

Д7-2002-287

Ю. Ц. Оганесян, В. К. Утенков, Ю. В. Лобанов,  
Ф. Ш. Абдуллин, А. Н. Поляков, И. В. Широковский,  
Ю. С. Цыганов, А. Н. Мезенцев, С. Илиев,  
В. Г. Субботин, А. М. Сухов, О. В. Иванов,  
А. А. Воинов, К. Суботич, В. И. Загребаев, М. Г. Иткис,  
К. Д. Муди\*, Д. Ф. Уайлд\*, М. А. Стойер\*,  
Н. Д. Стойер\*, К. А. Лауэ\*, Д. А. Шонесси\*,  
Д. Б. Патэн\*, Р. В. Лоугхид\*

## РЕЗУЛЬТАТЫ ПЕРВОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

$^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$

---

\*Калифорнийский университет, Ливерморская национальная лаборатория им. Лоуренса, Ливермор, Калифорния 94551, США

## 1. Введение

Одним из фундаментальных выводов модели ядерных оболочек является предсказание существования “острова стабильности” в области гипотетических сверхтяжелых элементов. Эта гипотеза развивалась более 30 лет в различных моделях строения ядра и находит подтверждение в самых последних экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов. Среди экспериментально достижимых сверхтяжелых нуклидов наибольший интерес представляют четно-четные изотопы, поскольку в отсутствие влияния одночастичных эффектов их радиоактивные свойства могут быть оценены теоретически с большей определенностью.

Четыре четно-четных нуклида, входящих в цепочки распада  $^{292}116 \xrightarrow{\alpha}$   $^{288}114 \xrightarrow{\alpha}$   $^{284}112 \xrightarrow{\alpha}$   $^{280}110 \xrightarrow{\text{SF}}$ , были недавно получены в реакциях  $^{244}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$  и  $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$  [1,2]. Преобладание  $\alpha$ -распада, обнаруженное для новых ядер с атомным номером  $Z=112-116$  и числом нейтронов  $N=172-176$ , показывает их высокую стабильность по отношению к спонтанному делению (SF). Энергии их распада и времена жизни указывают на существенное повышение стабильности ядер с  $Z \geq 110$  с ростом числа нейтронов. В целом, эти наблюдения служат подтверждением теоретическим предсказаниям о влиянии замкнутых ядерных оболочек в обширной области нуклидов вблизи  $Z=114$  или выше и  $N=184$ .

В то же время, положение максимума стабильности сверхтяжелых ядер, равно как и границы “острова стабильности”, весьма чувствительны к параметрам ядерной модели, в частности, к величине  $Z$  магического ядра с  $N=184$ , имеющего максимальный оболочечный эффект. Дальнейшие исследования области сверхтяжелых ядер связаны с поиском нуклидов с  $Z > 116$ , и логичным следующим шагом стал бы эксперимент, нацеленный на синтез изотопов с  $Z=118$ , которые могут быть получены в реакции  $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$ .

## 2. Реакция синтеза

Выбор реакции синтеза элемента 118 определяется рядом факторов. Среди изотопов калифорния, получаемых в высокопоточных ядерных реакторах,  $^{249}\text{Cf}$  ( $T_{1/2}=350$  лет) доступен в количествах, достаточных для изготовления рабочих мишеней (~10 мг). При этом он может быть получен с высоким изотопным обогащением, как продукт  $\beta$ -распада химически очищенного  $^{249}\text{Bk}$  ( $T_{1/2}=320$  дней).

Ожидаемая энергия возбуждения составного ядра  $^{297}118$  на кулоновском барьере реакции  $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$  составляет  $E_{\text{мин}}^* = 26,6$  МэВ, то есть на 4 МэВ ниже, чем ядра  $^{296}116$ , полученного в реакции  $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ . Это должно привести к большей вероятности выживания конечных ядер – продуктов испарения (EVR) в процессе эмиссии нейтронов и, таким образом, компенсировать возможное падение их выхода вследствие ожидаемого уменьшения сечения полного слияния. Используя экспериментальные сечения реакций  $^{204-208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{(252-256)-x}\text{No}$  ( $x=1-4$ ) [4], измеренные в широком диапазоне энергий, и реакций

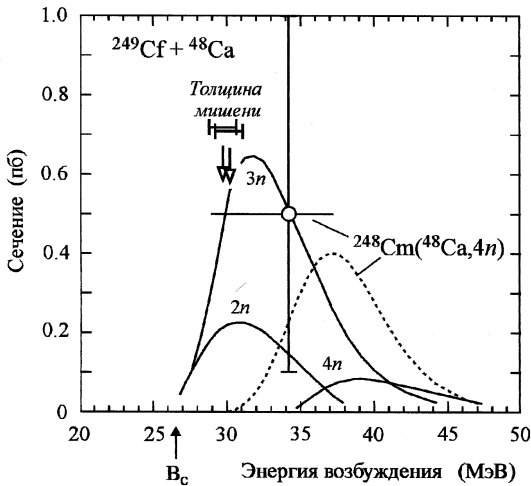


Рис. 1. Расчетные функции возбуждения  $xn$ -реакций при слиянии  $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$  [3]. Стрелками показаны энергии возбуждения, соответствующие наблюдаемым в настоящей работе событиям, и барьер Басса  $V_c$ . Пунктирная кривая и экспериментальная точка относятся к реакции  $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{292}116$

Сопоставление радиоактивных свойств  $^{294}118$  с ранее полученными данными для  $^{292}116$  позволит оценить стабилизирующий эффект протонной оболочки при  $N=176$ . В случае, если  $^{294}118$  испытывает последовательные  $\alpha$ -распады, такое сопоставление возможно и для дочерних ядер, то есть нуклидов с  $Z=116, 114$  и, возможно,  $112$  с числом нейтронов  $N=174, 172$  и  $170$  соответственно.

Радиоактивные свойства  $^{294}118$  могут быть рассчитаны в рамках различных моделей. Однако результаты расчетов сильно расходятся, поскольку разные подходы предсказывают появление замкнутых протонных оболочек в сверхтяжелых ядрах при разных  $Z$ . Так, согласно макромикроскопической модели [5],  $^{294}118$  должен испытывать  $\alpha$ -распад с энергией  $Q_\alpha=12,11$  МэВ и периодом полураспада  $T_\alpha=58$  мкс; расчеты по методу Хартри-Фока-Боголюбова [6] дают  $Q_\alpha=11,3$  МэВ,  $T_\alpha \sim 7$  мс; релятивистские расчеты по методу среднего поля [7] дают  $Q_\alpha=11,03$  МэВ,  $T_\alpha \sim 0,04$  с. Таким образом, разброс расчетных энергий  $\alpha$ -распада превышает 1 МэВ, что означает неопределенность в три порядка в величине парциального периода полураспада.

