

РАЗДЕЛЕНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ ИЗОТОПОВ. МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЯ

УДК: 520.662

ГИБКИЙ СЦЕНАРИЙ ДЛЯ ПОДАВЛЕНИЯ ФОНА ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2023 г. Д. Ибадуллаев^{a, b, c, *}, Ю. С. Цыганов^a, А. Н. Поляков^a, А. А. Воинов^a, М. В. Шумейко^a

^aОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., 141980 Россия

^bИнститут ядерной физики, Алматы, 50032 Казахстан

^cЕвразийский национальный университет, Астана, 10000 Казахстан

*E-mail: ibadullayev@jinr.ru

Поступила в редакцию 27.07.2022 г.

После доработки 01.08.2022 г.

Принята к публикации 02.08.2022 г.

Представлен новый алгоритм для работы в составе нового аналогового спектрометра установки ГНС-2 (газо-наполненный сепаратор-2) установленный на циклотроне ДЦ-280. Цель применения алгоритма — поиск оптимального корреляционного временного интервала типа рекойл (ER)—альфа (α) при выполнении C++ программы набора данных. Новый гибкий алгоритм реального времени представлен наряду со стандартным алгоритмом, который применялся на установке ГНС-1 ускорителя У-400 в течение нескольких лет. Отметим, спектрометр работает с применением DSSD (Double Side Strip Detector; $48 \times 226 \text{ мм}^2$) кремниевого детектора и газового пентанового детектора низкого давления (1.2 торр; $80 \times 230 \text{ мм}^2$). Данный модуль детектирования представлен схематично. Первые результаты тестов на пучке ионов ^{48}Ca циклотрона ДЦ-280 ЛЯР (ОИЯИ) также представлены.

Ключевые слова: альфа-распад, алгоритм реального времени, система детектирования, циклотрон, тяжелые ионы, C++, газовый детектор, кремниевый детектор

DOI: 10.56304/S2079562922050177

1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхтяжелые ядра с $Z = 113–118$ были синтезированы на установке Дубненский газонаполненный сепаратор ядер отдачи ГНС-1 [1–3]. Открытие новых элементов подтвердило доминирующую роль оболочечных эффектов в стабильности сверхтяжелых элементов. Поиск новых химических элементов есть попытка ответить на вопросы фундаментальной природы. Как много их может существовать? Насколько велики их времена жизни? Каковы их химические свойства? При этом роль детектирующей системы, как части установки является определяющей в таковых экспериментах синтеза сверхтяжелых элементов при детектировании редких распадов (α и/или спонтанного деления, SF). Один из существенных параметров, связанных с открытием новых элементов, это вероятность $P_{\text{отг}}$ объяснения корреляционной цепочки совокупностью случайных факторов. Величина $P_{\text{отг}}$ позволяет нам судить о валидности интерпретации результата эксперимента. Данная работа направлена на развитие алгоритмов реального времени типа ER- α для существенного уменьшения величины $P_{\text{отг}}$ и представления новой формулы для оценки оптимального временного интервала, и, особенно, для реакций $^{54}\text{Cr} + ^{243}\text{Am}$,

$^{54}\text{Cr} + ^{245}\text{Cm}$ и других, приводящих к образованию ядер с $Z = 119, 120$. Переход от алгоритма ER- α к ER- α — α может быть реализован в рамках гибкого сценария [4, 5]. Рассматривая термин “начальные условия” в нашем случае следует иметь в виду следующие параметры: корреляционные времена ER- α или α — α , интервалы регистрируемых энергий имплантированного в кремниевый детектор ядра отдачи (рекойла, ER) и α -частиц, интервала амплитуд ΔE сигнала газового детектора и т.п.

