$\rho_{\text{Li}}^{242}(0^{16}, 5n)\text{I}02^{253}$	$4,4 \cdot 10^{-32}$	96	50,6	$5,5 \cdot 10^{-2}$
$\rho_{\text{Li}}^{239}(0^{18}, 5n)\text{I}02^{252}$	$1,6 \cdot 10^{-32}$	96	48,9	$4,5 \cdot 10^{-2}$



ис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - пучок ионов, 2 - кассета с мишенью, 3 - сборник атомов отдачи, который периодически поворачивается на 90° , 4 - подвижный экран, вводимый дистанционно между сборником и полупроводниковым детектором (5) на время регистрации α -распада дочерних ядер, 6 - трубка для подачи гелия под давлением 0,5-1 атм. в объем с мишенью, 7 - цилиндр Фарадея, 8 - трубопровод для откачки гелия, выходящего из отверстия диаметром 0,5 мм в объеме с мишенью. Давление гелия в области расположения полупроводниковых детекторов составляет 1-3 тор.

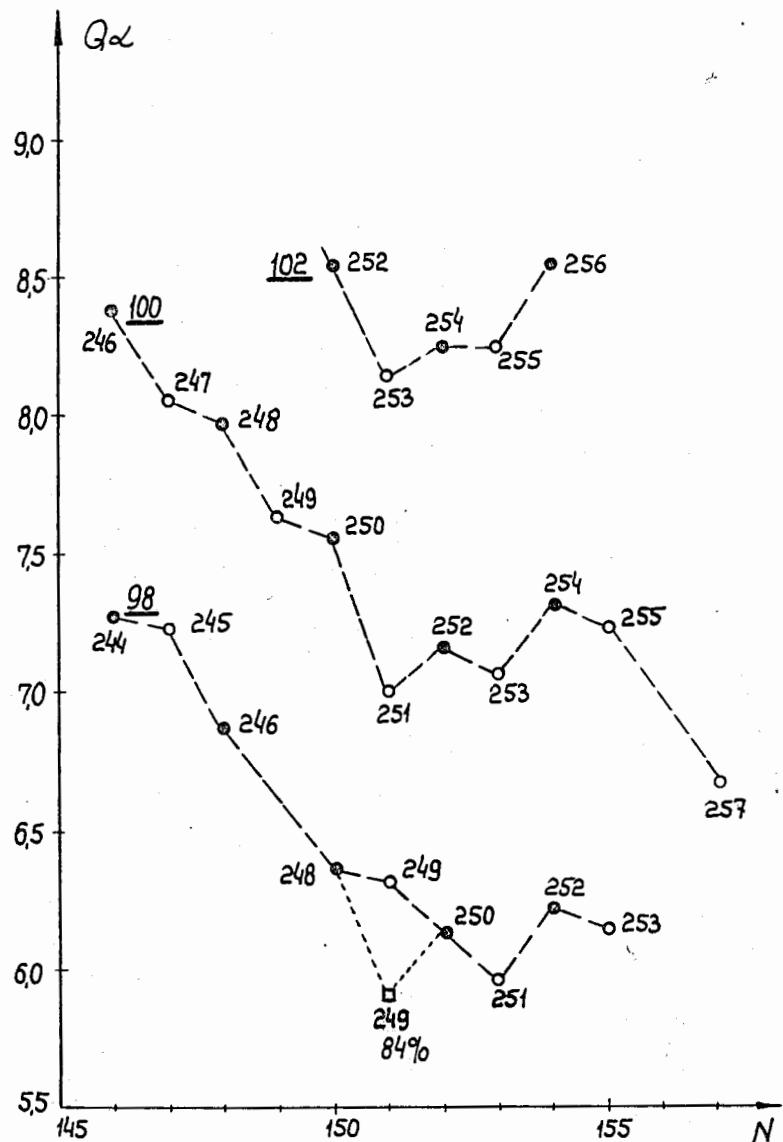


Рис. 2. Зависимость энергии α -распада изотопов Cf, Fm и 102-го элемента от числа нейтронов N . Значения для нечетных изотопов, обозначенные светлыми кружками, относятся к наиболее интенсивным переходам.

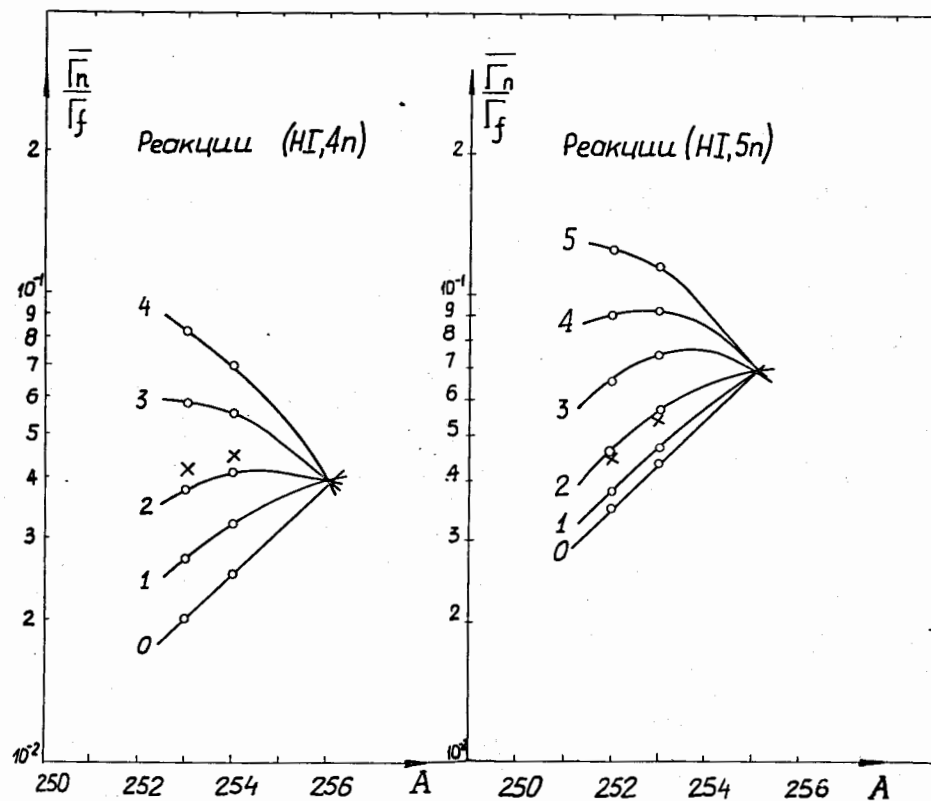


Рис. 3. Средние отношения нейтронной и делительной ширины в зависимости от массового числа изотопов 102-го элемента, синтезированных при облучении изотопов плутония ионами кислорода в реакциях с испарением четырех нейтронов (слева) и пяти нейтронов (справа). Кресты (x) - экспериментальные значения. Кривые, обозначенные индексами 0, 1, 2, 3, 4, 5, получены путем расчета в предположении, что эффекты, связанные с оболочкой $N = 152$, соответственно отсутствуют в составном ядре, проявляются при испарении из составного ядра одного испаряющегося последним нейтрона, затем двух и т.д.