Однако такая неопределенность не препятствует проведению эксперимента, поскольку используемая нами установка и система регистрации характеризуются коротким мертвым временем регистрации ( $t_{\text{мин}} \sim 6$  мкс) и хорошим энергетическим разрешением ( $\sim 0,06$  МэВ) при детектировании  $\alpha$ -частиц в широком диапазоне энергий. Для определения ожидаемой картины распада  $^{294}118$  более реалистичные оценки могут быть получены экстраполяцией радиоактивных свойств соседних

$^{244}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{288}114$  [1] и  $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{292}116$  [2], можно оценить сечения образования изотопов элемента 118 в реакции  $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$ . Расчетные сечения реакций с испарением различного числа нейтронов в зависимости от энергии возбуждения составного ядра  $^{297}118$  представлены на рис. 1. Для реакции  $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$  ожидается, что максимальный выход будет иметь канал с испарением трех нейтронов, который ведет к образованию в основном состоянии четно-четного нуклида  $^{294}118$  [3].

Использование нейтроноизбыточной бомбардирующей частицы  $^{48}\text{Ca}$  позволяет получить изотоп элемента 118 с  $N=176$ .

четно-четных нуклидов  $^{292}_{116}$ ,  $^{288}_{114}$ ,  $^{284}_{112}$  и  $^{280}_{110}$ , полученных в реакциях  $^{244}_{94}\text{Pu} + ^{48}_{20}\text{Ca}$  и  $^{248}_{98}\text{Cm} + ^{48}_{20}\text{Ca}$ . Простая экстраполяция дает следующую цепочку распадов ( $Q_\alpha$  и  $T_\alpha$  указаны в скобках):  $^{294}_{118} \xrightarrow{\alpha} ^{290}_{116}$  ( $\sim 10,8$  МэВ,  $\sim 50$  мс)  $\xrightarrow{\alpha} ^{286}_{114}$  ( $\sim 10,4$  МэВ,  $\sim 0,1$  с)  $\xrightarrow{\alpha} ^{282}_{112}$  ( $T_{\text{SF}} \sim 0,1$  с). Внучатый нуклид  $^{286}_{114}$  также и сам может испытывать спонтанное деление со значительной вероятностью.

Таким образом, можно ожидать, что цепочка распада  $^{294}_{118}$  будет иметь длительность менее секунды, включать два или три последовательных  $\alpha$ -распада и завершаться спонтанным делением. Имея в виду приведенные оценки сечений образования и радиоактивных свойств ядер, мы поставили эксперимент по синтезу элемента 118 в реакции полного слияния  $^{249}_{98}\text{Cf} + ^{48}_{20}\text{Ca}$ .

### 3. Экспериментальная часть

В настоящих экспериментах, нацеленных на синтез ядер с  $Z=118$ , мы использовали установку, полностью аналогичную применявшейся нами ранее в работах по синтезу элементов 114 и 116 [1,2]. Ниже приводятся детали, характерные для данного эксперимента.

В опытах использовалась вращающаяся мишень, состоящая из шести отдельных круговых секторов площадью  $5,3 \text{ см}^2$  каждый. Изотоп  $^{249}_{98}\text{Cf}$  (97,3%), использованный для изготовления мишени, был произведен на реакторе НИИАР (Дмитровград). Мишенное вещество было высажено на титановую фольгу (1,5 мкм) в виде  $\text{CfO}_2$  ( $0,23 \text{ мг/см}^2$ ). Секторы мишени были установлены на диске, который вращался со скоростью 2000 об/мин в атмосфере водорода (1 Торр), заполняющего газонаполненный сепаратор. Всего в мишени использовано 7,25 мг  $^{249}\text{Cf}$  с активностью  $\sim 30$  мКи. Чтобы избежать  $\alpha$ -радиоактивного загрязнения лабораторных помещений в случае разрушения мишени, мы использовали двойную защиту мишенной сборки и специальную систему контроля  $\alpha$ -радиоактивности в водороде, протекающем через сепаратор. Целостность слоя мишени периодически контролировалась путем измерения скорости счета  $\alpha$ -частиц  $^{249}\text{Cf}$  фокальным детектором при пониженном уровне магнитной жесткости, позволявшем транспортировать  $\alpha$ -частицы с энергией 5,8 МэВ к детекторной сборке.

В наших экспериментах использовался пучок ионов  $^{48}_{20}\text{Ca}$  с энергией 265 МэВ, ускоренных на циклотроне У-400 Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова ОИЯИ. Энергия пучка определялась и контролировалась времяпролетной системой и с помощью поверхностно-барьерного  $\text{Si}(\text{Au})$ -детектора, которым измерялась энергия ионов, рассеянных на тонкой Au-мишени. После прохождения входного окна, отделявшего ионопровод от сепаратора (1,5 мкм Ti), и подложки мишени (также 1,5 мкм Ti) энергия ионов в середине слоя мишени составляла  $E_L = 245$  МэВ. С учетом потерь в мишени ( $\sim 2,1$  МэВ), незначительной неоднородности толщины различных секторов мишени, разрешения пучка по энергии ( $\sim 2,8$  МэВ) и вариации его первоначальной энергии в ходе 2300 часов

