

P7-2018-72

Ю. С. Цыганов<sup>1,\*</sup>, А. Н. Поляков<sup>1</sup>, А. А. Воинов<sup>1</sup>,  
Л. Шлаттауэр<sup>1,2</sup>

НИЗКОФОНОВЫЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ  
 $\alpha$ -РАСПАДА ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Университет Палацкого, Оломоуц, Чехия

\* E-mail: tyra@jinr.ru

Цыганов Ю. С. и др.

P7-2018-72

### Низкофоновые методы регистрации $\alpha$ -распада тяжелых ядер

Рассмотрены методы регистрации редких событий  $\alpha$ -распада тяжелых ядер, использованные в последние годы в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Отдельно рассмотрены применение и совершенствование метода активных корреляций и различных алгоритмов применения в реальном масштабе времени для поиска коррелированных звеньев для подавления фоновых событий, связанных с работой циклотрона тяжелых ионов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2018

Tsyganov Yu. S. et al.

P7-2018-72

### Low Background Techniques for Heavy Nuclei $\alpha$ -Decay Registration

Methods of rare event  $\alpha$ -decay registration applied in the last years at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions are under consideration. Special attention is paid to the consideration of development and application of method of active correlations and different algorithms for real-time applications of correlated sequences and beam association background suppression.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2018

## ВВЕДЕНИЕ

Синтез и исследование свойств сверхтяжелых ядер является, с точки зрения методики детектирования, одной из наиболее сложных задач. Именно в этой области при проведении экспериментов получен ряд рекордных характеристик, таких как:

- рекордно низкие (доли пикобарнов – пикобарны) сечения образования исследуемых продуктов полного слияния;
- рекордно высокие интенсивности пучков тяжелых ионов (например,  $\sim 1,1\text{--}1,5 \text{ п} \cdot \text{мкА}$   $^{48}\text{Ca}$ , а в перспективе до  $5\text{--}10 \text{ п} \cdot \text{мкА}$ );
- высокая активность используемых актинидных мишеней;
- рекордно длинные сроки облучения (до 1 года);
- чрезвычайно низкий выход исследуемого продукта (иногда  $< 1 \text{ мес}^{-1}$ );
- рекордно высокая чувствительность детектирующих систем;
- рекордно высокое подавление фона (метод активных корреляций).
- возможность в течение длительного времени проводить измерения долгоживущих продуктов  $\alpha$ -распада и ряда других характеристик.

Часто именно последние три характеристики становятся наиболее актуальными с точки зрения общего успеха эксперимента и особенно в случае регистрации редких многозвенных событий  $\alpha$ -распада тяжелых ядер.

В последние годы на установке «Дубненский газонаполненный сепаратор ядер отдачи» (ГНС, DGFRS) были впервые синтезированы новые элементы с  $Z = 114\text{--}118$  (Fl, Mc, Lv, Ts, Og) [1, 2]. В этих экспериментах использовались различные детектирующие системы [3–7] на основе полупроводниковых детекторов и газового модуля низкого давления для дискриминации распадов имплантированных ядер и пролетающих заряженных частиц из циклотрона У-400. Примененный в данных экспериментах метод активных корреляций был именно тем средством, которое обеспечило радикальное подавление фона [8–16] при регистрации очень редких многозвенных событий  $\alpha$ -распада. Отметим, что при проведении экспериментов на электромагнитных сепараторах, в том числе газонаполненных, типичная загрузка детектора фокальной плоскости составляет порядка  $\sim 10^2 \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, при регистрации редкого события с частотой  $1 \text{ мес}^{-1}$  имеется примерно  $30 \cdot 10^5 \cdot 10^2 = 3 \cdot 10^8$

фоновых событий. Это обстоятельство и является основанием для предъявления чрезвычайно жестких требований именно к системе детектирования для уменьшения фона в экспериментах по синтезу и изучению свойств сверхтяжелых ядер (СТЯ).

## 1. БЕСПУЧКОВЫЕ НИЗКОФОНОВЫЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ $\alpha$ -РАСПАДА ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Рассмотрим три метода, которые применялись для регистрации интересующих распадов в режиме «off-line», т. е. проводились измерения либо малых активностей после радиохимического выделения продуктов [17, 18], либо долговременных активностей имплантированных ядер [19], либо продуктов распада, не являющихся результатом проведения той или иной ядерной реакции на циклотроне У-400.

