

УДК 539.17

**ПОИСК РЕДКИХ МОД РАСПАДА КАЛИФОРНИЯ**

Г.М. АЙВАЗЯН, Г.Р. ГУЛКАНЯН, В.С. ПОГОСОВ\*, Л.А. ПОГОСЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

\*e-mail: pogosov@mail.yerphi.am

(Поступила в редакцию 20 мая 2015 г.)

Представлены результаты измерений по поиску кластерного распада ядра  $^{252}\text{Cf}$  с испусканием связанного состояния из восьми нейтронов. Получено значение верхней границы парциальной вероятности этого процесса, которое находится в противоречии с результатами опубликованной недавно работы, указывающей на возможное существование октанейтрона. На основании результатов наших измерений даны оценки верхних границ парциальной вероятности испускания кластеров  $^{20}\text{C}$ ,  $^{24}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Ne}$ ,  $^{32}\text{Mg}$ ,  $^{36}\text{Si}$ ,  $^{40}\text{S}$ ,  $^{40}\text{P}$ ,  $^{40}\text{Si}$ . Получена также оценка верхней границы для парциальной вероятности распада ядра  $^{250}\text{Cf}$  с испусканием связанного состояния из шести нейтронов.

**1. Введение**

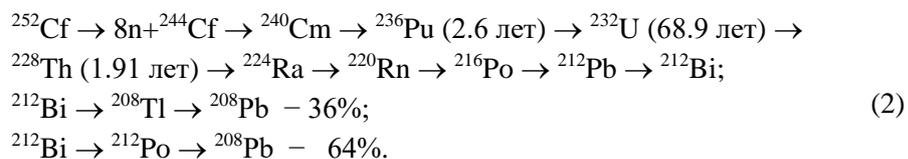
В работе [1] была предложена интересная методика поиска нейтронного кластера, состоящего из восьми нейтронов, путем исследования возможности существования канала распада  $^{252}\text{Cf}$



Напомним, что обычный распад  $^{252}\text{Cf}$  происходит с периодом полураспада 2.645 лет и сопровождается в 97% случаев альфа-распадом, а в 3% – делением.

В результате последовательной серии распадов  $^{244}\text{Cf}$  (см. ниже схему распада (2)) в 64% случаев образуется ядро  $^{212}\text{Po}$ , а в 36% – ядро  $^{208}\text{Tl}$ . Распад талия сопровождается излучением гамма-квантов с энергиями 583 КэВ и 2615 КэВ, а распад полония происходит с испусканием альфа-частиц с энергией 8785 КэВ. В цитируемой работе идентификация реакции (1) осуществлялась через регистрацию гамма-квантов с энергией 2615 КэВ, образующихся от распада талия.

Цепочки распада  $^{252}\text{Cf}$  в канале (1) выглядят так:

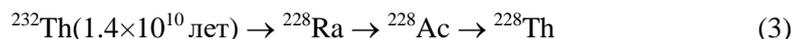


В скобках указаны периоды полураспада долгоживущих изотопов.

Идея метода, предложенного в работе [1], заключалась в использовании «старого» источника  $^{252}\text{Cf}$  (изготовленного 37.5 лет назад), что в случае реализации реакции (1) должно привести к накоплению относительно долгоживущего (см. (2)) нуклида  $^{232}\text{U}$  и соответственно к увеличению интенсивности излучения гамма-квантов, по регистрации которых идентифицируется гипотетическая реакция (1). В то же время существенно уменьшается возможный фон, вызываемый естественными каналами распада  $^{252}\text{Cf}$ , в первую очередь каналами деления, поскольку из-за относительно малого периода полураспада содержание этого изотопа уменьшается за 37.5 лет более чем на четыре порядка. Авторы этого эксперимента делают вывод, что их результаты согласуются с существованием реакции (1). Причем, отношение вероятностей распада по каналу (1) и по обычному альфа-распадному каналу  $^{252}\text{Cf}$  составляет  $1.74 \times 10^{-6}$ . В работе указывается на возможность существования альтернативных каналов, приводящих к последствиям, аналогичным наблюдаемым. Исследования альтернативных каналов важны, поскольку связаны с проблемами кластерной радиоактивности, широко изучаемыми в настоящее время. Мы коснемся этого вопроса несколько позже, а пока сосредоточимся на исследовании канала (1).

Наличие канала (1) фактически означает существование сильно связанного состояния из восьми нейтронов, поскольку этот канал может реализоваться только в случае, если энергия связи 8n-состояния превышает 50 МэВ (реакция (1) с несвязанными нейтронами в конечном состоянии эндотермическая). Существование связанных нейтронных состояний, поиск которых безуспешно проводится уже несколько десятилетий [2–6], приведет к важным выводам как для ядерной физики, так и для астрофизики и космологии. В силу чрезвычайной важности любое свидетельство, указывающее на возможное существование октанейтронного кластера, нуждается в дополнительных проверках.

