

НИЗКОФОНОВЫЕ МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Ю. С. Цыганов¹, С. В. Барина

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обзорно рассмотрены методы регистрации редких событий α -распада тяжелых ядер, примененные в последние годы в ЛЯР ОИЯИ. Особое место отведено рассмотрению совершенствования метода «активных корреляций» и различных алгоритмов применения в реальном масштабе времени поиска коррелированных звеньев при образовании сверхтяжелых ядер для подавления фоновых событий, связанных с работой циклотрона тяжелых ионов ОИЯИ. Предложен новый, более «гибкий» алгоритм поиска коррелированных событий, связанный с его вероятностной оценкой. Предложен простой критерий для оптимизации процесса радикального подавления фона в реакциях полного слияния. По мнению авторов, актуальность предложенных подходов растет при существенном увеличении интенсивности пучков тяжелых ионов.

The registration methods of rare events of heavy-nuclei α decay applied in recent years at JINR are reviewed. Special attention is paid to consideration of improvement of a method of “active correlations” and various algorithms of application in real time of the correlated links at formation of superheavy nuclei for suppression of the background events connected with work of heavy-ion cyclotron of JINR. Simple criterion for application is also proposed. It is based on probability consideration to be a random. An actuality of this approach increases with application of ultrahigh heavy-ion beam intensity.

PACS: 25.70.-z; 27.90.+b; 29.40.Cs; 29.40.Gx

ВВЕДЕНИЕ

Синтез и исследование свойств сверхтяжелых ядер (СТЯ) является, с точки зрения методики их детектирования, одной из наиболее сложных задач. Именно в этой области при проведении экспериментов получен целый ряд рекордных экспериментальных характеристик. К ним, в первую очередь, относятся чрезвычайно низкие (доли пикобарн–пикобарны) сечения образования исследуемых продуктов полного слияния; рекордно высокие интенсивности пучков тяжелых ионов (например, $\sim 1,1\text{--}1,5\text{ p} \cdot \text{мкА}$ ^{48}Ca , а в перспективе до $5\text{--}10\text{ p} \cdot \text{мкА}$); высокая активность используемых актинидных мишеней; рекордно длинные сроки облучения (до 1 года); чрезвычайно низкий выход исследуемого продукта (иногда $< 1\text{ мес}^{-1}$); уникально высокая чувствительность детектирующих систем; рекордно высокое подавление фона (метод «активных корреляций»); возможность в течение длительного времени проводить измерения долгоживущих продуктов α -распада, а также ряд других характеристик.

¹E-mail: tyra@jinr.ru

Иногда именно три последние отмеченные характеристики становятся наиболее актуальными с точки зрения общего успеха эксперимента, особенно в случае регистрации редких многозвенных событий α -распада тяжелых ядер.

В последние годы на установке дубненский газонаполненный сепаратор ядер отдачи (ГНС, DGFRS) были впервые синтезированы новые элементы с $Z = 114-118$ (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 ОИЯИ 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 α -распада. Отметим, что при проведении экспериментов на электромагнитных сепараторах, в том числе газонаполненных, типичная загрузка детектора в фокальной плоскости составляет порядка $\sim 10^2 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, при регистрации редкого события с частотой 1 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 СТЯ.

1. БЕСПУЧКОВЫЕ НИЗКОФОНОВЫЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ α -РАСПАДА ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Рассмотрим три метода, которые применялись для регистрации интересующих нас распадов в режиме off-line: измерения проводились после химического выделения продуктов [17, 18], измерения долгоживущих активностей имплантированных ядер [19], и, наконец, измерения продуктов распада, не возникающих непосредственно в результате проведения той или иной ядерной реакции на циклотроне У-400 ОИЯИ.

1.1. Измерение малых активностей после радиохимического выделения интересующего продукта. При облучении мишени из Рb или Вi ионами от Тi до Fe [17, 18], наряду с образованием составных ядер трансактинидных элементов, регистрируемых счетными камерами (полезный эффект основан на химическом выделении изотопов Cf, Cm, Es, Fm — конечных СТЯ с сечением $10^{-35}-10^{-33} \text{ см}^2$), счетные камеры регистрируют также продукты реакций многонуклонных передач (с сечением $\leq 10^{-26} \text{ см}^2$), включая α -активные изотопы, в области от Po до U. Возможными источниками фона являются изотопы с временем жизни порядка 1 сут и более, в радиоактивном ряду которых есть α -излучатели с энергией 6–7 МэВ. 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 4π -геометрию эксперимента, помещая источник на тонкой подложке между двумя полупроводниковыми детекторами или же нанося активный слой методом электрораспыления на один из них. Разумеется, реальная спектрометрическая эффективность всегда ниже 4π -геометрической, причем далеко не только за счет конечности толщины источника. Реально измеренная эффективность в экспериментах [17, 18] составляла $0,82 \pm 0,04$.



Рис. 1. Детектирующие измерительные камеры. Показан один из двух детекторов в открытой камере. Камера слева — открыта внешняя оболочка

Основными условиями получения низкого уровня фона являются: малое содержание естественных α -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, изготовлялась в виде двух изолированных объемов. Внутренний объем и почти все детали крепления в обоих выполнены из фторопласта с относительным содержанием тория и урана не более 10^{-9} . Для исключения электромагнитных наводок камера из фторопласта помещалась в корпус из нержавеющей стали; пространство между камерами периодически откачивалось механическим насосом. Конструкция камер показана на рис. 1.

В состав спектрометра входили четыре такие камеры, содержащие по два поверхностно-барьерных детектора (n -Si(Au)), имевших диаметр рабочей поверхности 20 мм и энергетическое разрешение для α -частиц 35–40 кэВ. Детекторы были расположены на расстоянии ~ 1 мм друг от друга. Непосредственно на рабочую поверхность одного из них методом электрораспыления наносился исследуемый α -источник диаметром 10–12 мм. После установки детекторов внутренняя камера постоянно откачивалась сорбционным насосом. Дифференциальная форма спектра для α -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 ΔE_0 — потери энергии при нормальном прохождении слоя; E_{\max} — максимальная энергия.