**1.1. Измерение малых активностей после радиохимического выделения интересующего продукта.** При облучении мишени из Pb или Bi ионами от Ti и до Fe наряду с образованием составных ядер трансактинидных элементов (с сечением  $10^{-35}$ – $10^{-33}$  см<sup>2</sup>) в реакциях многонуклонных передач ( $\leq 10^{-26}$  см<sup>2</sup>) образуется много изотопов, включая  $\alpha$ -активные, в области от Po до U. Возможными источниками фона являются изотопы с временем жизни порядка 1 сут и более, в радиоактивном ряду которых есть  $\alpha$ -излучатели с энергией 6–7 МэВ (полезный эффект основан на химическом выделении изотопов Cf, Cm, Es, Fm конечных продуктов распада СТЯ). Но даже при полном исключении из выделенной фракции продуктов многонуклонных передач счетные камеры могут иметь собственный фон, обусловленный следовыми количествами урана, тория и продуктов их распада в конструкционных материалах самой камеры. Для получения максимальной эффективности используют так называемую  $4\pi$ -геометрию: помещают источник на тонкой подложке между двумя полупроводниковыми детекторами или же наносят активный слой методом электрораспыления на один из них. Разумеется, реальная спектрометрическая эффективность всегда ниже  $4\pi$ -геометрической, причем далеко не только за счет конечности толщины источника. Измеренная эффективность в экспериментах составляла  $0,82 \pm 0,04$ .

Основными условиями получения низкого уровня фона являются малое содержание естественных  $\alpha$ -активных нуклидов в конструкционных материалах и исключение возможности попадания внутрь счетных камер из окружающей среды таких радиоактивных газов, как радон. Абсолютное же содержание примесей урана и тория в кремнии пренебрежимо мало. Камера, в которой размещены детекторы, изготавливалась в виде двух изолированных объемов. Внутренний объем и почти все детали крепления в нем изготовлены из фторопласта с относительным содержанием тория и урана не более чем  $10^{-9}$  г/г.

Для исключения электромагнитных наводок камера из фторопласта помещалась в корпус из нержавеющей стали, при этом пространство между камерами периодически откачивалось механическим насосом. Конструкция камер показана на рис. 1. В состав спектрометра входили четыре камеры, содержащие по два поверхностно-барьерных детектора ( $n$ -Si(Au)), имевших диаметр рабочей поверхности 20 мм и энергетическое разрешение для  $\alpha$ -частиц 35–40 кэВ. Детекторы были расположены на расстоянии  $\sim 1$  мм друг от друга. Непосредственно на рабочую поверхность одного из них методом электрораспыления наносился исследуемый  $\alpha$ -источник диаметром 10–12 мм. После установки детекторов внутренняя камера постоянно откачивалась сорбционным насосом. Дифференциальная форма спектра для  $\alpha$ -источника, полученного методом напыления на поверхность детектора, качественно соответствовала формуле

$$\frac{dN}{dE} \approx 0,5 \frac{E_0}{(E_{\max} - E + \Delta E_0)^2},$$

где  $\Delta E_0$  — потери энергии при нормальном прохождении слоя;  $E_{\max}$  — максимальная энергия.

Разумеется, это выражение может корректироваться из-за шумов системы и флуктуаций количества электронно-дырочных пар. Однако при малых расстояниях источник–детектор именно данная формула определяет спектральную форму. Собственный фон спектрометра составлял не более одного события за 5 сут, состоящего из трех или двух последовательных  $\alpha$ -распадов, принадлежащих рядам естественной радиоактивности. Этот фон подавлялся в 10–20 раз системой регистрации последовательных двойных и тройных распадов (корреляции время–амплитуда). Остаточный фон в области 6–7 МэВ не превышал одного отсчета за 30–60 сут. Приведенные цифры убеждают



Рис. 1. Камеры для низкофонных измерений. Показан один из двух детекторов в открытой камере. Слева — открытая внешняя камера. Показан один из пары детекторов

в том, что при наличии той или иной корреляции имеются дополнительные мощные средства для улучшения соотношения эффект-фон.

**1.2. Измерение долговременных распадов имплантированных ядер отдачи.** Ядерная реакция полного слияния  $^{242}\text{Pu} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{260}\text{Rf} + 4n$  с применением интенсивного пучка ионов неона исследовалась на ускорителе У-400 в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ. Ядра имплантировались в сборку из шести поверхностно-барьерных  $n\text{-Si}(\text{Au})$ -детекторов. Наряду с исследуемым продуктом  $^{260}\text{Rf}$  для исследователей представляло интерес изучение долгоживущих продуктов  $\alpha$ -распада и особенно тех из них, которые имеют хотя бы небольшую вилку на спонтанное деление (например,  $^{242}\text{Cm}$ ). С этой целью после окончания измерения были проведены долговременные измерения для двух из шести поверхностно-барьерных детекторов установки. Детекторы были сняты с фокальной плоскости газонаполненного