2. УСТАНОВКА ГНС-2

Новый газонаполненный сепаратор ГНС-2 предназначен для разделения остатков испарения — продуктов реакции слияния-испарения, отчасти, пучка и других фоновых частиц [6]. Как показано на рис. 1, сепаратор ГНС-2 состоит из двух дипольных магнитов (D1 и D2), которые отделяют остатки испарения от пучка ионов, и трех квадрупольных линз (Q1, Q2, Q3), которые фокусируют данный поток частиц.

Весь объем сепаратора от системы дифференциальной откачки до майларового окна заполнен водородом под давлением 1 торр. Следует отметить, что предыдущий сепаратор ГНС-1 был отделен от

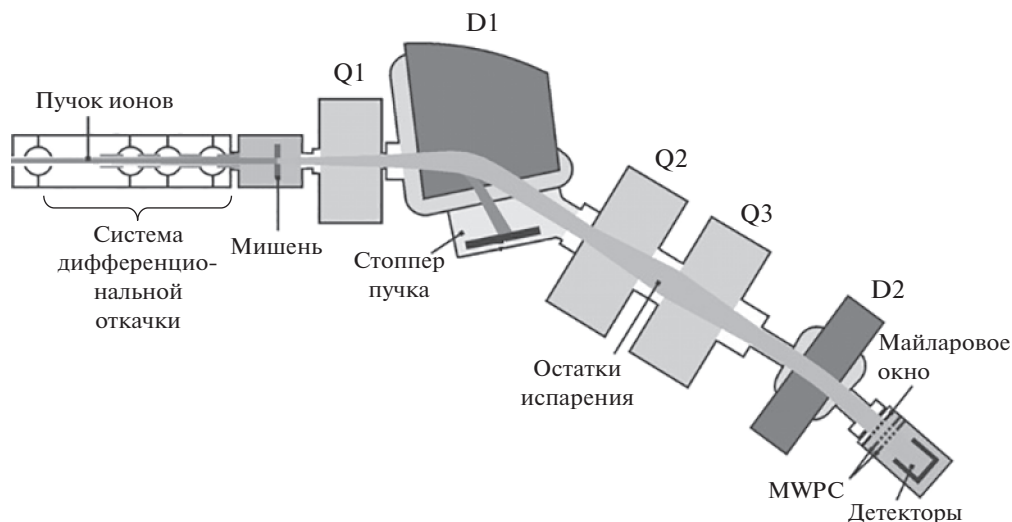


Рис. 1. Схема сепаратора ГНС-2: D1, D2 — дипольные магниты, Q1, Q2, Q3 — квадрупольные линзы. MWPC — газовый многопроволочный ΔE детектор. Показана система дифференциальной откачки.

вакуума циклотрона У-400 вращающимся титановым диском, но при высоких интенсивностях пучка, ускоренного на новом циклотроне ДЦ-280, данное титановое окно выгорало, в последствие, на ГНС-2 окно было заменено системой дифференциальной откачки, показанной слева на рис. 1. Газ нужен для того, чтобы восполнить заряд остатков испарения, чтобы сепаратор мог разделить их от пучка ионов. Из-за малой кинетической энергии остатки испарения успевают зарядиться электронами, в то время как ионы пучка остаются с тем же зарядом из-за их большой скорости, поэтому они отделяются после первого дипольного магнита. После всех магнитных элементов частицы попадают в детекторную камеру. Именно благодаря более

сложной и изощренной конструкции ГНС-2 по сравнению с ГНС-1 появилась возможность применить более совершенный алгоритм подавления фона, который описан в следующей главе.