Разумеется, это выражение слегка деформируется из-за шумов системы и флуктуаций количества электронно-дырочных пар. Однако при малых расстояниях источник–детектор данная формула в целом определяет спектральную форму. Собственный фон спектрометра составлял не более одного события за 5 сут, состоящего из трех или двух последовательных α -распадов, принадлежащих рядам естественной радиоактивности. Этот фон подавлялся в 10–20 раз системой регистрации последовательных двойных

и тройных распадов (корреляций время–амплитуда). Остаточный фон в области 6–7 МэВ не превышал одного отсчета за 30–60 сут. Приведенные цифры убедительно демонстрируют то, 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 $^{242}\text{Pu} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{260}\text{Rf} + 4n$ [19] с применением интенсивного пучка ионов неона исследовалась на ускорителе У-400 ОИЯИ. Ядра имплантировались в сборку из шести поверхностно-барьерных $n\text{-Si(Au)}$ детекторов. Наряду с исследуемым продуктом ^{260}Rf представляло интерес изучение долгоживущих продуктов α -распада и особенно тех из них, которые имеют хотя бы небольшую вилку на спонтанное деление (например, ^{242}Cm). С этой целью были проведены долговременные измерения для двух из шести поверхностно-барьерных детекторов установки (рис. 2, а). Детекторы были сняты с фокальной плоскости газонаполненного сепаратора и помещены в отдельную камеру [19]. Камера заполнялась азотом при нормальном давлении, который в режиме протока поступал из сосуда Дьюара с жидким азотом в газообразном состоянии при температуре, близкой к комнатной (нагрев паров азота происходил при транспортировке). Схема измерений изображена на рис. 2, а. Величина периода полураспада активности $T_{1/2}$ для $E_\alpha = 6,1$ МэВ составила (173 ± 26) сут (рис. 2, б).

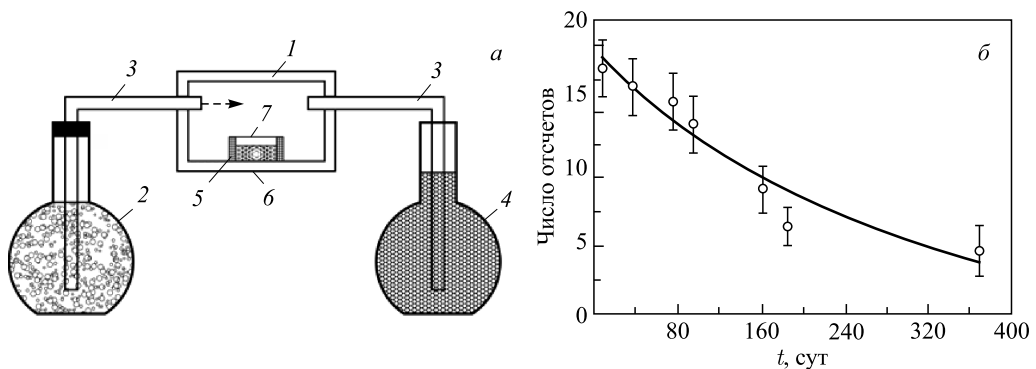


Рис. 2. а) Схема измерений α -распада имплантированных ядер после облучения $^{238}\text{Pu} + ^{22}\text{Ne}$. Обозначения: 1 — измерительная камера; 2 — сосуд Дьюара; 3 — органические трубки; 4 — вода, создающая избыточное давление; 5 — детекторная оправка из плексигласа; 6 — кремниевый поверхностно-барьерный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

2. РЕГИСТРАЦИЯ ЗВЕНЬЕВ $^{220}\text{Rn} \rightarrow ^{216}\text{Po}$

В данном разделе исследуются две проблемы, в первую очередь, уточнение периода полураспада ^{216}Po (рис. 3) и попытка наблюдения эффекта Зенона [20, 21], которая дала отрицательный результат.

На рис. 4 показана схема эксперимента для двух поверхностно-барьерных $n\text{-Si(Au)}$ детекторов, на поверхность которых радон попадал в атомарном состоянии. При этом

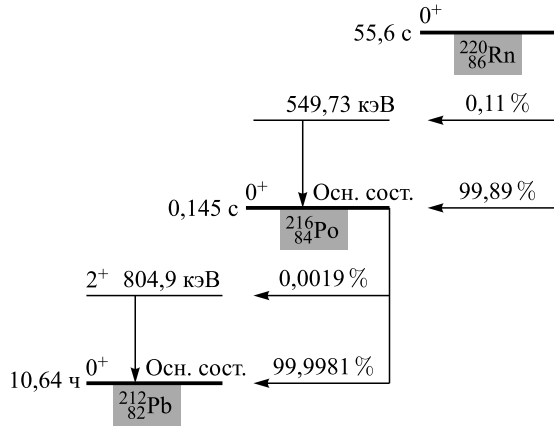


Рис. 3. Схема распада радиоактивных цепочек $^{220}\text{Rn} \rightarrow ^{216}\text{Po}$

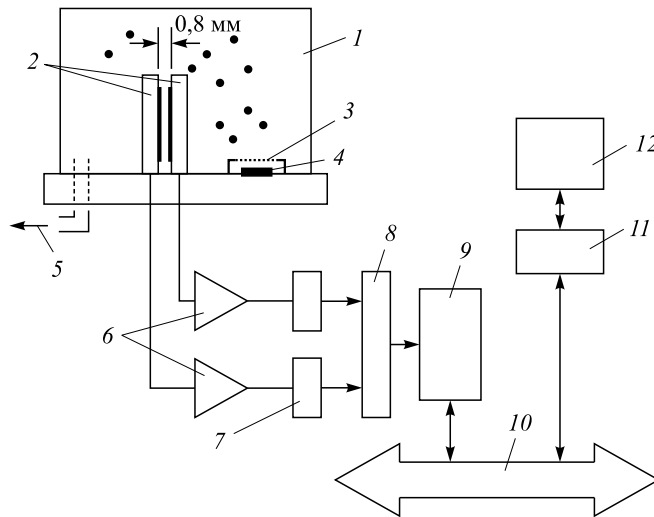


Рис. 4. Блок-схема эксперимента: 1 — вакуумная камера; 2 — пара кремниевых поверхностно-барьерных детекторов; 3 — ядерный фильтр; 4 — ^{231}Th ; 5 — соединение с откачивающим насосом; 6 — предварительные (зарядочувствительные) усилители; 7 — формирующие усилители; 8 — аналоговый мультиплексер; 9 — амплитудно-цифровой преобразователь на 10 бит; 10 — шина КАМАК; 11 — крейт-контроллер КК09; 12 — персональный компьютер (ПК)

взаимное расположение пары детекторов (малый зазор между ними, т. е. практическое соприкосновение их подложек) близко к 4π -геометрии.