На наш взгляд, при проектировании будущих экспериментов следует тщательно исследовать возможный вклад фоновых процессов. Одним из источников фона может служить наличие в конструкционных деталях экспериментальной установки широко распространенного в природе долгоживущего ( $1.4 \times 10^{10}$  лет) нуклида  $^{232}\text{Th}$ , который в результате серии распадов



попадает на распадную цепочку  $^{228}\text{Th}$ , содержащуюся в цепочке распада  $^{244}\text{Cf}$  (см. (2)). Несмотря на большое время жизни  $^{232}\text{Th}$ , этот изотоп из-за большой распространенности в природе может дать значительный вклад в фон, и это обстоятельство учитывают при создании низкофоновых установок. Отметим, что одним из звеньев перехода  $^{232}\text{Th}$  в  $^{228}\text{Th}$  является  $^{228}\text{Ac}$ , переход которого в  $^{228}\text{Th}$  с большой вероятностью сопровождается излучением гамма-квантов с энергиями 911 КэВ и

969 Кэв. Наличие этих линий в измерениях свидетельствовало бы о вкладе  $^{232}\text{Th}$ , дало бы возможность оценить его долю и учесть эту составляющую фона. Кроме того, измерения желательно проводить на низкофоновой установке в подземной лаборатории.

В качестве альтернативного эксперимента мы рассмотрели в данной работе вариант идентификации канала (1) посредством регистрации альфа-частиц от упомянутого выше распада полония (см. (2)). Внешние фоновые условия в этом случае существенно лучше, поскольку защититься от альфа-частиц, не связанных с исследуемым источником, не представляет труда.

## 2. Описание экспериментальной установки и измерения

В эксперименте осуществлялся поиск альфа-частиц с энергией 8785 Кэв от распада  $^{212}\text{Po}$ , выход которого составляет 64% от общего числа распадов  $^{244}\text{Cf}$  (см. (2)). Для регистрации альфа-частиц и разделения их от более тяжелых продуктов распада (деления) желательно использовать ( $\Delta E - E$ ) телескоп из полупроводниковых кремниевых детекторов. Однако из-за отсутствия достаточно тонкого  $\Delta E$ -детектора нам пришлось использовать более простую схему, основанную на применении тонкого поглотителя для подавления вклада продуктов деления тяжелее альфа-частиц. Схема эксперимента приведена на рис.1. Альфа-частицы от распада  $^{252}\text{Cf}$  регистрируются полупроводниковым кремниевым детектором толщиной 180 мкм и диаметром 25 мм. Источник, активная область которого имеет диаметр 10 мм, расположен в коллимирующей цилиндрической

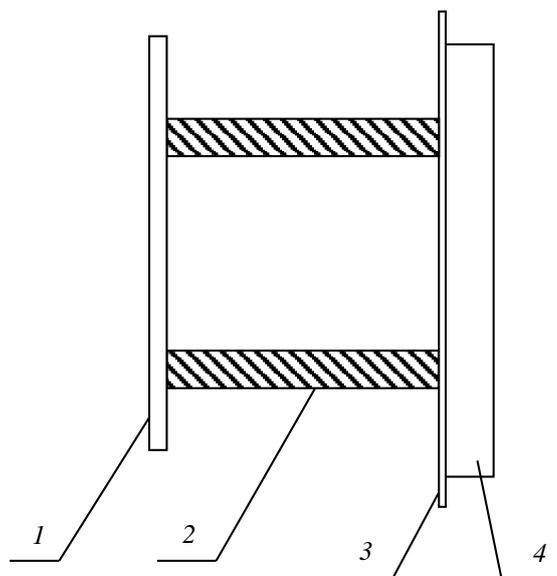


Рис.1. Схема детектирующей установки: 1 – источник калифорния, 2 – коллимирующая трубка, 3 – майларовый поглотитель, 4 – полупроводниковый кремниевый детектор.

тефлоновой трубке диаметром 10 мм на расстоянии 12 мм от детектора. Для поглощения продуктов деления  $^{252}\text{Cf}$  используется тонкий поглотитель из майлара толщиной 23 мкм.

Как показали измерения энергетического спектра частиц от источника из калифорния без применения поглотителя, в области, охватывающей искомый пик (8785 КэВ), фон от продуктов деления довольно заметный. Наличие поглотителя существенно подавляет вклад этих частиц, но приводит к смещению и расширению искомого пика. Сигналы от полупроводникового детектора подавались на вход спектрометрического тракта с последующим их накоплением.