## Газонаполненный сепаратор ядер отдачи

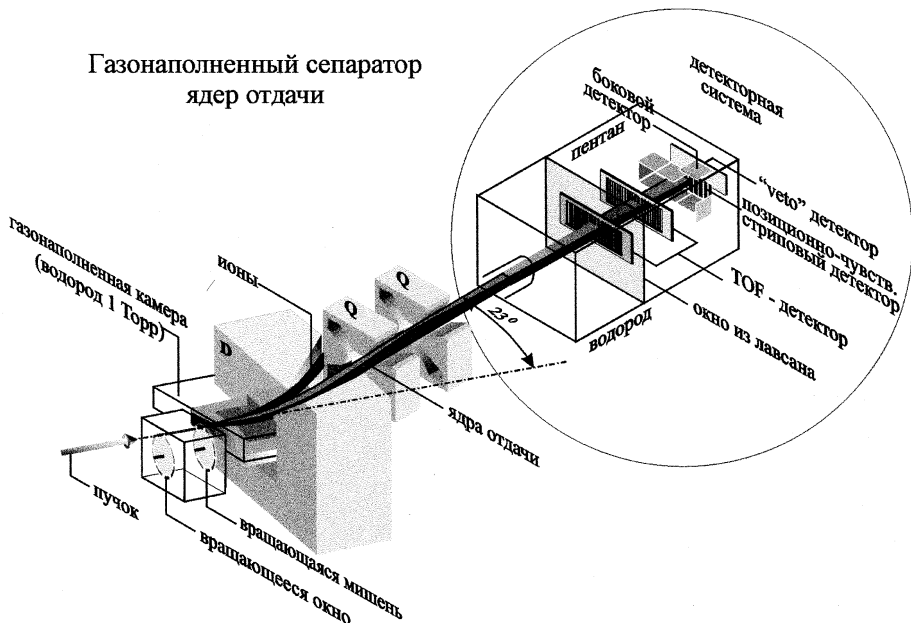


Рис. 2. Схема дубненского газонаполненного сепаратора ядер отдачи, применявшегося в настоящих экспериментах с реакцией  $^{249}\text{Cf}+^{48}\text{Ca}$ : D – дипольный магнит, Q – дублет квадрупольных линз

облучения энергия возбуждения составного ядра  $^{297}118$  могла варьироваться в пределах  $E^*=26,6\text{--}31,7$  МэВ. Пучок распределялся по всей площади мишени так, что плотность потока ионов не превышала  $3 \times 10^{11} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , что позволило провести продолжительные облучения и накопить интегральную дозу  $2,5 \times 10^{19}$  ионов. Время пролета ядра отдачи через сепаратор от мишени до детектора в фокальной плоскости (4 метра) составляло около 1 мкс.

Измерительная система позволяла определять место на мишени, где образовалось ядро отдачи, и соответствующее этому событию значение энергии пучка. Таким образом, при последующем анализе данных мы могли определить энергию возбуждения составного ядра, соответствующую событию, относящемуся к возможному образованию элемента 118, с точностью  $\Delta E^* \approx 4,3$  МэВ.

Продукты реакции полного слияния, выбитые из мишени, сепарировались на лету от первичного пучка, рассеянных частиц пучка и мишени и различных продуктов реакций передач с помощью дубненского газонаполненного сепаратора ядер отдачи [8], схематически показанного на рис. 2. Сепаратор настраивался так, чтобы магнитная жесткость соответствовала задаче транспортировки ядер отдачи с  $Z=118$ . Данный параметр определялся исходя из набора наших экспериментальных данных о средних равновесных зарядах движущихся в

водороде атомов с  $Z=89-116$  [9]. Средний заряд ядер отдачи с  $Z=118$  в водороде, наполняющем сепаратор, составляет по нашей оценке величину  $q \approx 5,7$ .

Продукты реакции, прошедшие сепаратор, попадали в детектирующий модуль, объем которого отделен майларовым окном толщиной 1 мкм и заполнен пентаном при давлении 1,5 Торр. Ядра отдачи вбивались в сборку детекторов площадью 48 см<sup>2</sup>, установленную в фокальной плоскости сепаратора. Фокальный детектор состоял из 12 стрипов (полосок), каждый шириной 1 см и высотой 4 см с позиционной чувствительностью в вертикальном направлении. Детектор времени пролета (TOF) с пролетной базой 65 мм был размещен перед фокальным детектором. Им измерялась скорость ядер отдачи, и он позволял отличать сигналы от частиц, прошедших через сепаратор, от  $\alpha$ -частиц и осколков деления ядер, имплантированных в фокальный детектор (без TOF-сигнала).

Для тяжелых ядер и событий распада ( $\alpha$ -частицы или осколки деления) мы определяли положение на чувствительной поверхности детекторов как номер стрипа и вертикальную позицию на нем. Такое координатное соответствие устанавливало генетическую связь между имплантированным ядром отдачи и его последующим распадом.

Для регистрации  $\alpha$ -частиц, вылетающих в заднюю полусферу, фокальный детектор был окружен боковыми детекторами (без позиционной чувствительности) таким образом, что вся детекторная сборка выглядела как коробка с открытой передней стенкой. Это повышало эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц с измерением их полной энергии до 87% от 4 $\pi$ . За фокальным детектором толщиной 300 мкм располагался "veto"-детектор для исключения сигналов от слабоионизирующих частиц (протоны, дейтроны,  $\alpha$ -частицы), которые могли проходить от мишени через сепаратор и фокальный детектор и не регистрироваться TOF-детектором.

При интенсивности пучка ионов  $^{48}\text{Ca } 5 \times 10^{12} \text{ c}^{-1}$  средняя скорость счета частиц TOF-детектором была около 8  $\text{c}^{-1}$ , при этом сигналы с энергией в ожидаемом диапазоне для ядер отдачи с  $Z=118$  следовали с частотой 2  $\text{c}^{-1}$ . Сигналы без признака TOF с энергиями  $E_{\alpha}=9-13$  МэВ регистрировались всей поверхностью фокального и боковых детекторов с частотой около 0,5  $\text{c}^{-1}$ . Распределения скорости счета сигналов с энергиями в ожидаемом диапазоне для ядер отдачи ( $E_R=5-18$  МэВ) и зарегистрированных осколков спонтанного деления в зависимости от номера стрипа приведены на рис. 3.

Из наших предыдущих экспериментов и расчетов эффективности собирания сепаратора [10] следует, что около 35% ядер с  $Z=118$ , вылетающих из  $^{249}\text{Cf}$ -мишени, должны останавливаться в фокальном детекторе.

Калибровка энергии  $\alpha$ -частиц осуществлялась периодически по  $\alpha$ -пикам изотопов No и Th и продуктов их распада - изотопов Fm, Cf и Ra, Rn, полученных в реакциях  $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$  и  $^{251}\text{Yb} + ^{48}\text{Ca}$ , соответственно. Энергетическое разрешение при регистрации фокальным детектором  $\alpha$ -частиц с полной энергией составляло около 0,06 МэВ; при регистрации  $\alpha$ -частиц, вылетающих из фокального в боковые детекторы, разрешение было 0,17 МэВ.