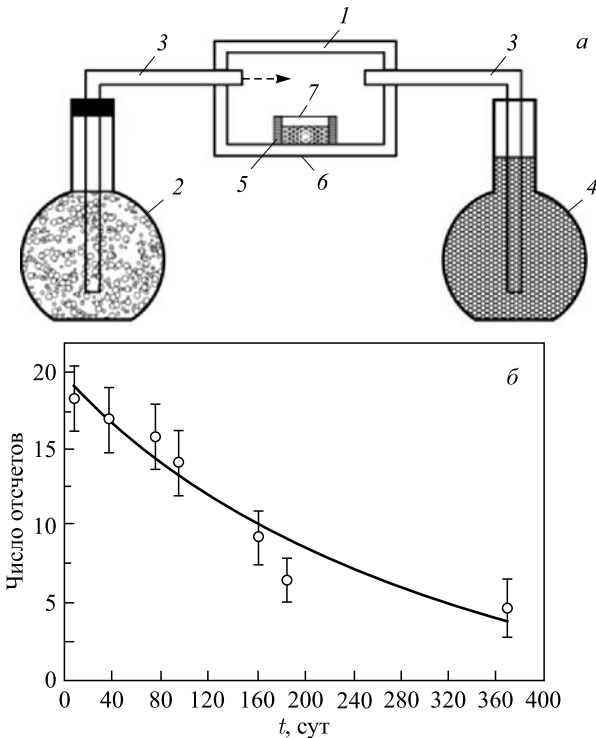


Рис. 2. а) Схема измерений  $\alpha$ -распада имплантированных ядер после облучения  $^{238}\text{Pu} + ^{22}\text{Ne}$ : 1 — измерительная камера; 2 — сосуд Дьюара; 3 — органическая трубка; 4 — вода, создающая избыточное давление; 5 — детекторная оправка из плексиглаза; 6 — кремниевый поверхностно-барьерный детектор; 7 — тефлоновая фольга (60 мкм). б) Кривая распада активности при  $E_\alpha = 6,1$  МэВ

сепаратора и помещены в отдельную камеру [19]. Камера при нормальном давлении заполнялась азотом, который в режиме протока поступал из сосуда Дьюара с жидким азотом в газообразном состоянии при температуре, близкой к комнатной (нагрев паров происходил естественным способом при транспортировке). Схема измерений изображена на рис. 2, а. Величина периода полураспада для пика 6,1 МэВ составила  $T_{1/2} = (173 \pm 26)$  сут (рис. 2, б).

**1.3. Регистрация звеньев  $^{220}\text{Rn} \rightarrow ^{216}\text{Po}$ .** В данном пункте исследуются две проблемы: уточнение периода полураспада  $^{216}\text{Po}$  (рис. 3) и попытка на-

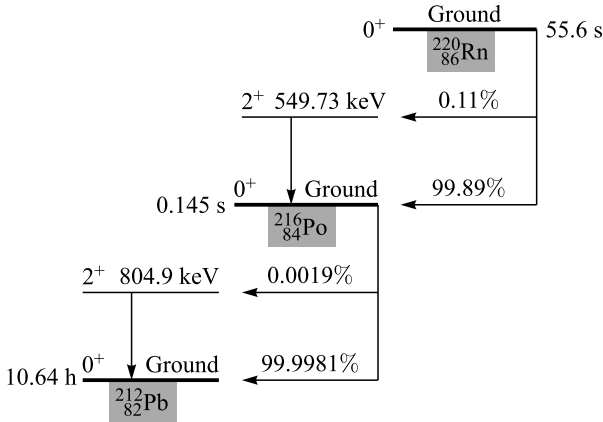


Рис. 3. Схема распада для цепочек  $^{220}\text{Rn} \rightarrow ^{216}\text{Po}$

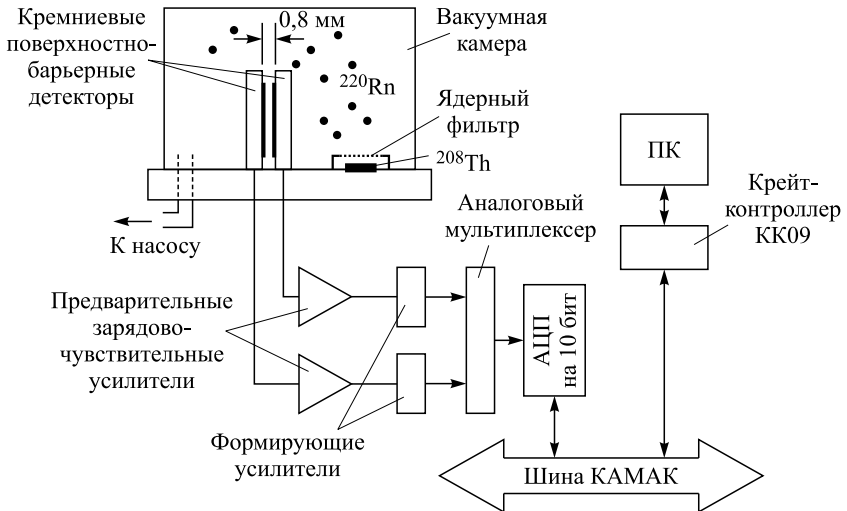


Рис. 4. Блок-схема эксперимента

блюдения эффекта Зенона [20, 21], по которой получен отрицательный результат.