Калибровка детектора проводилась с помощью комбинированного альфа-источника, состоящего из трех изотопов:  $^{239}\text{Pu}$  – 5105.5 КэВ (0.12), 5144.3 КэВ (0.17), 5156.6 КэВ (0.71);  $^{238}\text{Pu}$  – 5456.3 КэВ (0.29), 5499 КэВ (0.71);  $^{244}\text{Cm}$  – 5763 КэВ (0.236), 5805 КэВ (0.764). В скобках указан парциальный вклад каждой альфа-линии в полное число альфа-распадов данного изотопа. Проверка линейности тракта осуществлялась с помощью амплитудного генератора. Измерения показали, что в энергетической области, представляющей для нас интерес, зависимость номера канала от амплитуды сигнала линейная. Энергетическое разрешение детектора, полученное по калибровочным измерениям, оказалось  $\sim 50$  КэВ для альфа-частиц с энергией 5.8 МэВ.

Сначала был измерен спектр от источника  $^{252}\text{Cf}$  без поглотителя. Источник содержит также примесь других изотопов калифорния. Ниже приведены относительные интенсивности альфа-пиков для каждого изотопа, а также периоды полураспада:  $^{252}\text{Cf}$  (2.645 лет) – 6075 КэВ (0.15), 6118 КэВ (0.82);  $^{250}\text{Cf}$  (13.08

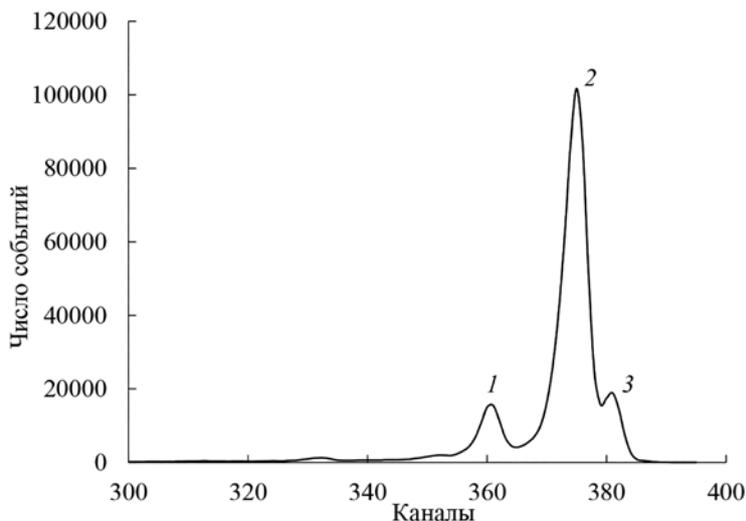


Рис.2. Фрагмент спектра от источника калифорния, соответствующий диапазону энергий от 5.0 МэВ до 6.2 МэВ: пики 1, 2 и 3 соответствуют изотопам  $^{249}\text{Cf}$ ,  $^{250}\text{Cf}$  и  $^{252}\text{Cf}$ .

лет) – 5989 КэВ (0.17), 6031 КэВ (0.83);  $^{249}\text{Cf}$  (351 год) – 5813 КэВ (0.82);  $^{251}\text{Cf}$  (900 лет) – 5677 КэВ (0.36), 5851 КэВ (0.28), 6013 КэВ (0.12);  $^{246}\text{Cm}$  (4760 лет) – 5343 КэВ (0.18), 5386 КэВ (0.82). Изотоп  $^{246}\text{Cm}$  образуется от распада  $^{250}\text{Cf}$ , изначально содержащегося в источнике. Значимый фрагмент полученного спектра, охватывающий диапазон от 5.0 МэВ до 6.2 МэВ, представлен на рис.2.

В этой области энергий основной вклад вносят продукты альфа-распада ядер источника. Область выше 6.2 МэВ заселена событиями, обусловленными продуктами деления  $^{252}\text{Cf}$ . Оценка ожидаемого вклада альфа-частиц с энергией 8785 КэВ, соответствующих искомому процессу, при справедливости результатов работы [1], показала, что он существенно ниже измеренного в этой области спектра фрагментов. Поэтому для подавления фона от продуктов деления мы использовали поглотители из тонких майларовых пленок (рис.1).

Для определения оптимальной толщины поглотителя были проведены измерения энергетического спектра частиц, регистрируемых детектором после прохождения поглотителя с разными толщинами: 10 мкм, 13 мкм, 20 мкм, 23 мкм и 26 мкм. Основным критерием, которым мы руководствовались при выборе минимальной оптимальной толщины, являлся по возможности низкий уровень фона в смещенной области гипотетического пика от альфа-частиц с начальной энергией 8785 КэВ. В итоге мы остановились на поглотителе толщиной 23 мкм, который является комбинацией тонких пленок с толщинами 10 мкм и 13 мкм. Истинные толщины определялись путем взвешивания. Значения толщин тонких пленок оказались равными соответственно  $1.41 \text{ мг/см}^2$  и  $1.91 \text{ мг/см}^2$ , что согласуется с расчетными значениями, соответствующими полученным смещениям