3. ДЕТЕКТИРУЮЩАЯ СИСТЕМА ГНС-2

Детектирующая система установки ГНС-2 описана в [5, 7]. Она позволяет регистрировать сигналы остатков испарения (ER), сигналы альфа частиц и сигналы спонтанного деления (SF). С точки зрения архитектора спектрометра, его можно рассматривать как две ветви одного. Одна из них ветвь на цифровую электронику (основную), вторая на аналоговую электронику (дополнительную). Обе ветви детектирующей системы обеспечивают набор и хранение результатов экспериментов с ядерными реакциями. Для обеспечения бесфоновой работы используется аналоговая система [7]. Для данной цели, комбинация сигналов, подобных ER- α , обнаруживается в режиме реального времени. После поиска этих коррелированных по энергии-времени-позиции сигналов в общем потоке данных, происходит кратковременное выключение циклотронного пучка. Таким образом, все сигналы дочерних ядер записываются в бесфоновом режиме, с учетом фоновых сигналов, связанных с работой циклотрона. Для обнаружения стартового сигнала ER мы применяем как кремниевый позиционно-чувствительный детектор (DSSD; кремниевый двухсторонний стриповый детектор), так и газовый детектор низкого давления, заполненный пентаном. Схематично модуль детектирования показан на рис. 2.

Отметим, что для интенсивностей пучка ионов ^{48}Ca до $\geq 1 - 3 \text{ мкА ч}$ мы применяем одну ΔE -каме-

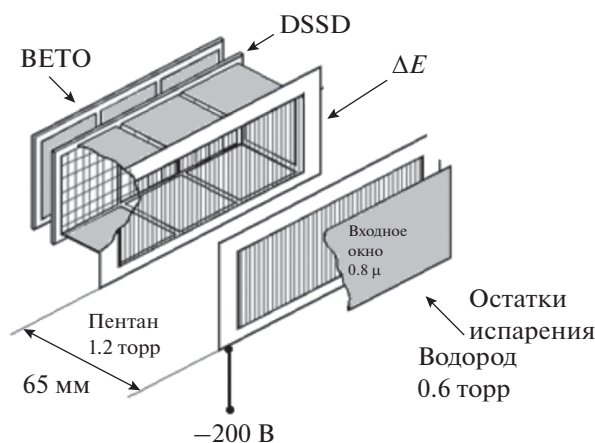


Рис. 2. Схематика детектирующей системы установки ГНС-2: DSSD — детектор фокальной плоскости (48×128 стрипов). Показаны BETO(Si) и газовый ΔE детекторы (рабочая среда — пары пентана).

ру с подачей отрицательного смещения -200 В в другую плоскость (рис. 2). Основной причиной такой связи является падение эффективности обнаружения камеры при высокой интенсивности снаряда (рис. 3а, 3б). В качестве гипотезы мы связываем этот эффект с эффектами объемного заряда ионов в окрестности работающей ΔE камеры.

Общая схема спектрометра ГНС-2 показана на рис. 4. Обратите внимание, что показаны только два канала фокального детектора DSSD и канал ΔE .

4. МЕТОД “АКТИВНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ” – ГИБКИЙ СЦЕНАРИЙ

В работе [5] было рассмотрено несколько алгоритмов подавления фона путем поиска в реальном масштабе времени коррелированных звеньев. Два из них, а именно: тривиальный и вероятностный алгоритмы, варьирующие начальными условиями, были протестированы на пучке ионов кальция. Суммируя вышесказанное, можно предложить для экспериментов с ультраинтенсивными пучками (~ 10 мкА ч и более) алгоритм, представленный схематично на рис. 5, но с добавлением возможности изменения начальных условий, таких как ER- α и α - α корреляционные времена, интервал регистрируемых энергий рекойла (ER). В этом случае, DSSD детектор фокальной плоскости сепаратора будет представлен в памяти ПК в форме трех матриц.