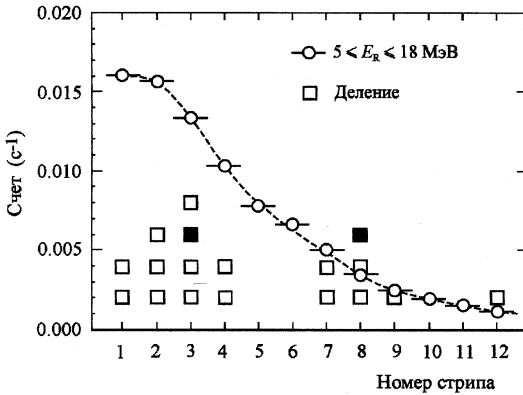


Рис. 3. Распределение сигналов по стрипам фокального детектора. Открытыми кружками показана скорость счета ядер отдачи с  $E_R=5-18$  МэВ, приведенная для интенсивности  $^{48}\text{Ca}$   $5 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$  и позиционного интервала 1,5 мм. Открытые квадраты – 16 зарегистрированных SF событий с  $E_{\text{сум}} < 200$  МэВ. Черные квадраты – осколки с  $E_{\text{сум}} > 200$  МэВ

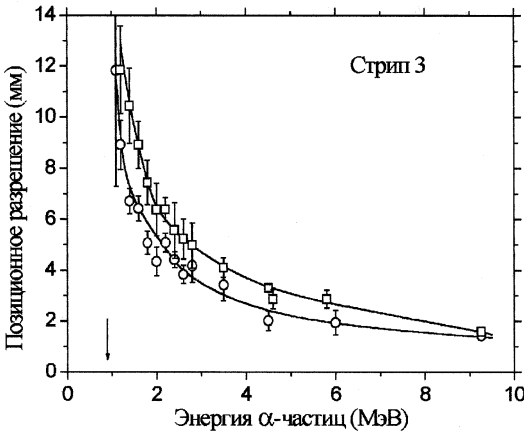


Рис. 4. Зависимость позиционного разрешения EVR- $\alpha$  (FWHM) от амплитуды сигнала  $\alpha$ -частицы в стрипе 3 фокального детектора в начале (○) и в конце эксперимента (□) после набранной дозы  $2.5 \times 10^{19}$ . Стрелкой показан порог регистрации  $\alpha$ -частиц. Позиционное разрешение определено из опыта  $^{89}\text{Tl} + ^{48}\text{Ca}$  для  $\alpha$ -частиц, оставивших разную величину энергии в фокальном детекторе

Калибровка энергии осколков проводилась с помощью осколков спонтанного деления ядра  $^{252}\text{No}$ , полученного в реакции  $^{206}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)$ . Из этих данных следовало, что с вероятностью 43% спонтанное деление ядер  $^{252}\text{No}$  регистрируется фокальным и боковым детекторами в виде двух совпадающих осколков со средним суммарным выделением энергии  $\bar{E}_{\text{сум}} = 176$  МэВ. При спонтанном делении имплантированных ядер осколок, вылетающий в заднюю полусферу, теряет часть энергии в фокальном детекторе. Эта энергия суммируется с энергией второго осколка. Однако при попадании в боковой детектор этот вылетевший осколок теряет энергию в мертвых слоях фокального и бокового детекторов, а также в пентане, заполняющем детекторную сборку. Для  $^{252}\text{No}$  потери составляют около 20 МэВ. Эти потери должны учитываться при вычислении полной кинетической энергии  $\overline{\text{TKE}} = \bar{E}_{\text{сум}} + 20$  МэВ.

В калибровочных экспериментах были также определены позиционные разрешения сигналов от коррелированных распадов ядер, имплантированных в детекторы. При регистрации последовательной пары EVR- $\alpha$  позиционное

разрешение (ширина на полувысоте FWHM) составляло  $(1,1 \pm 0,2)$  мм. В случае, когда  $\alpha$ -частица регистрируется одновременно фокальным и боковым детекторами, позиционное разрешение зависит от амплитуды сигнала в фокальном детекторе (см. рис. 4). Для коррелированных EVR-SF событий позиционное разрешение составляло  $(0,7 \pm 0,1)$  мм.

Чувствительность эксперимента, рассчитанная для одного зарегистрированного события распада ядра с  $Z=118$ , соответствовала сечению его образования около  $0,3$  пб.

#### 4. Экспериментальные результаты

Эксперимент проводился с февраля по июнь 2002 г. За 2300 часов непрерывного облучения мишени была набрана доза  $2,5 \times 10^{19}$  ионов  $^{48}\text{Ca}$ .

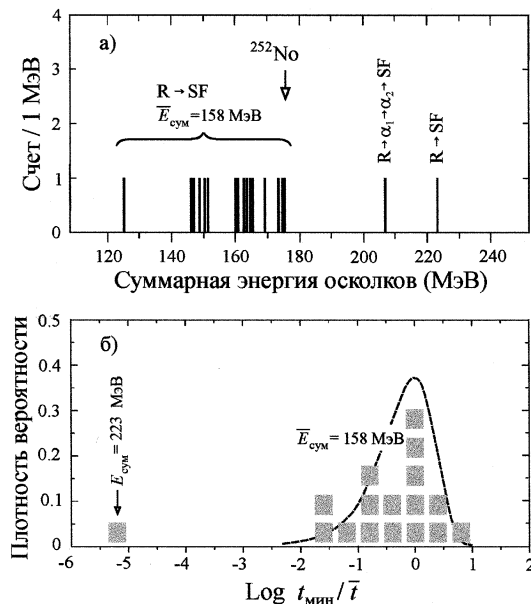


Рис. 5.а) Суммарные энергии осколков деления, зарегистрированных в данном эксперименте. Стрелкой показана  $\bar{E}_{\text{сум}}$  для  $^{252}\text{No}$ , измеренная в калибровочном эксперименте  $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$ . б) Распределение временных интервалов EVR-SF в единицах  $t_{\text{мин}}/\bar{t}$  (см. текст). Пунктирной кривой показана расчетная вероятность случайных корреляций. Стрелкой показана величина  $t_{\text{мин}}/\bar{t}$  для события с  $E_{\text{сум}}=223$  МэВ;  $\bar{t}$  для него составляет 527 с

Поскольку ожидалось, что цепочки распада ядер 118 элемента заканчиваются спонтанным делением, в первую очередь анализировались данные, содержащие осколки деления. За весь эксперимент было зарегистрировано 18 событий спонтанного деления (см. рис. 3), измеренные суммарные энергии которых представлены на рис. 5а. В их число входят события деления, в которых оба осколка были зарегистрированы одновременно фокальным и боковым детекторами, а также события, зарегистрированные только фокальным детектором. Из последних были отобраны события с измеренной энергией  $E_{\text{сум}} > 150$  МэВ. Все события спонтанного деления по энергии осколков можно разделить условно на две группы: основную (16 событий) со значениями  $E_{\text{сум}}$  от 125 МэВ до 175 МэВ