На рис. 4 показана схема эксперимента, суть которого заключалась в том, что радон попадал на поверхность поверхностно-барьерного  $n$ -Si(Au)-детектора в атомарном состоянии. При этом взаимное расположение пары детекторов близко к  $4\pi$ -геометрии.

На рис. 5 показаны измеряемый спектр (а) и кривая распада для изотопа  $^{216}\text{Po}$  (б), причем интересующие активности  $^{220}\text{Rn}$  и  $^{216}\text{Po}$  сосредоточены именно в двух наиболее интенсивных пиках.

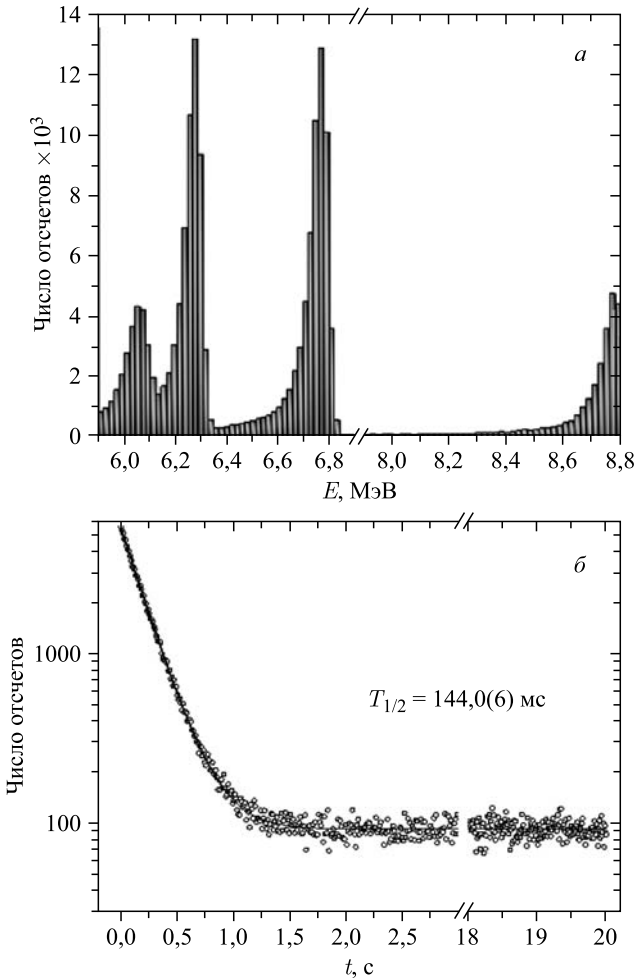


Рис. 5. а) Спектр распада  $^{220}\text{Rn} \rightarrow ^{216}\text{Po}$  (две самые интенсивные линии). б) Кривая распада  $^{216}\text{Po}$



## 2. МЕТОД АКТИВНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ: СТАТУС И РАЗВИТИЕ

В экспериментах по синтезу и изучению свойств тяжелых ядер на электромагнитных сепараторах в реакциях полного слияния подавляющая часть фоновых сигналов в фокальном детекторе связана с работой ускорителя. Таким образом, в случае регистрации многозвенных событий  $\alpha$ -распада имплантированных в кремниевый детектор тяжелых ядер совпадение сигнала имплантации и последующего  $\alpha$ -распада может быть использовано для радикального улучшения соотношения эффект–фон. Идея данного метода подавления фона впервые была предложена в работах [22, 23] и получила дальнейшее развитие в работах [8–11, 24–27].

Суть метода заключается в следующем. В памяти компьютера системы набора данных создается виртуальный образ фокального детектора в виде матрицы ядер отдачи. В случае применения DSSSD-детектора, имеющего 48 передних горизонтальных стрипов и 128 вертикальных задних стрипов, в памяти ПК создается матрица соответствующего размера:  $48 \times 128$ . При регистрации сигнала, параметры которого соответствуют образу имплантируемого ядра отдачи, происходит запись в соответствующий элемент матрицы текущего времени, полученного либо от модуля КАМАК, либо от операционной системы Windows. В последующем при регистрации сигнала, соответствующего параметрам  $\alpha$ -распада, определяется разность времени этого сигнала и соответствующего элемента матрицы текущего времени. Если полученная разность не превышает заранее заданной величины, происходит прерывание процесса облучения мишени на заранее заданном интервале времени. В том случае, если в течение данного интервала регистрируется еще одно событие  $\alpha$ -распада, то данный интервал продлевается автоматически на фактор 3–20 (типичное значение). Для калибровки стрипов фокального детектора обычно используется реакция  ${}^{\text{nat}}\text{Yb} + {}^{48}\text{Ca} \rightarrow {}^{217}\text{Th} + 3n$ .