Одна из них матрица рекойлов, а две других матрицы для сигналов α_1 и α_2 , соответственно. В противоположность стандартному алгоритму ER- α , в этом случае мы будем иметь дело с двумя временными корреляционными интервалами. Конечно же, в случае неизвестных ядер, мы будем использовать в качестве начальных приближений значения, следующие из полуэмпирических формул (см. ниже, гл. 5). Таким образом, во время набора данных программа набора сравнивает два интервала, и если оба из них меньше или равны установленным значениям, детектирующая система отключает пучок циклотрона на короткое время. Если же, в паузе облучения система находит кандидата на распад, происходит автоматическое продление фазы “вне пучка” на фактор $n > 1$ (обычно $n \sim 2-20$). Другой установочный параметр, N_b – предсказываемое программой набора число случайных корреляций в сутки, принимая во внимание загрузки фокального детектора сигналами имитирующими рекойлы и α -частицы. Как правило, мы использовали фиксированные интервалы, хотя иногда вводилась функциональная зависимость между длиной интервала и регистрируемой энергией альфа распада или его имитатора. В течение последнего года спектрометр тестировали на пучке ионов $^{48}\text{Ca}^{+10}$ циклотрона ДЦ-280 (от ~ 0.1 мкА ч до ~ 7 мкА ч). В табл. 1 и

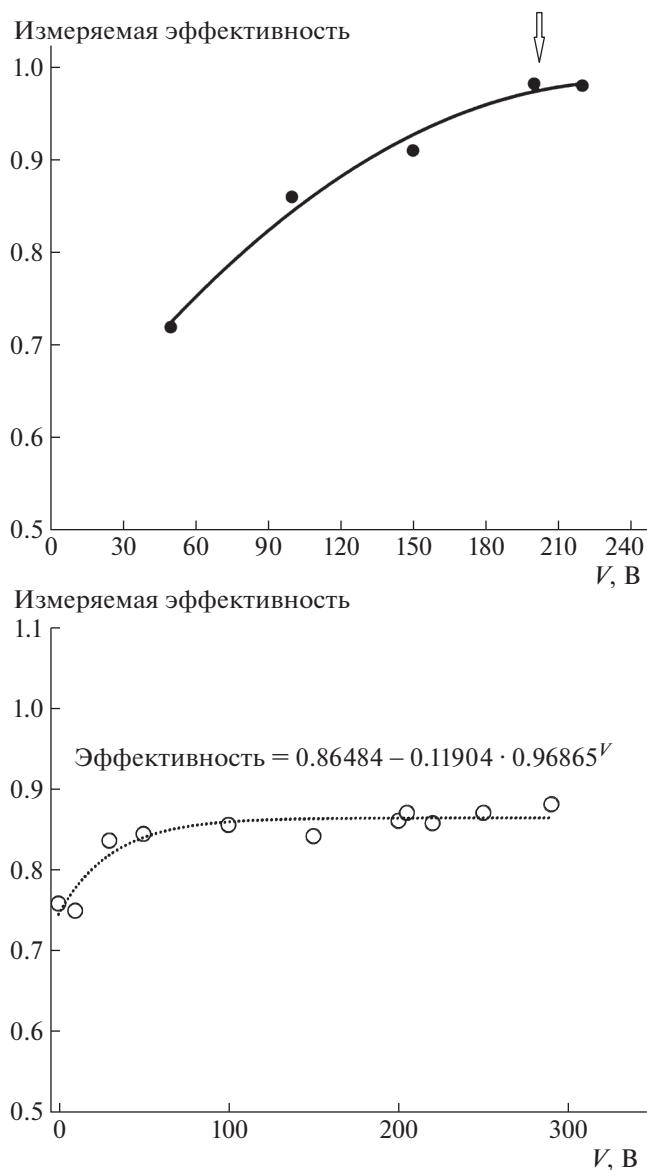


Рис. 3. (а) Зависимость измеренной эффективности ΔE камеры от величины отклонения напряжения. Рабочая точка показана стрелкой. Скорость счета камеры ΔE составляет около $5 \cdot 10^3 - 1.2 \cdot 10^4$ с $^{-1}$. (б) Зависимость измеренной эффективности ΔE камеры от величины отклонения напряжения. Рабочая точка равна -200 В. Скорость ΔE камеры около $10^2 - n \cdot 10^3$ с $^{-1}$ ($n < 5$). Реакция $^{232}\text{Th} + ^{48}\text{Ca}$. Фитирование точек – степенная функция.