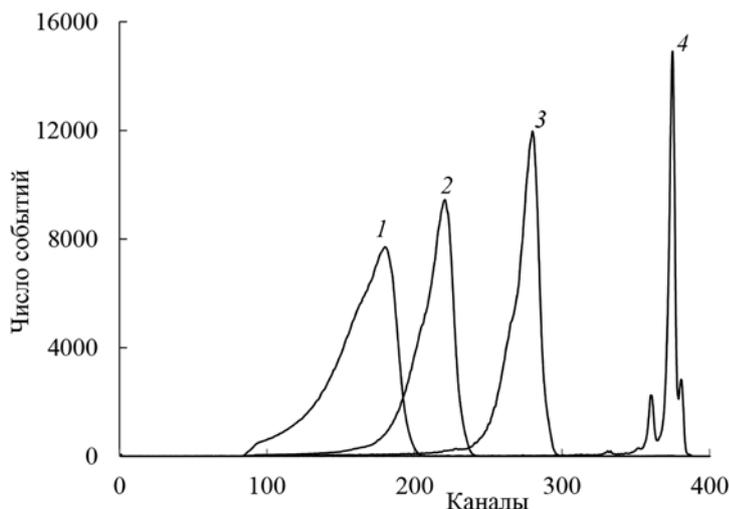


Рис.3. Спектры от источника калифорния при разных значениях толщины майларового поглотителя: 1, 2, 3 соответствует поглотителю с толщинами 23 мкм, 20 мкм, 13 мкм и 4 – без поглотителя.

альфа-линии с энергией 6.03 МэВ после прохождения этих толщин и их комбинаций (20 мкм и 23 мкм).

На рис.3 представлены энергетические спектры частиц от калифорния, полученные при трех значениях толщины майларового поглотителя – 23 мкм, 20 мкм и 13 мкм, а также спектр без поглотителя.

Дальнейшие измерения проводились при толщине поглотителя 23 мкм, которая была выбрана в соответствии с упомянутым выше критерием. Был накоплен спектр с общим количеством событий около шести миллионов. Фрагмент полного спектра для интервала энергий до 3.8 МэВ представлен рис.4.

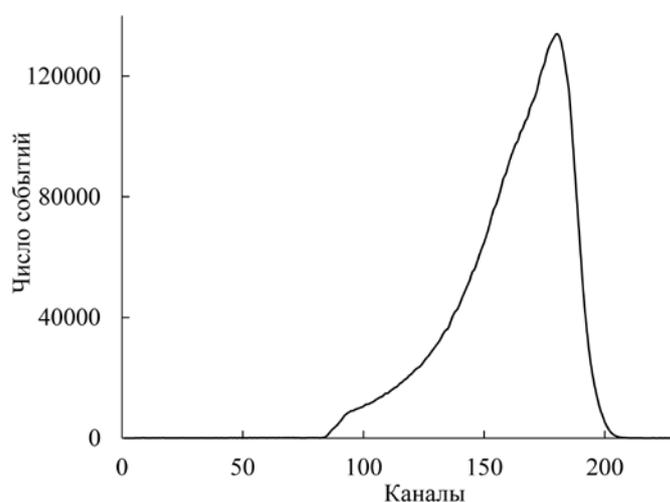


Рис.4. Фрагмент полного спектра от источника калифорния после прохождения майларового поглотителя толщиной 23 мкм. Максимальное значение функции распределения соответствует энергии 3.1 МэВ.

### 3. Обработка результатов измерений

Используя измеренный спектр, представленный на рис.2, можно определить долю  $\xi$  альфа-частиц от  $^{252}\text{Cf}$  в общем количестве частиц, зарегистрированных детектором за время измерений. Зная эту долю и полное число частиц в каждой серии измерений, можно с хорошей точностью определить количество альфа-частиц от  $^{252}\text{Cf}$  в спектре, соответствующем данному измерению. А это, в свою очередь, позволит определить отношение выходов альфа-частиц от искомого процесса и от процесса альфа-распада  $^{252}\text{Cf}$  независимо от точного знания интенсивности источника и геометрии эксперимента.

Для определения  $\xi$  проводилась подгонка ожидаемого спектра под экспериментально измеренный. Форма альфа-пику задавалась в виде гауссовского

распределения с добавлением к левой части этого распределения экспоненциальной функции. Исходя из калибровочных измерений, а также формы экспериментального спектра, задавались начальные значения дисперсии гауссовской функции и положение пика 6031 КэВ от  $^{250}\text{Cf}$ . Информация о дисперсии содержится также в калибровочных спектрах. В качестве варьируемых параметров использовались дисперсия, вклады в спектр значимых альфа-пиков от разных изотопов калифорния, а также положение пика 6031 КэВ. Положения остальных пиков привязывались к нему и не варьировались. Кроме статистической погрешности, которая из-за большой статистики (рис.2) очень мала, учитывался возможный 1% вклад в погрешность от дифференциальной нелинейности спектрометрического тракта. Основная цель всей процедуры – извлечение из экспериментального спектра доли  $\xi$  альфа-распадов от изотопа  $^{252}\text{Cf}$  в спектре, зарегистрированном детектором. На рис.5 представлены полученные в результате подгонки вклады изотопов  $^{250}\text{Cf}$  (1) и  $^{252}\text{Cf}$  (2) в экспериментальный спектр.