В качестве примера зарегистрированного распада ядра флеровия на рис. 6 показана полная цепочка распада, полученная на установке газонаполненного сепаратора ядер отдачи [28]. В таблице представлены основные параметры

Типичные параметры остановов

Реакция полного слияния	Интегральный фактор очистки (9–11 МэВ)	Энергетический интервал первой корреляции, МэВ)	Время корреляции, с	Пауза, мин
${}^{238}\text{U} + {}^{48}\text{Ca}$	$9,5 \cdot 10^3$	9,43–9,63/10,3–11,8	12/0,3	1
${}^{242}\text{Pu} + {}^{48}\text{Ca}$	$4 \cdot 10^3$	9,9–10,35	4	1
${}^{245}\text{Cm} + {}^{48}\text{Ca}$	$1,5 \cdot 10^4$	9,9–11	1	1
${}^{243}\text{Am} + {}^{48}\text{Ca}$	$2,0 \cdot 10^4$	9,6–11	8	2
${}^{249}\text{Cf} + {}^{48}\text{Ca}$	$1,1 \cdot 10^4$	9,9–12	1	1
${}^{249}\text{Bk} + {}^{48}\text{Ca}$	$9,2 \cdot 10^3$	10,7–11,4	$\leq 0,2$	3

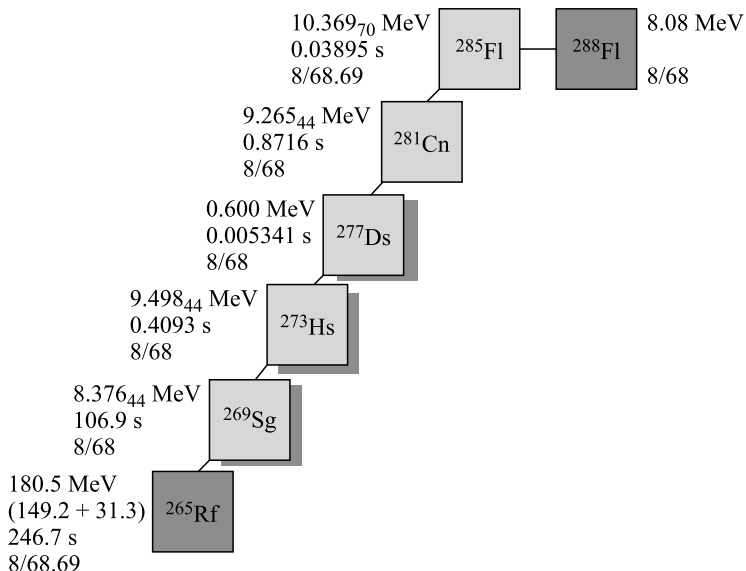


Рис. 6. Цепочка распада изотопа  $^{288}\text{Fl}$ . События «вне пучка» помечены тенью

примененного в последние годы метода активных корреляций для реакций полного слияния с актинидными мишенями (1-я колонка). Приведенный во 2-й колонке выходной параметр интегральной очистки означает отношение количества событий, которое было бы без применения данного метода, к его аналогу с применением метода и вычетом полезных событий в указанном интервале энергий.

Типичный спектр регистрируемых событий для реакции  $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^*\text{Mc}$  показан на рис. 7.

Что же касается ближайшего будущего в развитии данного метода, то оно связано с вводом в эксплуатацию в 2019 г. нового циклотрона ЛЯР ОИЯИ — ДЦ-280 [29, 30]. Ожидается, что интенсивность пучков тяжелых ионов возрастет примерно на порядок по сравнению с существующим ныне циклотроном У-400. Так, для ионов  $^{48}\text{Ca}$  вместо интенсивности  $\sim 1$  *p*·мкА ожидается 5–10 *p*·мкА. Разумеется, возросшие загрузки детектора фокальной плоскости будут предъявлять более жесткие требования системе детектирования нового газонаполненного сепаратора, работающей в описанном выше режиме. В работе [31] предложены подходы к алгоритму реального времени, отличные от традиционного применения в течение последних лет.

Один из подходов предполагает использование корреляций более высокого порядка — вместо ER- $\alpha$ , например, ER- $\alpha$ - $\alpha$ . Другой подход предполагает более гибкое использование параметра времени корреляции. Рассматри-