рис. 6а, 6б показаны некоторые результаты тестов, в том числе, применение гибких алгоритмов, в том числе, для реакции с образованием флеровия ($Z = 114$), а именно: $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{287}\text{Fl} + 3n$.

Что же касается реакции $^{232}\text{Th} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow \text{Ds}^*$, на рис. 7 показан результат итераций начального значения временного интервала. Каждый шаг итерирования был равен десяти минутам. Финальное значение ER- α интервала было установлено

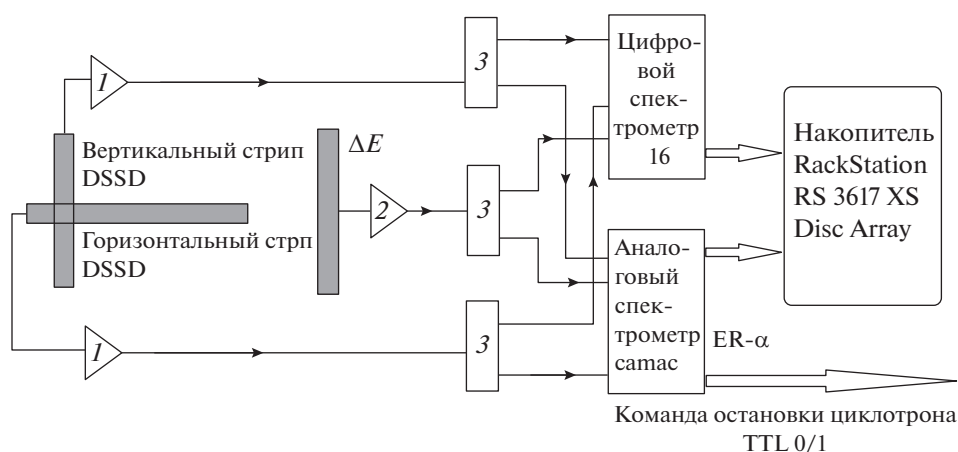


Рис. 4. Схема двухплечевого спектрометра ГНС-2. Показан только один канал из 48 и 128-ми. 1 – MPR-64 Mesitec – зарядочувствительный предусилитель; 2 – PUPS1 зарядочувствительный предусилитель (ЛЯР, ОИЯИ), 3 – сплиттер сигналов (ЛЯР, ОИЯИ).



Рис. 5. Схематичное представление гибкого алгоритма при поиске ER-α корреляций.

Таблица 1. ДЦ-280 $^{48}\text{Ca}^{+10}$ тесты спектрометра ГНС-2

Реакция, интенсивность пучка	Стандартный алгоритм; время облучения	α - α	ER- α - α	ER- α , гибкий алгоритм
$^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ до 3 мкА ч	>2 месяца	—	45 мин; события FI не были детектированы	4.2 ч; одно событие FI детектировано (рис. 6а, 6б). ER- α интервал итерировался от 50 до 19700 мс. Интенсивность пучка 1.6 мкА ч.
$^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ ~1.2 мкА ч	>3 месяцев	~2.5 час	—	6.1 ч; одно событие распада Mc детектировано
$^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$ до 7 мкА ч	~25 дней	—	69 мин; не было событий ^{283}Cn	2.5 ч; не было событий ^{283}Cn
$^{232}\text{Th} + ^{48}\text{Ca}$ до 3 мкА ч	~37 дней	—	—	1.5 ч Нет событий Ds

Таблица 2. Параметры α-распада для шести сверхтяжелых ядер

Изоотоп	²⁸⁷ Fl	²⁸⁶ Fl	²⁸³ Cn	²⁷⁹ Ds	²⁷⁵ Hs	²⁷¹ Sg	<d>
Q _α , МэВ	10.157	10.335	9.667	9.827	9.461	8.629	—
T _{1/2} , с	0.360	0.19	4.0	1.4	0.9	43	—
d	28.60256	28.3852	28.349	27.7	28.315	28.5565	28.31804