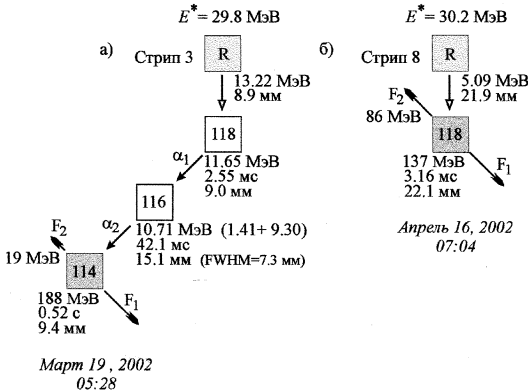


Рис. 6. Цепочки распада ядер, заканчивающиеся спонтанным делением с  $E_{\text{сум}}=207$  МэВ (а) и 223 МэВ (б). Энергии возбуждения  $E^*$  ядра  $^{297}\text{118}$  соответствуют энергиям пучка в момент регистрации данных событий

наблюдаемыми осколками и ближайшими, предшествующими им ядрами отдачи  $t_{\text{мин}}$ , а также средние времена регистрации ядер отдачи  $\bar{t}$  в тех же стрипах и позиционных окнах, размер которых соответствовал 95% вероятности их наблюдения. Для 16 событий спонтанного деления с  $\bar{E}_{\text{сум}}=158$  МэВ минимальные временные интервалы в относительных единицах  $t_{\text{мин}}/\bar{t}$  приведены на рис. 5б. Гладкой кривой показано расчетное распределение случайных временных интервалов. Соответствующая нижняя граница “эффективного” периода полураспада для этой группы осколков составляет  $T_{\text{эф}} > 0,5$  ч. Наиболее вероятно, что эти осколки могут быть отнесены к долгоживущим ядрам в области Cf-Fm, образующимся (как и в случае  $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$  [2]) в реакциях неполного слияния, выход которых подавляется более чем на 5 порядков при прохождении через газонаполненный сепаратор.

Два события спонтанного деления с  $E_{\text{сум}}=207$  МэВ и 223 МэВ отстоят по времени на 0,56 с и 3,16 мс от соответствующих сигналов от ядер отдачи в выбранных позиционных окнах. Вероятность регистрации случайных сигналов от похожих ядер отдачи в данные отрезки времени составляет  $9 \times 10^{-3}$  и  $6 \times 10^{-6}$  соответственно [11].

Для этих двух событий во временных интервалах  $t_{\text{мин}}$  мы искали сигналы от  $\alpha$ -частиц, предшествующих спонтанному делению. Для события с  $E_{\text{сум}}=207$  МэВ (ТКЕ~237 МэВ) ближайшее по времени ядро отдачи имело энергию и TOF-сигнал, соответствующие ожидаемым для ядра с  $Z=118$ , после него, спустя 2,55 мс, фокальным детектором была зарегистрирована  $\alpha$ -частица с энергией 11,65 МэВ. Вслед за ней, через 42,1 мс, фокальным и боковым детекторами была зарегистрирована другая  $\alpha$ -частица с энергией 10,71 МэВ (энергия 1,41 МэВ была

( $\bar{E}_{\text{сум}}=158$  МэВ) и два случая с более высокими энергиями 207 МэВ и 223 МэВ.

Для всех событий спонтанного деления в соответствующих стрипах и позиционных окнах относительно положения осколков искались сигналы от предшествующих ядер отдачи. В наших условиях частота следования ядер отдачи зависит от их магнитной жесткости или, соответственно, от номера стрипа (см. рис. 3). Для каждого события деления определялись временные интервалы между

выделена в фокальном детекторе и 9,30 МэВ в боковом), после чего, через 0,52 с, произошло спонтанное деление, которое было зарегистрировано в виде двух осколков с энергиями 188 МэВ (фокальный детектор) и 19 МэВ (боковой детектор). Вероятность наблюдения случайной последовательности четырех сигналов EVR- $\alpha_1$ - $\alpha_2$ -SF в стрипе 3 (даже без учета их корреляций по позиции) составляет  $1,5 \times 10^{-6}$  [11], что указывает на строгую корреляцию наблюдаемых распадов. Данная цепочка распадов представлена на рис. 6а. Там же приведены позиции сигналов от верха детектора. Отклонение по позиции второй  $\alpha$ -частицы на 6 мм обусловлено, как видно из зависимости на рис. 4, малой величиной энергии (1,41 МэВ), оставленной этой  $\alpha$ -частицей в фокальном детекторе.

Энергия пучка ионов в момент регистрации данного события составляла 245,6 МэВ, что соответствует энергии возбуждения составного ядра  $^{297}_{118}E^* = (29,8 \pm 2,0)$  МэВ.

Для второго события, с  $E_{\text{сум}} = 223$  МэВ, (стрип 8) в коротком временном интервале EVR-SF, равном 3,16 мс, сигналы отсутствуют. Спонтанное деление здесь было зарегистрировано также в виде двух совпадающих осколков с энергиями 137 МэВ (фокальный детектор) и 86 МэВ (боковой детектор) в корреляции по позиции с предшествующим сигналом от ядра отдачи (см. рис. 6б). Для этого события измеренная энергия пучка была равна 246,1 МэВ, что соответствует энергии возбуждения составного ядра  $E^* = (30,2 \pm 2,3)$  МэВ.

## 5. Обсуждение результатов

Оба события спонтанного деления с энергиями осколков выше 200 МэВ наблюдались при энергии возбуждения составного ядра около 30 МэВ. Это заметно ниже оптимального значения для канала с испарением четырех нейтронов, для которого расчетный максимум сечения, менее 0,1 пб, ожидается при  $E^* \approx 40$  МэВ, см. рис. 1. При  $E^* \sim 30$  МэВ наиболее вероятны каналы реакции с испарением двух или трех нейтронов, ведущие к образованию изотопов с  $Z=118$  и массой 295 и 294 соответственно.