На рис. 5, а показан измеряемый спектр для α -распада изотопа $^{220}\text{Rn} \rightarrow ^{216}\text{Po}$, причем интересующие активности этих ядер сосредоточены именно в двух наиболее интенсивных

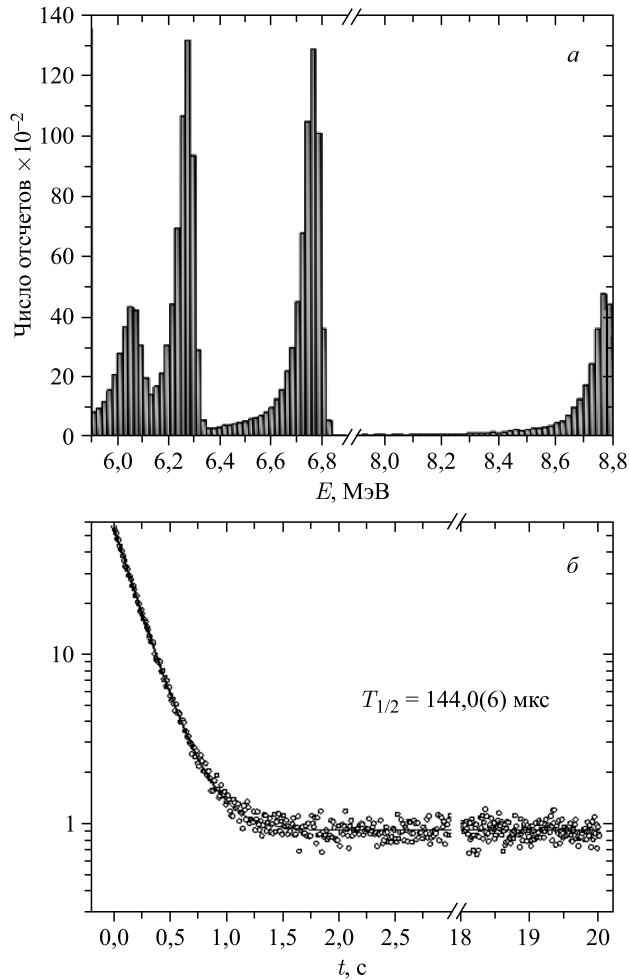


Рис. 5. Спектр распада $^{220}\text{Rn} \rightarrow ^{216}\text{Po}$ (две самые интенсивные линии) (а) и кривая α -распада ^{216}Po (б)

пиках. На рис. 5, б дана кривая распада ^{216}Po в зависимости от времени, что позволило с хорошей точностью определить период полураспада этого ядра $T_{1/2} = 144,0(6)$ мкс.

3. 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 детекторах связана с работой ускорителя. В результате, в случае регистрации многозвенных событий α -распада имплантированных в кремниевый детектор тяжелых ядер совпадение сигнала имплантации и последующего сигнала α -распада («активные корреляции») может быть использовано для радикального улучшения соотношения эффект-фон. Идея

данного корреляционного метода подавления фона впервые была предложена в [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 детектора в виде матрицы энергий ядер отдачи (ER). В случае применения двустороннего стрипового детектора (DSSSD), имеющего 48 передних горизонтальных и 128 вертикальных задних стрипов, в памяти ПК создается матрица соответствующего размера: 48×128 . При регистрации сигнала, чьи параметры отвечают образу имплантируемого ядра отдачи, происходит запись в соответствующий элемент матрицы текущего времени, получаемого либо от модуля КАМАК, либо от операционной системы Windows (точность 1 мкс). В последующем, при регистрации сигнала, соответствующего параметрам α -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 заданный интервал времени. В том случае, если в течение данного интервала регистрируется еще одно событие α -распада, 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 Fl на рис. 6 показана полная цепочка распада, полученная на установке газонаполненный сепаратор ядер отдачи [28]. В таблице представлены основные параметры примененного в последние годы корреляционного метода для реакций полного слияния с различными актинидными мишенями. Выходной параметр интегральной очистки означает отношение количества событий, которое было бы без применения метода «активных корреляций», к его аналогу с применением метода и вычетом полезных событий в указанном интервале энергий. Типичный спектр регистрируемых событий для реакции ${}^{243}\text{Am} + {}^{48}\text{Ca} \rightarrow {}^*\text{Mc}$ при $E_{\text{лаб}}^{48\text{Ca}} = 248$ МэВ показан на рис. 7.

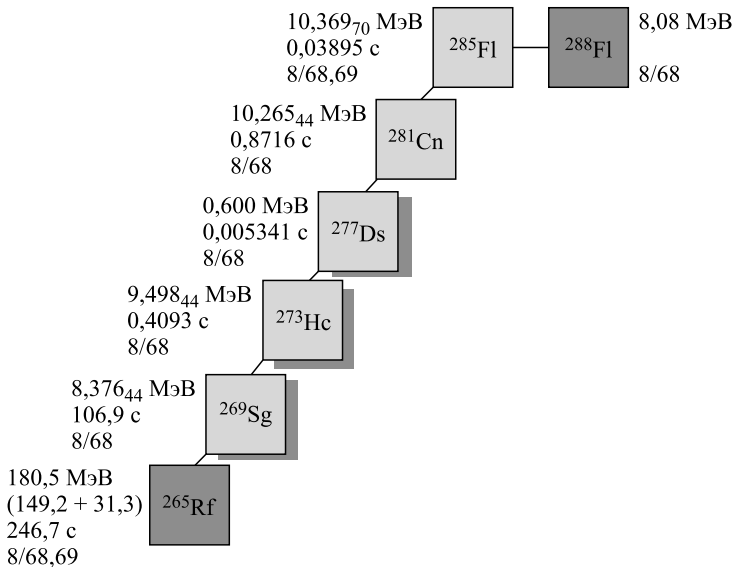


Рис. 6. Цепочка распада изотопа ${}^{288}\text{Fl}$. События «вне пучка» (${}^{269}\text{Sg}$, ${}^{273}\text{Hc}$, ${}^{277}\text{Ds}$) помечены темно-серым