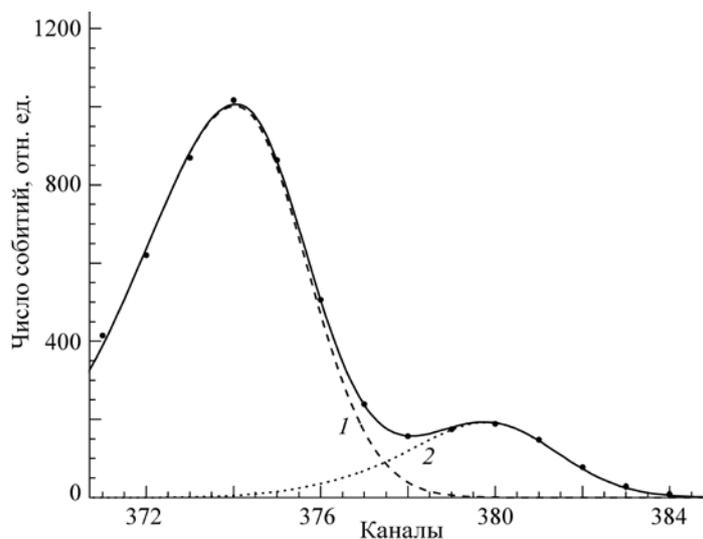


Рис.5. Спектры альфа-частиц от  $^{250}\text{Cf}$  (кривая 1) и  $^{252}\text{Cf}$  (кривая 2), вычисленные по параметрам, полученным в результате подгонки.

Основной результат подгонки – величина отношения вкладов изотопов  $^{252}\text{Cf}$  и  $^{250}\text{Cf}$  в измеряемый спектр. Она оказалась равной:  $\alpha = 0.185 \pm 0.001$ . Заметим, что для нашей задачи устроила бы и точность порядка нескольких процентов.

Для получения значения  $\xi$  определялось отношение числа частиц, соответствующих суммарному вкладу изотопов  $^{250}\text{Cf}$  и  $^{252}\text{Cf}$ , к полному числу частиц в спектре. Оно оказалось равным  $0.819 \pm 0.001$ . Используя это отношение и полученное значение  $\alpha$ , легко найти искомое отношение количества альфа-частиц от  $^{252}\text{Cf}$  к полному числу частиц в измеренном спектре  $\xi = 0.128$ . Знание этой

величины, которая не меняется от измерения к измерению, позволяет определить полное число альфа-частиц от распада  $^{252}\text{Cf}$  в любом из измеренных нами спектров.

Известно, что, если имеется цепочка распадов, содержащая  $n$  следующих друг за другом нуклидов  $(1, 2, \dots, n)$ , с постоянными распада соответственно  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ , где  $\lambda_k = \ln 2 / T_k$  и  $T_k$  – период полураспада  $k$ -го нуклида, то при начальном числе родительских ядер, равном  $N_1(0)$ , через время  $t$  количество нуклидов, имеющих порядковый номер  $n$  в цепочке распадов, будет равно

$$N_n(t) = N_1(0) \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1} S(t),$$

где

$$\begin{aligned} S(t) = & \exp(-\lambda_1 t) / [(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1)] \\ & + \exp(-\lambda_2 t) / [(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \dots (\lambda_n - \lambda_2)] + \dots \\ & + \exp(-\lambda_n t) / [(\lambda_1 - \lambda_n)(\lambda_2 - \lambda_n) \dots (\lambda_{n-1} - \lambda_n)]. \end{aligned} \quad (4)$$

В цепочке распадов  $^{252}\text{Cf} \rightarrow 8n + ^{244}\text{Cf} \rightarrow ^{240}\text{Cm} \rightarrow ^{236}\text{Pu}$  (2.858 лет)  $\rightarrow ^{232}\text{U}$  (68.9 лет)  $\rightarrow ^{232}\text{Th}$  (1.91 лет) величина постоянной распада для  $^{252}\text{Cf}$  равна  $\lambda_1 = 0.262 \text{ лет}^{-1}$ , а для остальных долгоживущих нуклидов она равна соответственно  $\lambda_2 = 0.2425 \text{ лет}^{-1}$ ,  $\lambda_3 = 0.010 \text{ лет}^{-1}$  и  $\lambda_4 = 0.363 \text{ лет}^{-1}$ . Количество ядер  $^{228}\text{Th}$ ,  $N_{\text{Th}}$ , образовавшихся за  $t$  лет с момента изготовления источника и накопленных в образце к моменту измерений, вычисленное согласно (4), равно

$$N_{\text{Th}} = N_0(^{252}\text{Cf}) \times \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 S(t) \varepsilon_1, \quad (5)$$