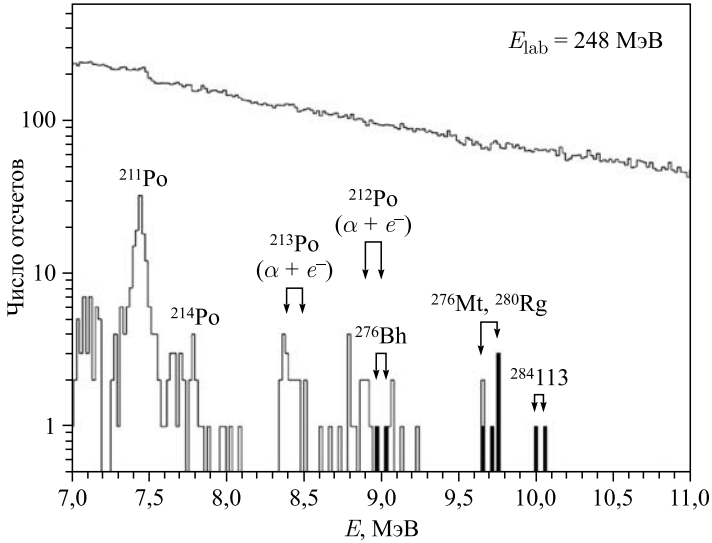


Рис. 7. Спектр  $\alpha$ -распада в паузах облучения мишени в реакции  $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow *^{\text{Mс}}$  при энергии ионов кальция 248 МэВ. Верхняя кривая — уменьшенный в 20 раз инклюзивный спектр

ваеся не жесткое задание такого, а вычисление допустимого значения в каждом конкретном случае. Причем понятие величины допустимости временного интервала связывается с максимально допустимой вероятностью потерь эффективности эксперимента за счет интервалов отключения пучка.

Для реализации как традиционных [8–16], так и предложенных в работе [30] подходов создан пакет C++ программы REDSTORM2 (см. [31]). На рис. 8 показан основной интерфейс процесса набора данных, а также генерация остановов облучения мишени. В случае, если необходимо в качестве события-триггера вместо коррелированного звена типа ER- $\alpha$  использовать корреляцию типа ER- $\alpha$ - $\alpha$ , то вместо матрицы ядер отдачи  $48 \times 128$  вещественных матричных элементов типа  $t_{i,j}$  необходимо применять комплексные числа типа  $T_{i,j} = t_{i,j}^{\text{ER}} + it_{i,j}^{\alpha_1}$  для работы в реальном масштабе времени по поиску коррелированных  $\alpha$ -распадов. Здесь индексы ER и  $\alpha$  соответствуют сигналам типа «ядро отдачи» и «альфа-распад». Условием останова облучения мишени при регистрации последующего сигнала типа «альфа-распад», соответственно, будет  $t_{i,j}^{\alpha_1} - \text{Re}(T_{i,j}) \leq \varepsilon_1$  и  $t_{i,j}^{\alpha_2} - \text{Im}(T_{i,j}) \leq \varepsilon_2$ , где  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  — заранее задаваемые экспериментатором временные интервалы.

Данная система детектирования тестировалась как с применением генератора сигналов, имитирующих сигналы зарядочувствительного предварительного усилителя — генератора IMI-2011 TekhInvest [32], так и с применением внешнего источника  $\alpha$ -распадов — ядра  $^{238}\text{Pu}$ .

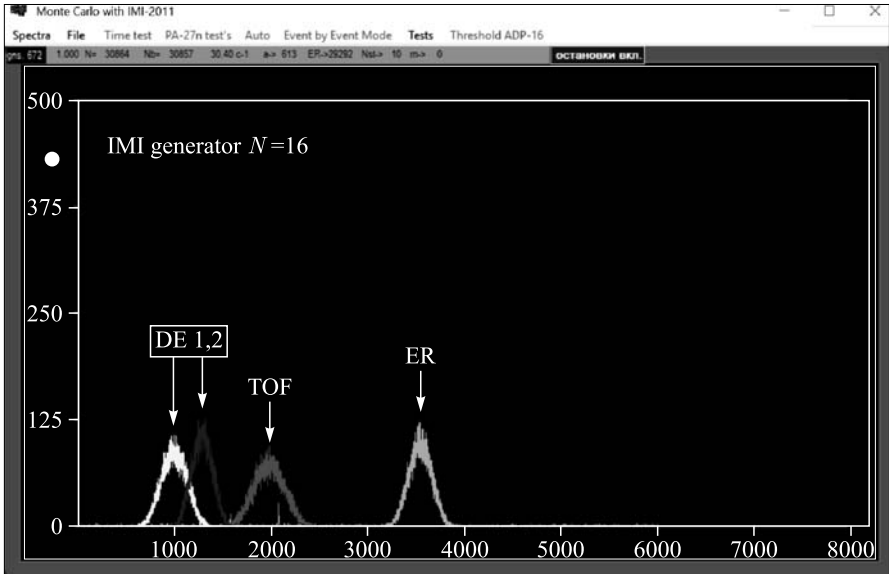


Рис. 8. Основной интерфейс пользователя программы REDSTORM2. Вариант теста Монте-Карло для генерации «остановов пучка». Показаны группы ядер отдачи (ER), времени пролета (TOF) и сигналов  $\Delta E$  с двух пропорциональных камер (DE<sub>1,2</sub>). Нижняя шкала — каналы ADP-16

В более общем случае многозвенного сигнала как триггера останова облучения мишени, а именно типа  $ER-\alpha_1-\alpha_2 \dots \alpha_n$ , следует воспользоваться синтаксисом языка C++:

```
class beamstop
{
public:
float t_ER; // t0
float t_α1; // t1
float t_α2;
...
float t_αn; // tn
};
static beamstop matrix [48, 128];
```

Эти компоненты класса beamstop соответствуют текущим временам. Условие останова в этом случае будет иметь вид  $t_{i+1} - t_i \leq \varepsilon_i$ ,  $i = 0, 1, 2, \dots, n$ .