Типичные параметры подавления фона

Реакция полного слияния	Интегральный фактор очистки (9–11 МэВ)	Энергетический интервал первой корреляции, МэВ	Время корреляции, с	Пауза, мин
$^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$	$9,5e + 03$	9,43–9,63 / 10,3–11,8	12 / 0,3	1
$^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$	$4e + 03$	9,9–10,35	4	1
$^{245}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$	$1,5e + 04$	9,9–11	1	1
$^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$	$2,0e + 04$	9,6–11	8	2
$^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$	$1,1e + 04$	9,9–12	1	1
$^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca}$	$9,2e + 03$	10,7–11,4	$\leq 0,2$	3

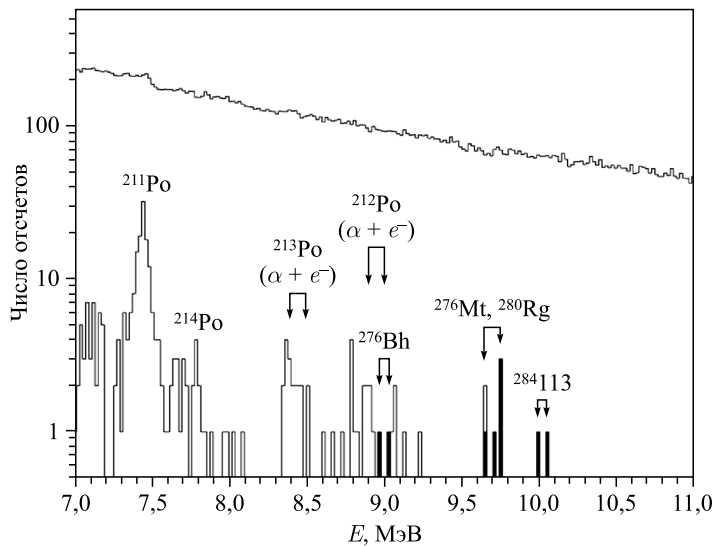


Рис. 7. Спектр α -распада в паузах облучения мишени в реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow *^{\text{Me}}$ при $E_{\text{ин}}^{48\text{Ca}} = 248$ МэВ. Верхняя кривая — уменьшенный в 20 раз инклюзивный спектр (но с выборкой/подавлением по сигналу «время пролета»)

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

Один из подходов предполагает использование корреляций более высокого порядка, например ER– α – α . Другой подход предполагает более гибкое использование параметра времени корреляции. Рассматривается не жесткое его задание, а вычисление допусти-

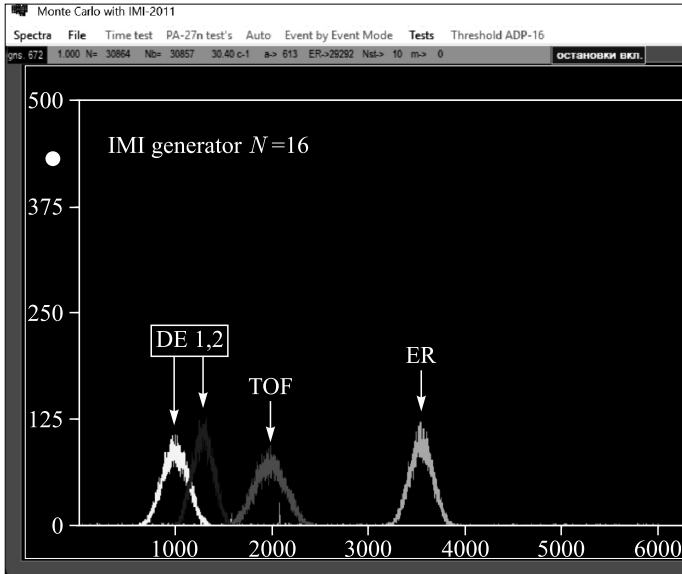


Рис. 8. Основной интерфейс пользователя программы RedStorm2. Вариант теста Монте-Карло для генерации «остановов пучка». Показаны группы: ядер отдачи (ER), времени пролета (TOF) и сигналов ΔE с двух пропорциональных камер (DE 1,2). Нижняя шкала — каналы ADP16

мого 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 [30] подходов создана C++ программа RedStorm2 (см. [31]). На рис. 8 показан основной интерфейс процесса набора данных и генерация остановок в процессе облучения мишени. В случае, если необходимо в качестве события-триггера вместо коррелированного звена типа $ER-\alpha$ использовать корреляцию типа $ER-\alpha-\alpha$, вместо матрицы ядер отдачи 48×128 вещественных матричных элементов типа $t_{i,j}$ необходимо применять комплексные числа типа $T_{i,j} = t_{i,j}^{ER} + i \cdot t_{i,j}^{\alpha_1}$ для работы в реальном масштабе времени по поиску коррелированных α -распадов. Условие останова процесса облучения мишени при регистрации последующего сигнала типа α -распад, соответственно, будет: $t_{i,j}^{\alpha_1} - \text{Re}(T_{i,j}) \leq \varepsilon_1$ и $t^\alpha - \text{Im}(T_{i,j}) \leq \varepsilon_2$, где ε_1 и ε_2 — заранее задаваемые экспериментатором временные интервалы. Данная система детектирования тестировалась как с применением генератора сигналов, имитирующих сигналы зарядочувствительного предварительного усилителя, генератора TekhInvest IMI-2011 [32], так и с применением внешнего источника α -распадов — ядра ^{238}Pu .

В более общем случае многозвенного сигнала как триггера останова облучения мишени типа $ER-\alpha_1-\alpha_2 \dots -\alpha_n$ следует воспользоваться синтаксисом языка C++ [31]. Разумеется, возможны и более «либеральные» сценарии, а именно — $ER-(\alpha_1 \vee \alpha_2 \dots \vee \alpha_n)$, вместо сценария $ER-(\alpha_1 \wedge \alpha_2 \dots \wedge \alpha_n)$. Любые промежуточные подходы между этими двумя крайними случаями также могут быть актуальны. Следует уточнить, что наиболее часто применяемый алгоритм в настоящее время имеет мнемонику $ER-(\alpha_1 \vee \alpha_2)$.