где  $N_0(^{252}\text{Cf}) = N_1(0)$  – количество ядер  $^{252}\text{Cf}$  в момент изготовления,  $\varepsilon_1$  – парциальная вероятность канала (1). За время измерений  $\Delta t$  количество распадов  $^{228}\text{Th}$  равно

$$\Delta^{228}\text{Th} = N_{\text{Th}} \times \lambda_4 \Delta t. \quad (6)$$

Количество альфа-распадов  $^{252}\text{Cf}$  за то же время измерений равно

$$\Delta^{252}\text{Cf} = N_0(^{252}\text{Cf}) \times \exp(-\lambda_1 t) \lambda_\alpha \Delta t, \quad (7)$$

где  $\lambda_\alpha = 0.97 \lambda_1$  – постоянная альфа-распада  $^{252}\text{Cf}$ . Пусть  $\varepsilon$  – вероятность реализации канала (1) по отношению к альфа-распадному:  $\varepsilon = \varepsilon_1 \lambda_1 / \lambda_\alpha$ . Тогда отношение

$$\Delta^{228}\text{Th} / \Delta^{252}\text{Cf} = \varepsilon \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4 \exp(\lambda_1 t) S(t). \quad (8)$$

Напомним, что идентификация распадов  $^{228}\text{Th}$  осуществляется посредством регистрации альфа-частиц от распадов  $^{212}\text{Po}$ , доля которых составляет 64% от распадов  $^{228}\text{Th}$ . Поскольку измерения альфа-распадов от  $^{212}\text{Po}$  и  $^{252}\text{Cf}$  производятся на одной установке и одновременно, то при одинаковой эффективности регистрации альфа-частиц от этих распадов отношение  $\eta$  количества зарегистрированных детектором частиц от  $^{212}\text{Po}$  и  $^{252}\text{Cf}$  при  $t = 25.75$  лет, прошедшем с момента изготовления источника, согласно (8), будет

$$\eta = \Delta^{212}\text{Po} / \Delta^{252}\text{Cf} = 17.34 \varepsilon . \quad (9)$$

Итак, для определения парциальной вероятности распада  $^{252}\text{Cf}$  по каналу (1) достаточно измерить количество альфа-частиц от распада  $^{212}\text{Po}$  и  $^{252}\text{Cf}$  и найти их отношение  $\eta$ . Дальнейшая задача сводится к нахождению этой величины.

Проводился поиск событий в области, соответствующей альфа-частицам с начальной энергией 8785 КэВ после прохождения ими майларового поглотителя с толщиной  $\sim 3.32 \text{ мг/см}^2$ . Положение максимума смещенного пика соответствует энергии 6800 КэВ. Границы исследуемой области фиксировались с учетом минимальности вклада фоновых событий. Для левой границы был выбран канал, соответствующий энергии 6500 КэВ. Анализ формы правой части спектров, представленных на рис.3, показал, что справа можно ограничиться энергией 6950 КэВ. В номерах каналов выбранный интервал, согласно калибровке, соответствует от 402 канала до 432 с максимумом в 422. На практике мы расширили левую границу до 400 канала, а правую – до 437.

Следующий шаг заключался в оценке доли  $\Upsilon$  событий от гипотетического пика 8785 КэВ, попадающих в указанный интервал после прохождения майларового поглотителя. Без учета флуктуаций ионизационных потерь, граничная энергия 6500 КэВ соответствует прохождению толщины  $3.79 \text{ мг/см}^2$ . Это соответствует определенному граничному углу влета частицы в детектор, поскольку при заданной толщине поглотителя толщина, проходимая частицей, однозначно связана со значением угла влета. В свою очередь, ограничение на угол влета приводит к равенству полного телесного угла для всех энергий частиц, вылетающих из источника. Кроме того, равенство отношений  $\beta$  максимальной и минимальной толщин приводит к равенству полного телесного угла независимо от исходной толщины поглотителя. В нашем случае  $\beta = 1.14$ .

В исходном спектре альфа-частиц с пиковым значением энергии 6.03 МэВ толщине  $t_{\text{max}} = 3.79 \text{ мг/см}^2$  соответствует  $E_{\text{min}} = 2600 \text{ КэВ}$ . В итоге, в заданной геометрии интервалу (6050 КэВ; 6950 КэВ) для пиковой энергии 8785 КэВ будет соответствовать интервал (2600 КэВ; 3400 КэВ) для пиковой энергии 6.03 МэВ. В измеренном спектре (рис.4) выделялся этот интервал и определялось число событий в нем. Отношение  $\Upsilon$  числа событий в выделенном интервале к полному числу зарегистрированных событий оказалось равным 0.79. Величина 0.79 является заниженным значением искомого  $\Upsilon$  для интервала, соответствующего более высокой, чем 6.03 МэВ, пиковой энергии (8785 КэВ). Поэтому, используя это значение, мы получим завышенную оценку для  $\varepsilon$ . Кроме того, структура спектра источника (рис.2) вносит дополнительное уширение по сравнению с одиночным пиком (8785 КэВ), что также приводит к завышению оценки  $\varepsilon$ .