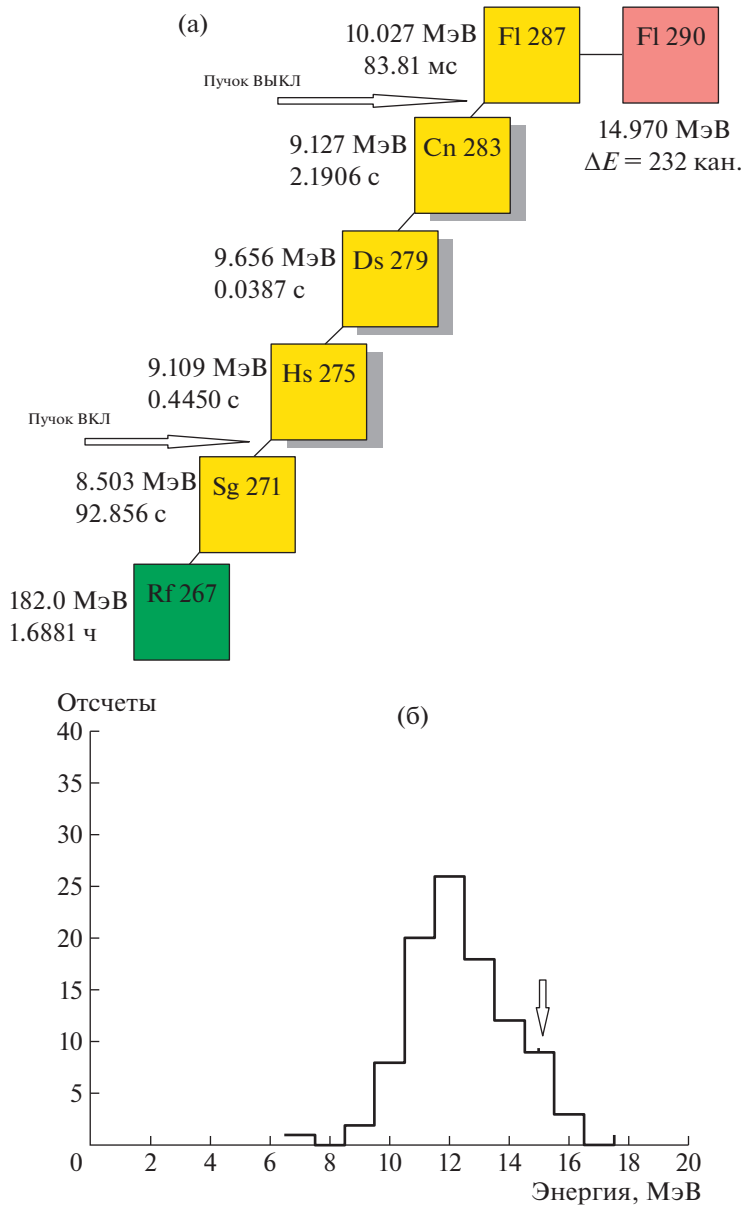


Рис. 6. (а) Пример цепочки распада изотопа ²⁸⁷Fl измеренного с применение гибкого алгоритма. Интервал “вне пучка” показан теньвыми квадратами. (б) Расчетный спектр энергий имплантированных ядер ²⁸⁷Fl [МэВ]. Событие (ба) показано стрелкой.