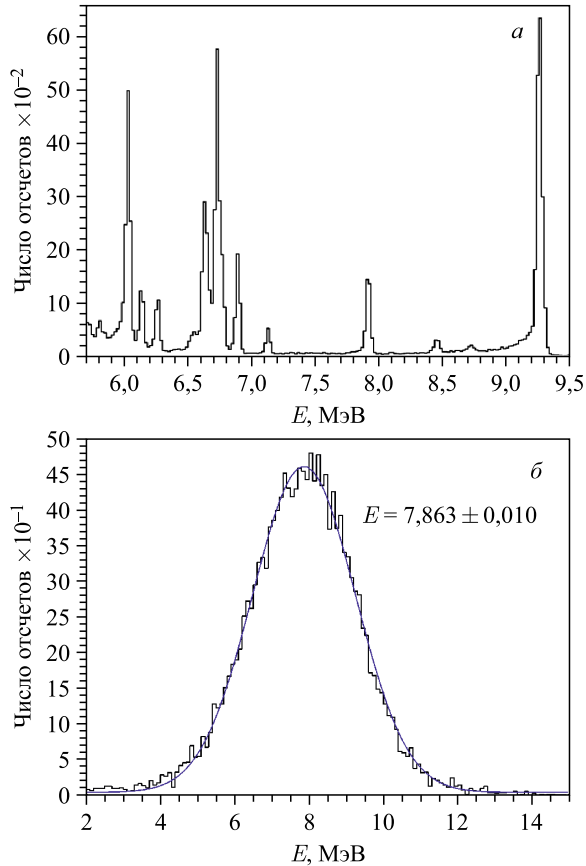


Рис. 9. Спектры α -распада в реакции $^{170}\text{Er}(^{50}\text{Ti}, 3n)^{217}\text{Th}$ (а) и имплантированных ядер тория (б)

Разумеется, для эффективного использования α - α -корреляций без потери координаты необходимо минимизировать пороги регистрации до величины менее чем ~ 200 кэВ [33].

В качестве первого теста прототипа DSSSD-спектрометра на пучке циклотрона У-400 ОИЯИ была выбрана реакция Ег с ионами ^{50}Ti . Данная реакция удобна для тестирования детектирующей системы в том смысле, что выход короткоживущего изотопа ^{217}Th достаточно высок и позволяет находить коррелированные звенья типа Ег- α для данного изотопа. На рис. 9 показаны суммарный спектр α -распада из реакции $^{170}\text{Er}(^{50}\text{Ti}, 3n)^{217}\text{Th}$ (48 стрипов) с $E_\alpha = 9,264 \pm 0,0004$ (рис. а) и спектр отдачи имплантированных ядер ^{217}Th с $E_{\text{ER}} = 7,863 \pm 0,010$ (рис. б).

4. АЛЬТЕРНАТИВНЫЕ АЛГОРИТМЫ В УСЛОВИЯХ ПРИМЕНЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Ввод в эксплуатацию нового циклотрона тяжелых ионов ДЦ-280 ЛЯР ОИЯИ предполагает, что при подавлении фона в экспериментах на физических установках по поиску редких распадов сверхтяжелых ядер экспериментаторам придется использовать более изощренные алгоритмы реального времени. Рассмотрим некоторые из них.

4.1. Вероятностный подход к генерации паузы в облучении мишени. Рассмотрим один пиксель DSSSD-детектора, который соответствует пересечению одного горизонтального и одного вертикального стрипов. Пусть в качестве триггера останова пучка нас интересует событие (совокупность сигналов) типа $ER \wedge \alpha_1 \wedge \alpha_2$. Предполагаем пуассоновский характер распределения сигналов на отрезке $[0, t]$, где ноль шкалы соответствует сигналу имплантированного в кремниевый детектор ядра отдачи, а момент t — времени регистрации сигнала второго α -распада. При этом сигналы, имитирующие α -распад, считают неразличимыми для всех интересующих экспериментатора значений энергии частицы. Тогда в качестве предварительного результата эксперимента в данный момент времени мы наблюдаем, что на данном временном отрезке находятся один рекойл и две неразличимые α -частицы. Соответственно, можно представить вероятность данного события как

$$P_2 = CP_1^{\text{ER}}P_2^\alpha,$$

где $C = 1/3$, а вероятности P^{ER} и P^α соответствуют сигналам-имитаторам имплантированных ядер отдачи и двух α -частиц. Нормировочный множитель $1/3$ соответствует тому, что из трех возможных комбинаций относительного расположения сигналов только одна комбинация, а именно $ER-\alpha-\alpha$, имеет физический смысл. И если N — количество независимых пикселей (детекторов) и T — общее время эксперимента, то количество коротких прерываний процесса облучения мишени будет выражаться формулой¹ $K = (NT)/(3t)P_1^{\text{ER}}P_2^\alpha$, а относительные потери в процессе всего облучения

$$\eta = K \frac{\tau_{\text{PS}}}{T} = \frac{NT}{3t} P_1^{\text{ER}} P_2^\alpha \frac{\tau_{\text{PS}}}{T} = \frac{NP_1^{\text{ER}} P_2^\alpha}{3} \frac{\tau_{\text{PS}}}{t},$$

$$\eta = \frac{N}{3} P_1^{\text{ER}} P_2^\alpha \frac{\tau_{\text{PS}}}{t}.$$

Параметры t и τ_{PS} означают корреляционное время между сигналами ядра отдачи и α -частицы и время паузы облучения соответственно.

4.2. Возможные подходы к оптимизации параметров остановов пучка. Сценарий оптимизации процесса набора данных-остановов пучка может заключаться в существовании двух независимых условий, задаваемых экспериментатором, как для величины параметра относительных потерь времени облучения мишени, так и для возможности для распада нуклида за время τ_{PS} (время паузы).

Система уравнений, оптимизирующих процесс, будет иметь вид

$$\eta(t) \leq \varepsilon P_{\text{dec}}(\tau_{\text{PS}}) \geq 1 - \xi,$$

где $\varepsilon, \xi \ll 1$ — параметры, задаваемые экспериментатором, причем $P_{\text{dec}}(t) = 1 - e^{-\lambda \tau_{\text{PS}}}$, где λ — предполагаемая² постоянная распада.