Пусть  $N_{8785}$  – число частиц, зарегистрированных в области поиска альфа-частиц от распада  $^{212}\text{Po}$ , а  $N_{\Sigma}$  – полное число событий в измеренном спектре. Тогда, используя полученное выше значение  $\xi = 0.128$  и приняв  $\Upsilon = 0.79$ , находим, согласно (9), что

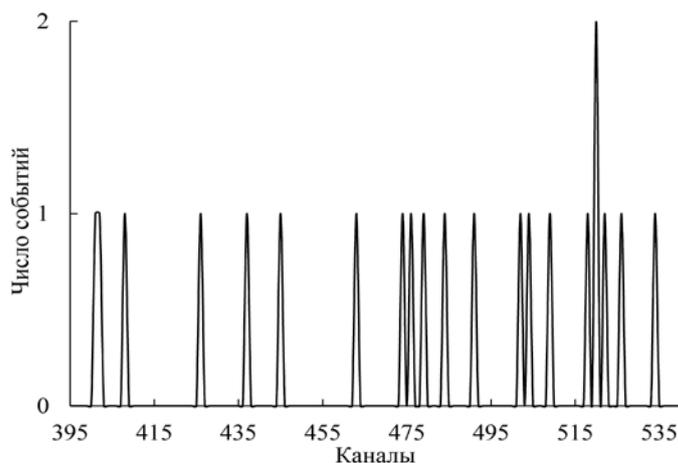


Рис.6. Полный спектр событий в интервале от 6.4 МэВ до 8.5 МэВ за все время измерений. Поиск событий с ожидаемым пиком при 6800 КэВ (422 канал) ограничен интервалом от 400 канала до 437.

$$\varepsilon = 0.57 N_{8785} / N_{\Sigma} . \quad (10)$$

На рис.6 приведен полный спектр частиц, зарегистрированных в интервале энергий от 6.4 МэВ до 8.5 МэВ за все время измерений с поглотителем толщиной 23 мкм.

Как отмечалось выше, мы ограничили поиск событий интервалом от 400 канала по 437. Распределение событий вне этой области дает основание полагать, что события в интересующем нас интервале, скорее всего, вызваны фоном. Поэтому мы можем дать только оценку верхней границы парциальной вероятности каналов реакций, приводящих к выходу альфа-частиц с энергией 8785 КэВ, т.е. содержащих в цепочке распадов нуклид  $^{212}\text{Po}$ .

#### 4. Обсуждение результатов

Перейдем непосредственно к определению величины  $\varepsilon$ . Полное число событий в спектре  $N_{\Sigma} = 5.95 \times 10^6$ . Если принять, что все события в рассматриваемом интервале вызваны распадом  $^{212}\text{Po}$ , то их число не превышает пяти. Установленное нами значение верхней границы парциальной вероятности реализации канала (1), полученное с использованием выражения (10), составляет

$$\varepsilon \leq 0.5 \times 10^{-6} . \quad (11)$$

Заметим, что, в силу ряда указанных выше причин, значение верхней границы, представленное в (11), несколько завышено.

Этот результат не согласуется с выводами работы [1], в которой авторы делают вывод, что их результаты согласуются с существованием канала (1) и приводят значение его вероятности по отношению к альфа-распадному каналу, равное  $\varepsilon = 1.74 \times 10^{-6}$ .

Результаты измерений могут иметь различные интерпретации. Некоторые из них упомянуты в работе [1]. Расширенный перечень дан в работе [7], где отмечается возможность образования  $^{212}\text{Po}$ , если допустить существование таких кластерных распадов калифорния-252, как:  $^{20}\text{C} + ^{232}\text{U}$ ,  $^{24}\text{O} + ^{228}\text{Th}$ ,  $^{28}\text{Ne} + ^{224}\text{Ra}$ ,  $^{32}\text{Mg} + ^{220}\text{Rn}$ ,  $^{36}\text{Si} + ^{216}\text{Po}$ ,  $^{40}\text{S} + ^{212}\text{Pb}$ ,  $^{40}\text{P} + ^{212}\text{Bi}$ ,  $^{40}\text{Si} + ^{212}\text{Po}$ . Из результатов наших измерений были установлены значения верхних границ парциальной вероятности этих процессов. Для моды распада  $^{20}\text{C} + ^{232}\text{U}$  мы получили верхнюю границу, равную  $0.5 \times 10^{-6}$ , для  $^{24}\text{O} + ^{228}\text{Th} - 0.4 \times 10^{-5}$ , для  $^{40}\text{Si} + ^{212}\text{Po} - 0.8 \times 10^{-5}$ , а для остальных  $- 1.3 \times 10^{-5}$ .