Возможны и более «либеральные» подходы, а именно  $ER-(\alpha_1 \vee \alpha_2 \dots \vee \alpha_n)$ , вместо приведенного выше подхода  $ER-(\alpha_1 \wedge \alpha_2 \dots \wedge \alpha_n)$ . Любые промежуточные подходы между этими двумя крайними случаями также могут быть

актуальны. Следует отметить, что наиболее часто применяемый алгоритм в настоящее время имеет мнемонику ER- $(\alpha_1 \vee \alpha_2)$ . Разумеется, для эффективного использования корреляций  $\alpha$ - $\alpha$  без потери координаты необходимо минимизировать пороги регистрации до величины менее чем  $\sim 200$  кэВ [33].

В качестве первого теста прототипа DSSSD-спектрометра на пучке циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ была выбрана реакция Ег с ионами  $^{50}\text{Ti}$ . Данная реакция удобна для тестирования детектирующей системы в том смысле, что выход короткоживущего изотопа  $^{217}\text{Th}$  достаточно высок и позволяет находить коррелированные звенья типа ER- $\alpha$  для данного изотопа. На рис. 9 показаны суммарный спектр  $\alpha$ -распада из реакции  $^{170}\text{Er}(^{50}\text{Ti}, 3n)^{217}\text{Th}$  (48 стрипов) (а) и спектр ядер отдачи имплантированных ядер  $^{217}\text{Th}$  (б).

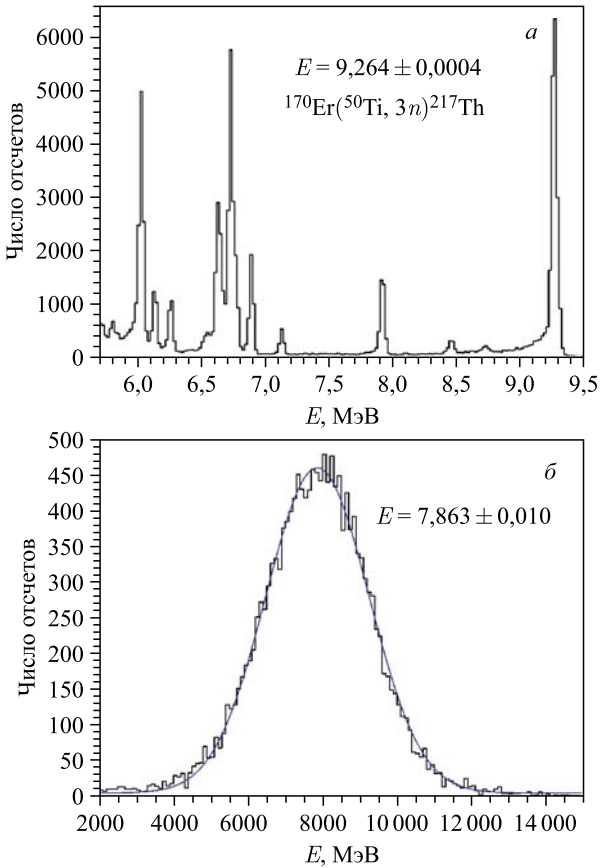


Рис. 9. а) Суммарный спектр  $\alpha$ -распада в реакции  $^{170}\text{Er}(^{50}\text{Ti}, 3n)^{217}\text{Th}$ . б) Спектр ядер отдачи имплантированных ядер тория

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены методы, позволяющие выделять редкие события  $\alpha$ -распада тяжелых ядер. Показано, что метод активных корреляций, примененный на установке «Дубненский газонаполненный сепаратор ядер отдачи» в последние годы, является радикальным средством подавления фона при регистрации многозвенных  $\alpha$ -распадов сверхтяжелых ядер. Ожидается, что актуальность метода возрастет с вводом в эксплуатацию нового интенсивного циклотрона тяжелых ионов в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ — ДЦ-280. Создан прототип системы детектирования для работы в реальном масштабе времени по поиску коротких корреляций типа ER- $\alpha$  и ER- $\alpha$ - $\alpha$ . Проведены первые тесты электронной аппаратуры для применения в экспериментах на новом газонаполненном сепараторе и циклотроне ДЦ-280.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 16-52-55002.