Рассмотрим случай, более типичный для практики газонаполненного сепаратора, — корреляцию $ER-\alpha$. В этом случае $\eta = (N/2)P_1^{\text{ER}}P_1^\alpha(\tau_{\text{PS}}/t) = 0,5\psi P_1^{\text{ER}}P_1^\alpha$, где

$$P_1^{\text{ER}} = 1 - e^{-\nu_{\text{ER}}t}, \quad P_1^\alpha(t) = 1 - e^{-\nu_\alpha t}.$$

¹ P_1, P_2 — один и более, два и более.

²Например, теоретическая оценка или то или иное применение формулы Вайолы–Сиборга.

Пусть τ_1 и τ_2 — корни первого и второго уравнений (в случае равенства). С очевидностью преобразуем последнее уравнение к параметрам загрузок на весь детектор в предположении однородности. Тогда $F_{\text{ER}} = N\nu_{\text{ER}}$ и $F_\alpha = N\nu_\alpha$, и соответственно

$$P_1^{\text{ER}}(t) = 1 - \exp\left(-\frac{F_{\text{ER}}t}{N}\right),$$

$$P_1^\alpha(t) = 1 - \exp\left(-\frac{F_\alpha t}{N}\right) \text{ и } \eta = \frac{\tau_{\text{PS}}}{2t} \left[1 - \exp\left(-\frac{F_{\text{ER}}t}{N}\right)\right] \left[1 - \exp\left(-\frac{F_\alpha t}{N}\right)\right].$$

Далее, взяв типичные, для примера, значения $F_{\text{ER}} \approx 200 \text{ с}^{-1}$, $F_\alpha \approx 5 \text{ с}^{-1}$ и $N = 1644$, а также полагая $\varepsilon = 10^{-1}$, $t = 1 \text{ с}$, получим

$$\eta(t) = \frac{\tau_{\text{PS}}}{2t} \left[1 - \exp\left(-\frac{F_{\text{ER}}t}{N}\right)\right] \left[1 - \exp\left(-\frac{F_\alpha t}{N}\right)\right] \leq \varepsilon$$

и

$$e^{-\lambda\tau_{\text{PS}}} \leq \xi.$$

В предположении $F_{\text{ER}}t/N \ll 1$, а $F_{\text{ER}} \gg F_\alpha$ первое уравнение системы будет иметь вид

$$\eta \approx \frac{\tau_{\text{PS}}F_{\text{ER}}F_\alpha t^2}{2tN^2} = \frac{\tau_{\text{PS}}tF_{\text{ER}}F_\alpha}{2N^2} \leq \varepsilon.$$

Или же максимально возможное значение времени паузы:

$$\tau_{\text{PS}}^{\text{max}} \approx \frac{2\varepsilon N^2}{F_{\text{ER}}F_\alpha \cdot t},$$

в то время как минимально возможное время паузы:

$$\tau_{\text{PS}}^{\text{min}} = -\frac{\ln(\xi)}{\lambda}.$$

Таким образом, $\tau_{\text{PS}}^{\text{max}} \approx \frac{2 \cdot 0,1 \cdot (1644)^2}{200 \cdot 5 \cdot 1} \approx 540 \text{ с}$.

Пусть допустимая величина ξ для вероятности зарегистрировать распад дочернего нуклида не больше 0,1 (вероятность 90%) и константа распада соответствует периоду полураспада $T_{1/2} = 10 \text{ с}$, тогда

$$\tau_{\text{PS}}^{\text{min}} = -\frac{\ln(0,1)}{\ln 2} T_{1/2} = \frac{10 \cdot 2,303}{0,693} \approx 33 \text{ с}.$$

Следовательно, выбор величины паузы, при данных предположениях, находится в интервале $33 \leq \tau_{\text{PS}} \leq 540 \text{ с}$.

Типичные параметры загрузок в данном примере представлены для существующей в ЛЯР ОИЯИ физической установки дубненский газонаполненный сепаратор ядер отдачи [31, 34–41]. В случае увеличения интенсивности пучков тяжелых ионов на новом ускорителе ДЦ-280 на фактор 5–10 разумно в качестве первого приближения подставить значения в пропорциональной шкале, а именно, $\sim 10^3 \text{ с}^{-1}$ для ядер отдачи и 10^1 с^{-1} для сигналов-имитаторов α -частиц.

Соответственно, $\tau_{\text{PS}}^{\text{max}} \approx \frac{2 \cdot 0,1 \cdot (1644)^2}{1000 \cdot 25 \cdot 1} \approx 22$ с, и для совокупности входных параметров это означает проблематичность режима набора. Следовательно, это требует уменьшения величины входного параметра корреляционного времени ER- α или ухудшения параметров качества отбора (ε, ξ).

Изложенные выше примеры относились к постоянной или, по крайней мере, слабо меняющейся величине интенсивности пучка тяжелых ионов. В противоположном случае мониторинг интенсивности строго необходим для системы набора данных-остановов процесса облучения. Кроме того, представленный подход легко распространить на случай неравномерных загрузок не только по времени, но и по координатам (X, Y). В этом случае в силу малости статистики для каждого индивидуального стрипа можно предложить следующий подход: система детектирования в течение некоторого времени работает в смысле равномерных и средних загрузок и только по достижении некоторого времени (минуты, часы) переходит в режим индивидуального отслеживания загрузок для каждого пикселя DSSSD-детектора.

И, разумеется, возможен подход, аналогичный тому, что применялся ранее в опытах на пучке циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ, однако с коррекцией величины корреляционного времени ER- α с учетом вычисляемого программой набора (см., например, [37]), суммарного относительного времени пауз в облучении мишени на данный момент: $\eta(T) = \left(\sum_{i=1}^n \Delta t_i \right) / T$, где Δt_i — продолжительность i -й паузы с последующей (по таймеру C++ Builder) коррекцией в ту или иную сторону; n — количество пауз на данный момент времени. Таким образом, сама система детектирования может осуществлять отрицательную обратную связь по параметру относительных потерь времени облучения мишени. Разумеется, ввиду малой статистики (обычно) времена реакции будут составлять десятки минут — часы и более при сильной зависимости величины этого интервала воздействия от начальных параметров [42].