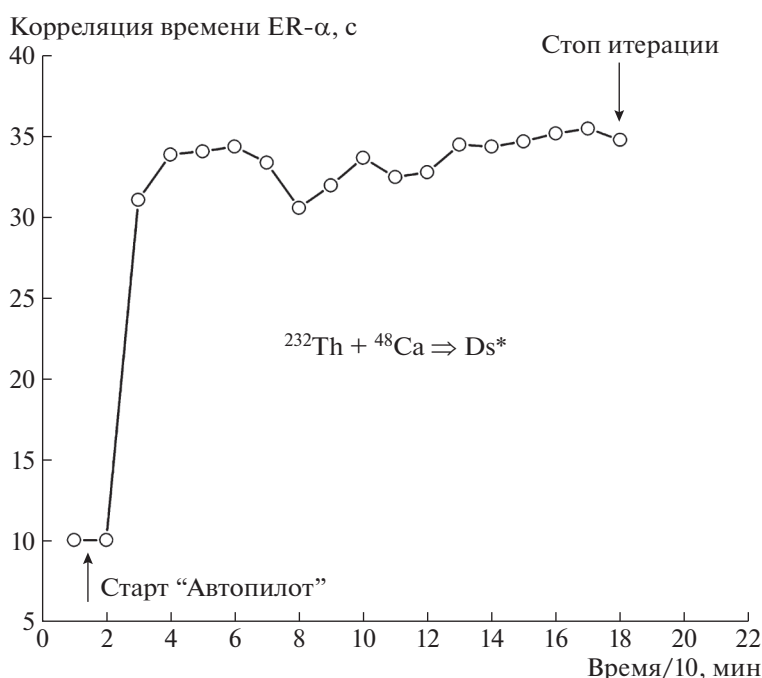


Рис. 7. Зависимость величины корреляционного временного интервала ER- α от номера итерации. Реакция: $^{232}\text{Th} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow \text{Ds}^*$. “Автопилот” — кнопка приложения (программы) набора, по нажатию которой стартует итерационный процесс.

Таблица 3. Величины T_α рассчитанные для ядер $Z = 119, 120$

Z	Q_α , МэВ	$T_{1/2}$, мкс	$T_{1/2}$, мкс [5]	$T_{1/2}$, мкс [8]
119	12.338	71.25	107.89	509.2
120	12.7	20.2	31.4	16.6

как 35 с. При этом, нулевое приближение выбиралось как десять секунд.

5. НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕХНИКИ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ: ПРЕДСКАЗАНИЕ ПЕРИОДОВ ПОЛУРАСПАДА

Для детектирования в реальном масштабе времени событий типа ER- α или даже ER- α - α в случае неизвестных ядер, исследователь должен использовать теоретические или эмпирические оценки времени жизни исследуемых ядер имплантированных в кремниевый детектор. В работе [5] получена оценочная формула на основе результатов из работы [6] содержащая четыре параметра, причем, в работе [5] результаты сравниваются с хорошо известными формулами Ройера [8] содержащими шесть параметров. С другой стороны, когда готовился данный манускрипт, успешный эксперимент

$^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{287, 286}\text{Fl} + 3.4n$ был проведен на установке ГНС-2 [9, 10]. В принципе, аналогично [5], d -параметр был определен согласно: $\lg T_{1/2}^{\text{изм}} = (aZ + b)Q_\alpha^{-1/2} + cZ + d$, где $a = 1.78722$, $b = -21.398$, $c = -0.25488$. Здесь, $\lg T_{1/2}^{\text{изм}}$ — измеренное значение периода полураспада.

Результаты представлены в табл. 2 и показаны на рис. 5. В этой работе параметр d является свободным, так как он может быть рассмотрен как наиболее консервативный параметр не связанный в комбинации с величинами Q и Z в формуле. Экспериментальные точки, также как четыре точки, полученные из формул Ройера, показаны на графике. Среднее значение было найдено как $\langle d \rangle = -28.3180 \pm 0.3241$. Отметим близость результата к аналогичному результату из работы [5]: $d = -28.0928$.

Мы рассчитали величины периода полураспада T_α для элементов $Z = 119, 120$. Планируется синтезировать эти элементы на установке ГНС-2 и циклотроне ДЦ-280 в ближайшем будущем. Результаты представлены в табл. 3.