Два последовательных  $\alpha$ -распада четно-нечетного ядра  $^{295}_{118}$ , продукта испарения двух нейтронов, приводили бы к  $^{287}_{114}$ . Этот изотоп был недавно получен в реакции  $^{242}_{\text{Pu}}(^{48}_{\text{Ca}}, 3n)^{287}_{114}$  [12]. Однако последовательности распадов, наблюдаемые в реакции  $^{249}_{\text{Cf}} + ^{48}_{\text{Ca}}$ , не приводят к цепочкам, полученным в реакции  $^{242}_{\text{Pu}} + ^{48}_{\text{Ca}}$ . Исходя из этих соображений, можно предположить, что зарегистрированные в настоящем эксперименте цепочки распадов начинаются с материнского четно-четного нуклида  $^{294}_{118}$ , образовавшегося в реакции  $^{249}_{\text{Cf}} + ^{48}_{\text{Ca}}$  в результате испарения трех нейтронов.

Рассмотрим детально обе коррелированные последовательности распадов. В первом случае начальное ядро испытывает два последовательных  $\alpha$ -распада, после чего следует спонтанное деление. Для разрешенных  $\alpha$ -переходов в четно-четных ядрах вероятность распада (или период полураспада  $T_\alpha$ ) находится в строгом соответствии с энергией распада  $Q_\alpha$  и зависит только от величины  $Z$  ядра. Это соотношение между  $Q_\alpha$  и  $T_\alpha$  известно как закон Гейгера-Неттолла, и распады

Таблица. Сравнение экспериментальных значений  $Q_\alpha$  с результатами расчетов по различным моделям

Z	N	A	Тип распада	$Q_\alpha(\text{эксп.})$ МэВ	$T_\alpha(\text{эксп.})$ мс	$Q_\alpha^a$ МэВ	$Q_\alpha(\text{теор.})$ МэВ		
							MM [5]	HFB [6]	RMF [7]
118	176	294	$\alpha$	$11.81 \pm 0.06$	$1.8^{+8.4}_{-0.8}$	11.8	12.11	11.3	11.03
116	174	290	$\alpha$	$10.86 \pm 0.17$	$29^{+140}_{-33}$	10.8	11.08	10.1	11.59
114	172	296	SF	$\leq 10.4^b$	$\geq 100^b$	10.4	10.86	9.8	10.01

а)  $Q_\alpha$  получена путем экстраполяции от соседних четно-четных изотопов.

б) Для 95% доверительного интервала.

всех известных 68 четно-четных ядер с  $Z > 82$  и  $N > 126$  следуют этому закону. Выражая это соотношение формулой Вайолы–Сиборга, можно вычислить атомный номер  $Z$  тех нуклидов, которые испытывают  $\alpha$ -распады, предшествующие спонтанному делению. Поскольку оба наблюдавшихся  $\alpha$ -распада генетически связаны, эти переходы могут быть отнесены к цепочке  $Z=118 \rightarrow 116 \rightarrow 114$  с вероятностью  $P > 87\%$ .

Нельзя полностью исключить, что в данной цепочке конечное ядро  $^{286}_{114}$  наряду со спонтанным делением испытывает  $\alpha$ -распад, поскольку время распада  $t_{SF}$  близко к ожидаемому  $t_\alpha$ . Для более определенных заключений необходима дополнительная информация.

В таблице мы приводим для сравнения значения  $Q_\alpha(\text{эксп.})$ , измеренные в данной цепочке, вместе с расчетными значениями  $Q_\alpha$  для  $^{294}_{118}$ ,  $^{290}_{116}$  и  $^{286}_{114}$ . На рис. 7а они также приведены вместе с известными величинами  $Q_\alpha(\text{эксп.})$  для четно-четных нуклидов с  $100 \leq Z \leq 116$  и теоретическими значениями  $Q_\alpha(\text{теор.})$ , рассчитанными в рамках макромикроскопической модели [5]. Как видно из рис. 7, экспериментальные значения  $Q_\alpha(\text{эксп.})$  для  $^{294}_{118}$ , равно как и для дочерних ядер – новых изотопов элементов 116 и 114, хорошо согласуются с известными данными для более тяжелых изотопов с  $Z=114$ , 116 и сохраняют прежнюю тенденцию отклонения от  $Q_\alpha(\text{теор.})$  в сторону уменьшения. Заметим, что время жизни конечного ядра относительно спонтанного деления в зарегистрированной цепочке также согласуется с расчетной величиной  $T_{SF}=1,5$  с для  $^{286}_{114}$  [18].

Для второй зарегистрированной последовательности событий (EVR-SF) вероятность потери двух  $\alpha$ -частиц в интервале времени 3 мс составляет менее 2%. Это событие не воспроизводит первое и должно рассматриваться отдельно. Отметим, что время распада,  $t_{SF}=3,16$  мс, близко к времени регистрации первого  $\alpha$ -распада ( $t=2,55$  мс) в предыдущей цепочке. Можно предположить, что наблюдаемое спонтанное деление с  $E_{\text{сум}}=223$  МэВ (ТКЕ~245 МэВ) относится к распаду самого  $^{294}_{118}$ .

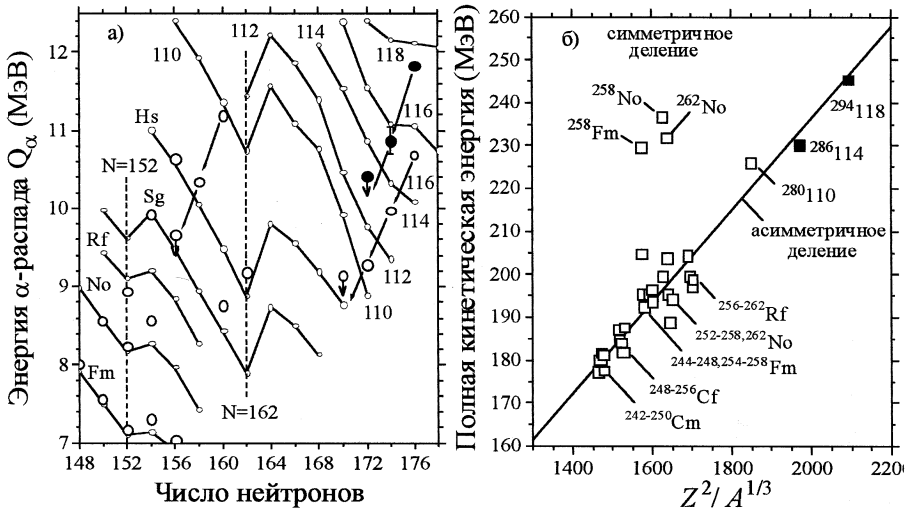


Рис. 7. Систематики  $Q_\alpha$  и  $\overline{\text{ТКЕ}}$  для четно-четных ядер с  $Z \geq 100$  и  $Z \geq 96$  соответственно. а) Сплошные линии – величины  $Q_\alpha(\text{теор.})$ , рассчитанные по макромикроскопической модели [5], кружки – экспериментальные данные  $Q_\alpha(\text{эксп.})$  [1,2,13-17]. Черные точки – данные настоящей работы. Стрелки указывают коррелированные распады. б) Светлые квадраты – зависимость экспериментальных значений  $\overline{\text{ТКЕ}}$  от параметра  $Z^2/A^{1/3}$  (см. [19] и ссылки в ней). Черные квадраты – экспериментальные данные настоящей работы, см. текст. Сплошная линия – результат линейной аппроксимации [20]