Авторы выражают благодарность своим коллегам В. В. Башевому, Д. А. Кузнецову, А. Н. Кузнецову и В. Г. Субботину за помощь в работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Utyonkov V. K. et al. // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. P. 014320.*
2. *Oganessian Yu. Ts. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 064609.*
3. *Tsyganov Yu. S. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 392. P. 197.*
4. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N. // Appl. Rad. Isot. 1996. V. 47, No. 4. P. 451.*
5. *Tsyganov Yu. S. // Appl. Rad. Isot. 1997. V. 48, No. 4. P. 541.*
6. *Tsyganov Yu. S., Sukhov A. M., Polyakov A. N. // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 513. P. 413.*
7. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N. // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 538. P. 329.*
8. *Tsyganov Yu. S. // Proc. of XVII Intern. Symp. on Nuclear Electronics, Varna, Sept. 15–21, 1997. Dubna, 1998. P. 206.*
9. *Tsyganov Yu. S. // J. Phys. G. 1999. V. 25. P. 937.*
10. *Цыганов Ю. С. // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12, № 2(193). С. 524 [Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12. P. 349].*
11. *Цыганов Ю. С. // Письма в ЭЧАЯ. 2011. Т. 8. С. 63 [Phys. Part. Nucl. Lett. 2011. V. 8. P. 37].*
12. *Цыганов Ю. С. // Письма в ЭЧАЯ. 2007. Т. 4, № 4(140). С. 608 [Phys. Part. Nucl. Lett. 2007. V. 4. P. 363].*
13. *Tsyganov Yu. S. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 477. P. 406.*
14. *Цыганов Ю. С. // Письма в ЭЧАЯ. 2009. Т. 6, № 1(150). С. 97 [Phys. Part. Nucl. Lett. 2009. V. 6. P. 59].*
15. *Tsyganov Yu. S. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 525. P. 213.*

16. Цыганов Ю. С. // ЭЧАЯ. 2014. Т. 45, вып. 5–6. С. 1485 [Phys. Part. Nucl. 2014. V. 45. P. 817].
17. Кузнецов А. Н., Кушнирук В. Ф., Харитонов Ю. П. и др. // ПТЭ. 1987. № 1. С. 36.
18. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Radiochim. Acta. 1984. V. 37. P. 113.
19. *Tsyganov Yu. S., Tomín V. I.* // Appl. Rad. Isot. 1998. V. 49, No. 1–2. P. 113.
20. *Nadderd L. J., Subotic K. M., Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2017. V. 868. P. 119.
21. Халфин А. // ЖЭТФ. 1958. Т. 33. С. 1371.
22. *Tsyganov Yu. S.* JINR Commun. E13-2006-19. Dubna, 2006.
23. Цыганов Ю. С. Сообщение ОИЯИ Р7-2005-117. Дубна, 2005.
24. Цыганов Ю. С. // ЭЧАЯ. 2013. Т. 44, вып. 1. С. 185 [Phys. Part. Nucl. 2013. V. 44. P. 92].
25. *Tsyganov Yu. S.* // Proc. of NEC'2011 XXIII Intern. Symp. on Nuclear Electronics & Computing, Varna, Bulgaria, Sept. 12–19, 2011. Dubna, 2011. P. 278.
26. Цыганов Ю. С. // ЭЧАЯ. 2011. Т. 42, вып. 5. С. 1535 [Phys. Part. Nucl. 2011. V. 42. P. 812].
27. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N., Zloказov V. B.* // Proc. of Intern. Conf. “Mathematical Modeling and Computer Science”, Stara Lesna, Slovakia, July 4–8, 2011. Springer, 2011. P. 252.
28. *Utyonkov V. K. et al.* // Phys. Rev. C. 2015. V. 92. P. 03409.
29. Гульбекян Г. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2010. Т. 7, № 7(163). С. 874 [Phys. Part. Nucl. Lett. 2010. V. 7. P. 1547].
30. Цыганов Ю. С. и др. // ЭЧАЯ. 2018. Т. 49, вып. 6. С. 1624 [Phys. Part. Nucl. 2018. V. 49. P. 1036].
31. *Tsyganov Yu. S.* // Proc. of NEC'2013 XXIV Intern. Symp. on Nuclear Electronics & Computing, Varna, Bulgaria, Sept. 9–16, 2013. Dubna, 2013. P. 247.
32. Цыганов Ю. С. // Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13, № 5(203). С. 898 [Phys. Part. Nucl. Lett. 2016. V. 13. P. 567].
33. *Northcliffe L. C., Schilling R. F.* // Nucl. Data Tabl. A. 1970. V. 7. P. 256.

Получено 28 декабря 2018 г.

Редактор *Е. В. Григорьева*

Подписано в печать 01.03.2019.

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

Усл. печ. л. 0,10. Уч.-изд. л. 0,98. Тираж 215 экз. Заказ № 59624.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

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

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