Следует упомянуть, что величины T_α , рассчитанные по формулам Ройера, осуществлены для массовых чисел $A = 294, 296$, соответственно. Именно эти расчетные параметры можно использовать в качестве базовых приближений для выше описанного метода. При этом для нулевого приближения берет-

ся величина $t_0^{ER-\alpha} = mT_{1/2}$ (расчет), где $m \gg 1$, а $T_{1/2}$ – расчетное значение периода полураспада.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С начала 21-го столетия, метод “активных корреляций” был разработан и успешно применен в экспериментах с ядерными реакциями полного слияния при облучении актинидных мишеней ионами ^{48}Ca . Благодаря более сложному и продвинутому дизайну установки ГНС-2 в сравнении с ГНС-1, стало возможным разработка более продвинутой версии алгоритма реального времени включающего, в том числе, автоматическую вариацию параметров начальных условий в процессе набора данных эксперимента. Такой, более гибкий алгоритм для подавления фоновых сигналов связанных с работой циклотрона ДЦ-280 был разработан и успешно протестирован на пучке ионов $^{48}\text{Ca}^{+10}$. Достижимые при этом временные интервалы корреляций типа ER- α достигали десятков секунд, что представляло хороший результат для экспериментов ближайшего будущего по синтезу элементов $Z = 119, 120$.

Улучшение возможностей системы детектирования установки ГНС-2 в целом также находится в постоянном фокусе внимания авторов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа поддержана частично грантом № 075-10-2020-1127 Министерства Науки и Образования Российской Федерации. Авторы благодарны, также, своим коллегам В.Е. Жучко и Д.И. Соловьеву за помощь в процессе ввода в эксплуатацию системы детектирования сепаратора ГНС-2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2013. V. 87 (3). P. 034605.
2. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108 (2). P. 022502.
3. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74 (4). P. 044602.
4. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Acta Phys. Polon. B. 2021. V. 14 (4). P. 767.
5. *Ibadullayev D. et al.* // Eur. J. Phys. Funct. Mater. 2022. V. 6 (1). P. 18.
6. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2022. V. 1033. P. 166640.
7. *Ibadullayev D. et al.* // Acta. Phys. Polon. B. 2021. V. 14. P. 873.
8. *Zhishuai Ge et al.* // Phys. Rev. C. 2018. V. 98 (3). P. 034312.
9. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2022. V. 106 (2). P. 024612.
10. *Ibadullayev D. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2023. V. 87 (8). P. 1118.

Flexible Scenario for Background Suppression in Heavy Element Research

D. Ibadullayev^{1, 2, 3, *}, Yu. S. Tsyganov¹, A. N. Polyakov¹, A. A. Voinov¹, and M. V. Shumeiko¹

¹Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia

²Institute of Nuclear Physics, Almaty, 50032 Kazakhstan

³Eurasian National University, Astana, 10000 Kazakhstan

*e-mail: ibadullayev@jinr.ru

Received July 27, 2022; revised August 1, 2022; accepted August 2, 2022

Abstract—New algorithms to operate with new analog spectrometer of the DGFRS-2 installed at DC-280 cyclotron setup are presented. The main goal of application of these algorithms is to search an optimal time correlation recoil-alpha parameter directly during the acquisition C++ code execution. A new real-time flexible algorithm is presented in addition to the conventional ER- α one which is in use for a few years at the DGFRS-1 setup installed at the U-400 FLNR cyclotron. Note that the spectrometer operates together with the 48×128 strip DSSD (Double Side Strip Detector; $48 \times 226 \text{ mm}^2$) detector and low pressure pentanefilled gaseous detector (1.2 Torr; $80 \times 230 \text{ mm}^2$) are presented schematically. First beam test results in ^{48}Ca induced nuclear reactions are presented too.

Keywords: alpha decay, real-time algorithm, detection system, cyclotron, heavy ion, C++, gaseous detector, silicon radiation detector