На рис. 7б показаны величины  $\overline{\text{ТКЕ}}$  в зависимости от параметра  $Z^2/A^{1/3}$  для всех известных спонтанно делящихся ядер с  $Z \geq 96$ . Сюда включены последние данные для  $^{280}\text{110}$  [1,2] и результаты настоящей работы для  $^{286}\text{114}$ , взятые из первой цепочки распадов, и для  $^{294}\text{118}$  из второй. Видно, что рост  $\overline{\text{ТКЕ}}$  осколков спонтанного деления согласуется с тенденцией, наблюдавшейся при асимметричном делении самых тяжелых нуклидов. Он также находится в согласии с ожиданиями, основанными на исследовании деления возбужденных сверхтяжелых составных ядер [21].

Однако сам факт наблюдения спонтанного деления при переходе от нуклида с  $Z=116$  ( $N=176$ ) к более тяжелому с  $Z=118$  ( $N=176$ ), возможно, указывает на приближение к границе области стабильности сверхтяжелых ядер со стороны больших значений  $Z$ . Хотя расчеты времен жизни сферических сверхтяжелых ядер относительно спонтанного деления имеют неопределенность в несколько порядков величины, этот результат расходится с расчетами [5], которые предсказывают резкое падение  $T_{\text{SF}}$  с ростом  $Z$  при  $N=176$  для ядер с  $Z=120$  ( $T_{\text{SF}} \sim 70$  мс), но не с  $Z=118$  ( $T_{\text{SF}} \sim 10^3$  с). Поскольку вероятность спонтанного деления нуклида, который имеет на 4 протона больше, но на 8 нейтронов меньше, чем  $Z=114$  и  $N=184$ , отличается более чем на пять порядков величины,

протяженность области стабильности сверхтяжелых элементов должна быть ограничена. Более определенные заключения о пределах стабильности сверхтяжелых ядер относительно спонтанного деления требуют дальнейших исследований.

Последующие эксперименты, направленные на синтез ядер с  $Z=118$  в реакции  $^{249}\text{Cf}+^{48}\text{Ca}$  и исследование их радиоактивных свойств, будут предприняты в ближайшем будущем.

## Благодарности

Мы признательны дирекции ОИЯИ за помощь и поддержку во время эксперимента.

Мы хотим выразить благодарность Г.Г. Гульбекяну, С.Л. Богомолову, Б.Н. Гикалу, И.В. Калагину, а также персоналу циклотрона У-400 и сектору ионных источников за получение интенсивного пучка ионов  $^{48}\text{Ca}$ . Мы благодарны Г.В. Букланову, Б.А. Шестакову, Ю.Г. Топорову, В.М. Радченко и М.А. Рябинину за помощь в изготовлении мишени из  $^{249}\text{Cf}$ .

Эта работа была выполнена при поддержке Министерства Российской Федерации по атомной энергии, Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 01-02-16486 и 02-02-06190) и INTAS (грант № 991-1344). Наибольшая поддержка для авторов из ЛЛНЛ была обеспечена Департаментом энергетики США по контракту № W-7405-Eng-48. Эти исследования были выполнены в рамках Российско-американского объединенного координационного комитета по исследованию фундаментальных свойств материи.

## Литература

1. Yu.Ts. Oganessian *et al.*, Phys. Rev. C **62**, 041604(R) (2000); Phys. At. Nucl. **63**, 1679 (2000).
2. Yu.Ts. Oganessian *et al.*, Phys. Rev. C **63**, 011301(R) (2001); Phys. At. Nucl. **64**, 1349 (2001).
3. V.I. Zagrebaev, J. Nucl. Radiochem. Sci., Vol. 3, No. 1 13 (2002); in *Proceedings of Yukawa International Seminar*, 2001, to be published in Prog. Theor. Phys. Suppl.; V.I. Zagrebaev *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 014607 (2002).
4. Yu.Ts. Oganessian *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 054606 (2001).
5. I. Muntian, Z. Patyk and A. Sobiczewski, Acta Phys. Pol. B **32**, 691 (2001); R. Smolańczuk, Phys. Rev. C **56**, 812 (1997); R. Smolańczuk and A. Sobiczewski, in *Proceedings of XV Nuclear Physics Divisional Conference "Low Energy Nuclear Dynamics"*, St. Petersburg, Russia, 1995 (World Scientific, Singapore), p.313.
6. S. Cwiok, W. Nazarewicz and P.H. Heenen, Phys. Rev. Lett. **83**, 1108 (1999).
7. P.-G. Reinhard *et al.*, in *Proc. Tours Symposium on Nuclear Physics IV*, Tours, France, 2000 (AIP, New York, 2001), p.377.
8. Yu.Ts. Oganessian *et al.*, in *Proceedings of the Fourth International Conference on Dynamical Aspects of Nuclear Fission*, Častá-Papiernička, Slovak Republic, 1998 (World Scientific, Singapore), p.334.