Например, итерационное соотношение для параметра τ_{PS} при фиксированном значении параметра t может быть как

$$\tau_{\text{PS}}^{n+1} \approx \tau_{\text{PS}}^n \frac{\eta_{\text{fix}}}{\eta_{\text{meas}}^n} \left(\frac{\langle J_{\text{fix}} \rangle}{J_n} \right)^2.$$

В данном выражении $\langle J_{\text{fix}} \rangle$, η_{fix} — заданные заранее экспериментатором средние (допустимые/желаемые) параметры интенсивности пучка и относительных потерь времени облучения мишени, а индекс n указывает на номер итерации. Предполагается, что отклонения текущего измеряемого значения интенсивности пучка от среднего невелики. В первом приближении значения интенсивностей могут быть заменены параметрами загрузок фокального DSSSD-детектора, измеряемыми on-Timer (C++ Builder) непосредственно системой набора спектрометрических данных.

Следует указать, что если исключить из системы уравнений параметр τ_{PS} , то получим выражение для максимального значения t при заданных значениях ε, ξ и λ :

$$t_{\text{max}} \approx - \frac{2\varepsilon\lambda N^2}{\ln(\xi) F_{\text{ER}} F_{\alpha}}.$$

Во всех изложенных выше подходах принято, что $t \gg T_{1/2}^0$, где $T_{1/2}^0$ — период полураспада материнского имплантируемого ядра. В более общем случае необходим учет

фактора $1 - e^{-\lambda_0 t}$, где λ_0 — постоянная распада материнского ядра. Дополнительное, третье уравнение системы будет иметь вид

$$e^{-\lambda_0 t} \leq \xi_0,$$

где параметр $\xi_0 \ll 1$ также задается экспериментатором, причем второе и третье (данное) уравнения системы можно объединить в виде

$$e^{-(\lambda_0 t + \lambda \tau_{PS})} \leq \xi_2,$$

где $0 < \xi_2 \ll 1$ также будет входным параметром эксперимента.

4.3. О роли краевых эффектов для соседних стрипов детектора со стороны p - n -переходов. Приведенное рассмотрение справедливо в предположении упрощенного сценария. А именно, предполагается срабатывание одного канала, соответствующего стрипам со стороны p - n -перехода. Для нашего DSSSD-детектора это 128 стрипов с тыльной стороны. В этом случае пренебрегают краевыми эффектами при сборе неравновесного заряда, генерированного заряженной частицей между соседними стрипами со стороны p - n -перехода [36].

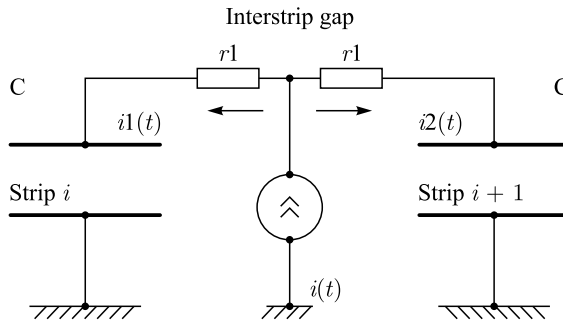


Рис. 10. Эквивалентная схема процесса. Емкость C — эффективное значение с учетом входной цепи зарядочувствительного предусилителя

Между тем, в действительности, доля таких сигналов около 10–15%. Чтобы учесть в вероятностных соотношениях остаток в 10–15%, следует рассматривать эффективный размер одного пикселя не 1×1 мм, а 1×2 мм для сигналов подобного типа. Это учитывается, если брать удвоенные значения соответствующих величин загрузок ядер отдачи и имитаторов α -распада для подобных сигналов или, еще проще, брать реальные, измеряемые в эксперименте загрузки таких сигналов. Теоретический анализ данных процессов в работе [36] представлен на основе анализа решения системы уравнений для сбора неравновесного заряда из межстрипового пространства со стороны p - n -перехода. Эквивалентная схема процесса из работы [36] приведена на рис. 10.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены методы, позволяющие выделять редкие события α -распада тяжелых ядер. Показано, что метод «активных корреляций», примененный на установке газонаполненный сепаратор ядер отдачи в ОИЯИ в последние годы, является радикальным средством

подавления фона при регистрации многозвенных α -распадов сверхтяжелых ядер. Предложены модифицированные алгоритмы для реализации метода в условиях высокой интенсивности пучков тяжелых ионов. Ожидается, что актуальность метода возрастет с вводом в эксплуатацию нового интенсивного циклотрона тяжелых ионов ОИЯИ ДЦ-280. Предложена система уравнений, оптимизирующая режим поиска корреляций в реальном масштабе времени для подавления фона частиц, связанных с работой ускорителя тяжелых ионов. Данный алгоритм является альтернативой и дополнением к существующему алгоритму реального времени, примененному в экспериментах на газонаполненном сепараторе ядер отдачи ЛЯР ОИЯИ в течение последних 15 лет для регистрации ультраредких α -распадов сверхтяжелых ядер.

Данная работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 16-52-55002).