Наличие в источнике значительной доли содержания изотопа  $^{250}\text{Cf}$  позволяет рассмотреть также и другую возможность образования  $^{212}\text{Po}$ , если допустить существование связанного состояния из шести нейтронов (секстанейтрона). В этом случае возможен канал реакции распада  $^{250}\text{Cf}$ :



Анализ, проведенный аналогично анализу реакции (1), показал, что верхняя граница парциальной вероятности данного процесса не превышает  $0.6 \times 10^{-5}$ .

## 5. Заключение

В работе получены значения верхних границ различных мод кластерного распада ядра  $^{252}\text{Cf}$ . Полученное нами значение верхней границы парциальной вероятности реакции с образованием октанейтрона находится в противоречии с результатами работы [1]. Дана также оценка верхней границы парциальной вероятности распада ядра  $^{250}\text{Cf}$  с испусканием связанного состояния из шести нейтронов.

Авторы выражают признательность А. Алексаняну и Н. Григоряну за помощь в работе. Работа выполнена при финансовой поддержке ГКН МОН Армении в рамках научного проекта № SCS 13-1C245.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G.N. Dudkin, A.A. Garapatski, V.N. Padalko. NIM A, **760**, 73 (2014).
2. Д.В. Александров, Е.Ю. Никольский, Б.Г. Новацкий, С.Б. Сакута, Д.Н. Степанов. Письма в ЖЭТФ, **81**, 49 (2005).
3. D.R. Tilley, H.R. Weller, H.H. Hasan. Nucl. Phys. A, **541**, 1 (1992).
4. Д.В. Александров, Е.Ю. Никольский, Б.Г. Новацкий, Д.Н. Степанов. Ядерная физика, **52**, 933 (1990).
5. D.R. Tilley, H.R. Weller, H.H. Hasan. Nucl. Phys. A, **474**, 1 (1987).
6. F. M. Marques, M. Labiche, N. A. Orr, et al. Phys. Rev. C, **65**, 044006 (2002)
7. H. Gulkanyan, A. Margaryan. YerPhI Preprint, 1628 (2014).

## ԿԱԼԻՖՈՐՆԻՈՒՄԻ ՏՐՈՂՄԱՆ ՀԱԶՎԱԴԵՊ ԿԱՆԱԼՆԵՐԻ ՈՐՈՆՈՒՄԸ

Գ.Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Հ.Ռ. ԳՈՒԼՔԱՆՅԱՆ, Վ.Ս. ՊՈԴՐՈՍՈՎ, Լ.Ա. ՊՈԴՐՈՍՅԱՆ

Ներկայացված են ութ նեյտրոնների կապված վիճակի առաքմամբ ուղեկցվող  $^{252}\text{Cf}$  միջուկի կլաստերային տրոհման որոնման արդյունքները: Ստացված է այդ պրոցեսի պարզիակ հավանականության վերին սահմանի արժեքը, որը հակասում է վերջերս հրատարակված աշխատանքի արդյունքներին, որոնք վկայում են օկտանեյտրոնի հնարավոր գոյության մասին: Մեր չափումների արդյունքների հիման վրա գնահատված են  $^{20}\text{C}$ ,  $^{24}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Ne}$ ,  $^{32}\text{Mg}$ ,  $^{36}\text{Si}$ ,  $^{40}\text{S}$ ,  $^{40}\text{P}$  և  $^{40}\text{Si}$  կլաստերների առաքման պարզիակ հավանականության վերին սահմանները: Ստացված է նաև վեց նեյտրոնների կապված վիճակի առաքմամբ ուղեկցվող  $^{250}\text{Cf}$  միջուկի տրոհման պարզիակ հավանականության վերին սահմանի գնահատականը:

## SEARCH FOR RARE DECAY MODES OF CALIFORNIUM

G.M. AYVAZYAN, H.R. GULKANYAN, V.S. POGOSOV, L.A. POGHOSYAN

The results of measurements on searching for a cluster decay of  $^{252}\text{Cf}$  nucleus with the emission of the bound state of eight neutrons are presented. The value of an upper limit for the rate of this process is obtained. This value contradicts the results of the recently published paper, in which a possible existence of octaneutron is declared. On the base of the results of our measurements the estimations for the upper limits of partial probabilities for the emission of  $^{20}\text{C}$ ,  $^{24}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Ne}$ ,  $^{32}\text{Mg}$ ,  $^{36}\text{Si}$ ,  $^{40}\text{S}$ ,  $^{40}\text{P}$ , and  $^{40}\text{Si}$  are given. The estimation of an upper limit for the rate of the decay of  $^{250}\text{Cf}$  with the emission of the cluster, which is the six neutrons' bound state, is obtained also.