9. Yu.Ts. Oganessian *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 064309 (2001).
10. K. Subotic *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **481**, 71 (2002).
11. K.-H. Schmidt *et al.*, Z. Phys. A **316**, 19 (1984); V.B. Zlokazov, Eur. Phys. J. A **8**, 81 (2000).
12. Yu.Ts. Oganessian, *et al.*, Nature **400**, 242 (1999).
13. *Table of Isotopes*, 8th ed., edited by R.B. Firestone and V.S. Shirley (Wiley, New York, 1996).
14. S. Hofmann *et al.*, Eur. Phys. J. A **10**, 5 (2001); S. Hofmann and G. Münzenberg, Rev. Mod. Phys. **72**, 733 (2000); G. Münzenberg *et al.*, Z. Phys. A **322**, 227 (1985); Z. Phys. A **324**, 489 (1986); F.P. Heßberger *et al.*, Z. Phys. A **359**, 415 (1997); in *Proc. Tours Symposium on Nuclear Physics III*, Tours, France, 1997 (AIP, Woodbury, New York, 1998), p.3.
15. Yu.A. Lazarev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 624 (1994).
16. A. Türler *et al.*, Phys. Rev. C **57**, 1648 (1998); GSI Scientific Report 2001, GSI 2002-1, p. 1, GSI, 2002; Ch.E. Düllman *et al.*, Nature **418**, 859 (2002).
17. D.C. Hoffman *et al.* Phys. Rev. C **41**, 631 (1990).
18. R. Smolańczuk, J. Skalski and A. Sobiczewski, Phys Rev. C **52**, 1871 (1995).
19. D.C. Hoffman and M.R. Lane, Radiochim. Acta **70/71**, 135 (1995).
20. V.E. Viola. Jr., Nucl. Data Tables A **1**, 391 (1966).
21. M.G. Itkis *et al.* J. Nucl. Radiochem. Sci. **3**, 57 (2002); in *Proceedings of the Second International Conference on Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei*, St. Andrews, Scotland, 1999 (World Scientific, Singapore), p.268.

---

Получено 24 декабря 2002 г.

Представлены результаты эксперимента, нацеленного на синтез элемента 118 в реакции  $^{249}\text{Cf} (^{48}\text{Ca}, 3n)^{294}118$ . Эксперимент выполнен с использованием дубненского газонаполненного сепаратора ядер отдачи, работавшего на пучке ускоренных ионов циклотрона ЛЯР У-400 (ОИЯИ, Дубна). В ходе 2300-часового облучения мишени из обогащенного изотопа  $^{249}\text{Cf}$  ( $0,23 \text{ мг/см}^2$ ) пучком  $^{48}\text{Ca}$  с энергией 245 МэВ накоплена интегральная доза  $2,5 \cdot 10^{19}$  ионов. При этом нами зарегистрированы два события, которые могут быть отнесены к образованию и распаду ядер с  $Z = 118$ . В одном случае наблюдалась цепочка, состоявшая из двух коррелированных  $\alpha$ -распадов с энергиями и корреляционными временами  $E_{\alpha 1} = (1,65 \pm 0,06) \text{ МэВ}$ ,  $t_{\alpha 1} = 2,55 \text{ мс}$  и  $E_{\alpha 2} = (10,71 \pm 0,17) \text{ МэВ}$ ,  $t_{\alpha 2} = 42,1 \text{ мс}$  соответственно, которая завершилась спонтанным делением с суммарной энергией осколков  $E_{\text{сум}} = 207 \text{ МэВ}$  (ТКЕ  $\sim 230 \text{ МэВ}$ ) и  $t_{\text{SF}} = 0,52 \text{ с}$ . В другой последовательности событий ядро отдачи разделилось на два осколка с  $E_{\text{сум}} = 223 \text{ МэВ}$  (ТКЕ  $\sim 245 \text{ МэВ}$ ) через 3,16 мс без промежуточных  $\alpha$ -распадов. Вероятность того, что указанные события обусловлены случайными корреляциями генетически не связанных сигналов, пренебрежимо мала. Оба события наблюдались при энергии, соответствующей энергии возбуждения составного ядра  $^{297}118 E^* = (30,0 \pm 2,4) \text{ МэВ}$ , вблизи ожидаемого максимума для реакции с испарением трех нейтронов. Соотношения наблюдаемых энергий распада  $Q_{\alpha}$  и периодов  $T_{\alpha}$  показывают, что последовательные  $\alpha$ -переходы в первом событии соответствуют цепочке распадов с  $Z = 118 \rightarrow 116 \rightarrow 114$ . Характеристики распада новых ядер сравниваются с радиоактивными свойствами четно-четных изотопов с  $Z = 116, 114$  и  $112$ , полученных нами ранее в реакциях  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ , и с расчетами по различным теоретическим моделям.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.  
Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод авторов

The results of an attempt aimed at the synthesis of element 118 in the reaction  $^{249}\text{Cf} (^{48}\text{Ca}, 3n)^{294}118$  are reported. The experiment was performed employing the Dubna Gas-Filled Recoil Separator and the U-400 heavy-ion cyclotron at FLNR (JINR, Dubna). In the course of a 2300-hour irradiation of an enriched  $^{249}\text{Cf}$  target ( $0.23 \text{ mg/cm}^2$ ) with a beam of 245-MeV  $^{48}\text{Ca}$  ions, we accumulated a total beam dose of  $2.5 \cdot 10^{19}$  ions. We detected two events that may be attributed to the formation and decay of nuclei with  $Z = 118$ . For one event, we observed a decay chain of two correlated  $\alpha$ -decays with corresponding energies and correlation times of  $E_{\alpha 1} = (1.65 \pm 0.06) \text{ MeV}$ ,  $t_{\alpha 1} = 2.55 \text{ ms}$  and  $E_{\alpha 2} = (10.71 \pm 0.17) \text{ MeV}$ ,  $t_{\alpha 2} = 42.1 \text{ ms}$  and, finally, a spontaneous fission with the sum of the kinetic energies of the fission fragments  $E_{\text{tot}} = 207 \text{ MeV}$  (TKE  $\sim 230 \text{ MeV}$ ) and  $t_{\text{SF}} = 0.52 \text{ s}$ . In the second event chain, the recoil nucleus decayed into two fission fragments with  $E_{\text{tot}} = 223 \text{ MeV}$  (TKE  $\sim 245 \text{ MeV}$ ) 3.16 ms later, without intervening  $\alpha$ -decays. The probabilities that these events were caused by the chance correlations of unrelated signals are negligible. Both events were observed at an excitation energy of the compound nucleus  $^{297}118$  of  $E^* = (30.0 \pm 2.4) \text{ MeV}$ , close to the expected maximum of the  $3n$ -evaporation channel. The relationship between the decay energy  $Q_{\alpha}$  and decay period  $T_{\alpha}$  shows that sequential  $\alpha$ -transitions in the first event correspond to the decay chain with  $Z = 118 \rightarrow 116 \rightarrow 114$ . Decay characteristics of the newly observed nuclides are compared with radioactive decay properties of the even-even isotopes with  $Z = 116, 114$  and  $112$  previously produced in the reactions  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$  and with calculations made in various nuclear models.

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

Редактор *М. И. Зарубина*  
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 26.12.2002.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,88. Уч.-изд. л. 1,24. Тираж 300 экз. Заказ № 53687.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)