Авторы выражают благодарность своим коллегам Л. Шлаттауэру и В. Башевому за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Utyonkov V. K., Brewer N. T., Oganessian Yu. Ts., Rykaczewski K. P., Abdullin F. Sh., Dmitriev S. N., Grzywacz R. K., Itkis M. G., Miernik K., Polyakov A. N., Roberto J. B., Sagaidak R. N., Shirokovsky I. V., Shumeiko M. V., Tsyganov Yu. S., Voinov A. A., Subbotin V. G., Sukhov A. M., Karpov A. V., Popeko A. G., Sabel'nikov A. V., Svirikhin A. I., Vostokin G. K., Hamilton J. H., Kovrizhnykh N. D., Schlattauer L., Stoyer M. A., Gan Z., Huang W. Z., Ma L.* // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. P. 014320.
2. *Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K., Lobanov Yu. V., Abdullin F. Sh., Polyakov A. N., Shirokovsky I. V., Tsyganov Yu. S., Gulbekian G. G., Bogomolov S. L., Gikal B. N., Mezentssev A. N., Iliev S., Subbotin V. G., Sukhov A. M., Voinov A. A., Buklanov G. V., Subotic K. M., Zagrebaev V. I., Itkis M. G., Patin J. B., Moody K. J., Wild J. F., Stoyer M. A., Stoyer N. J., Shaughnessy D. A., Kennedally J. M., Wilk P. A., Loughheed R. W., Il'kaev R. I., Vesnovskii S. P.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 064609.
3. *Tsyganov Yu. S., Subbotin V. G., Polyakov A. N., Sukhov A. M., Iliev S., Mezentssev A. N., Vaca-tov D. V.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 392. P. 197.
4. *Tsyganov Y. S., Polyakov A. N.* // Appl. Rad. Isot. 1996. V. 47. P. 451.
5. *Tsyganov Yu. S.* // Appl. Rad. Isot. 1997. V. 48. 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 Nucl. Electronics, Varna, Bulgaria, Sept. 15–21, 1997. Dubna, 1997.
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, № 1(164). 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., Sukhov A. M., Polyakov A. N.* // 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., Subbotin V. G., Polyakov A. N., Iliev S. N., Sukhov A. M., Voinov A. A., Tomin V. I. // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 525. P. 213.
16. Цыганов Ю. С. // ЭЧАЯ. 2014. Т. 45. С. 1485 (Phys. Part. Nucl. 2014. V. 45. P. 817).
17. Кузнецов А. Н., Кушнирук В. Ф., Нефедьев О. К., Рыхлюк А. В., Субботин В. Г., Томин В. И., Харитонов Ю. П., Цыганов Ю. С. // ПТЭ. 1987. № 1. С. 36.
18. Oganessian Yu. Ts., Hussonnois M., Demin A. G., Kharitonov Y. P., Bruchertseifer H., Constantinescu O., Korotkin Y. S., Tretyakova S. P., Utyonkov V. K., Shirokovsky I. V., Estevez J. // Radiochim. Acta. 1984. V. 37. P. 113.
19. Tsyganov Yu. S., Tomin V. I. // Appl. Rad. Isot. 1998. V. 49. P. 113.
20. Nadderd L. J., Subotic K. M., Tsyganov Yu. S., Puzovic J. M., Polyakov A. N., Rykhlyuk A. V., Manic D. // Nucl. Instr. Meth. A. 2017. V. 868. P. 119.
21. Халфин Л. А. // ЖЭТФ. 1958. Т. 33. С. 1371.
22. Tsyganov Yu. S. JINR Commun. E13-2006-19. Dubna, 2006.
23. Цыганов Ю. С. Сообщ. ОИЯИ Р7-2005-117. Дубна, 2005.
24. Цыганов Ю. С. // ЭЧАЯ. 2013. Т. 44. С. 185 (Phys. Part. Nucl. 2013. V. 44. P. 92).
25. Tsyganov Yu. S. // Proc. of NEC'2011 XXIII Intern. Symp. on Nucl. Electronics & Computing, Varna, Bulgaria, Sept. 12–19, 2011. Dubna, 2011. P. 278.
26. Цыганов Ю. С. // ЭЧАЯ. 2011. Т. 42. С. 1535 (Phys. Part. Nucl. 2011. V. 42. P. 812).
27. Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N., Zloказов V. B. // Proc. of Intern. Conf. "Math. Modeling and Comp. Science", Stara Lesna, Slovakia, July 4–8, 2011. Springer, 2011. P. 252.
28. Utyonkov V. K., Brewer N. T., Oganessian Yu. Ts., Rykaczewski K. P., Abdullin F. Sh., Dmitriev S. N., Grzywacz R. K., Itkis M. G., Miernik K., Polyakov A. N., Roberto J. B., Sagaidak R. N., Shirokovsky I. V., Shumeiko M. V., Tsyganov Yu. S., Voinov A. A., Subbotin V. G., Sukhov A. M., Sabel'nikov A. V., Vostokin G. K., Hamilton J. H., Stoyer M. A., Strauss S. Y. // Phys. Rev. C. 2015. V. 92. P. 034609.
29. Александров В. С., Гульбебян Г., Казаринов Н. Ю. // Письма в ЭЧАЯ. 2010. Т. 7, № 7(163). С. 874 (Phys. Part. Nucl. Lett. 2010. V. 7. P. 1547).
30. Цыганов Ю. С. // ЭЧАЯ. 2018. Т. 49. С. 1624 (Phys. Part. Nucl. 2018. V. 49. P. 1036).
31. Tsyganov Yu. S. // Proc. of NEC'2013 XXIV Intern. Symp. on Nucl. 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 Tables. A. 1970. V. 7. P. 256.
34. Subotic K., Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K., Lobanov Yu. V., Abdullin F. Sh., Polyakov A. N., Tsyganov Yu. S., Ivanov O. V. // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 481. P. 71.
35. Poreko A. G. // Nucl. Instr. Meth. B. 2016. V. 376. P. 144.
36. Цыганов Ю. С., Поляков А. Н., Казача В. И., Шлаттауэр Л., Джанг З. // ЭЧАЯ. 2018. Т. 49, вып. 6. С. 1624.
37. Цыганов Ю. С. Препринт ОИЯИ Р7-2018-71. Дубна, 2018.
38. Ge Zhishuai, Li Cheng, Li Jingjing, Zhang Gen, Li Bing, Xu Xinxin, Sokhna Cheikh A. T., Bao Xiaojun, Zhang Hongfei, Zhang Feng-Shou, Tsyganov Yu. S. // Phys. Rev. C. 2018. V. 98. P. 034312.

39. *Li Jingjing, Li Cheng, Zhang Gen, Li Bing, Xu Xinxin, Liu Zhong, Zhan Feng-Shou, Tsyganov Yu. S.* // *Phys. Rev. C.* 2018. V. 98. P. 014626.
40. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N., Voinov A. A., Shumeiko M. V.* // *Phys. At. Nucl.* 2018. V. 81, No. 11. P. 7.
41. *Zhang Z. Y., Gan Z. G., Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N., Voinov A.* // *Phys. Rev. Lett.* 2019 (in press).
42. *Цыганов Ю. С.* Сообщ. ОИЯИ Р7-2005-117. Дубна, 2005.
43. *Tsyganov Yu., Polyakov A.* // *Cybernetics and Physics.* 2014. V. 3, No. 2(4). P. 85.

Получено 30 марта 2019 г.