

СИНТЕЗ НОВЫХ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА УСТАНОВКЕ ДУБНЕНСКИЙ ГАЗОНАПОЛНЕННЫЙ СЕПАРАТОР: СУММА ТЕХНОЛОГИЙ

Ю. С. Цыганов *

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1486
ДУБНЕНСКИЙ ГАЗОНАПОЛНЕННЫЙ СЕПАРАТОР ЯДЕР ОТДАЧИ	1488
Общая схема сепаратора: схема D–Q–Q	1489
Измерение средних равновесных зарядов тяжелых ядер	1490
К вопросу об эффективности собирания продуктов	1493
Входное окно сепаратора для разделения с высоковакуумным рабочим объемом циклотрона	1496
Вращающаяся мишень для долговременных экспериментов	1496
ТЕХНОЛОГИИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ РЕДКИХ СОБЫТИЙ РАСПАДА СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР	1498
Альфа-спектрометр редких событий распада	1499
Метод «двойной отдачи» при регистрации α -распадов трансфермиевых элементов	1502
Спектрометр сепаратора ГНС	1503
Времяпролетный детектор ядер отдачи	1504
Система набора данных, примененная в эксперименте $Bk + Ca \rightarrow 117^*$ (2012)	1505
К вопросу о внутренних цепях резистивного стрипа Builder 6.0 C++-код для поиска корреляций $ER-\alpha$ в реальном масштабе времени для эксперимента $^{239}Bk + ^{48}Ca \rightarrow 117 + 3,4n$: основные моменты	1506
Применение метода «активных корреляций» в реакции	1510
	1518

*E-mail: tyura@sungns.jinr.ru

ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1522
Приложение 1 МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ ДЛЯ УПРОЩЕНИЯ ПРОЦЕДУРЫ НАБОРА ДАННЫХ С МНОГОСТРИПОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ	1523
Приложение 2 КРИТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ АМПЛИТУД РЕГИСТРИРУЕМЫХ СИГНАЛОВ С ОТНОСИТЕЛЬНО ШИРОКИМИ ПАРАМЕТРАМИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ	1527
Приложение 3 ОСНОВНЫЕ ПОБОЧНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ В ОБЛАСТИ ИЗУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ	1528
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1529

СИНТЕЗ НОВЫХ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА УСТАНОВКЕ ДУБНЕНСКИЙ ГАЗОНАПОЛНЕННЫЙ СЕПАРАТОР: СУММА ТЕХНОЛОГИЙ

Ю. С. Цыганов *

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Все новые изотопы сверхтяжелых элементов в реакциях с ионами ^{48}Ca и актинидными мишенями, синтезированные в ЛЯР им. Г. Н. Флерова, были получены на установке дубненский газонаполненный сепаратор (ГНС, DGFRS). Успех был достигнут благодаря применению ряда методик, алгоритмов, подходов, обладающих рекордными характеристиками в своей области. Особо выделяются технологии детектирования редких событий, методики измерения эффективных равновесных зарядов тяжелых ионов и ядер в водороде низкого давления, модифицированные подходы для оценки вероятностных характеристик регистрируемых многозвенных событий, беспучковые методы-тесты регистрирующей аппаратуры и ряд других. Автор анализирует подходы, приведшие в конечном счете к явному прорыву и успеху в экспериментах по синтезу сверхтяжелых ядер. Пути развития детектирующих систем также находятся в поле зрения автора. Частично отмечен вклад в эксперименты синтеза таких установок, как SHIP, TASCA и GARIS (RIKEN). Рассматриваются методы автоматизации экспериментов подобного рода, включая создание перспективных систем контроля и защиты при работе с высокоактивными актинидными мишенями. Некоторые методики детектирования α -распадов тяжелых ядер, которые предшествовали текущим экспериментам на электромагнитных сепараторах, рассмотрены кратко. Представленные методики, алгоритмы, конструкции использовались более двадцати лет эксплуатации и применения в длительных экспериментах установки ГНС ЛЯР им. Г. Н. Флерова.

All new superheavy element isotopes in ^{48}Ca induced reactions and with actinide targets were synthesized at the Dubna Gas Filled Recoil Separator (DGFRS, GNS). The success was achieved due to application of specific algorithms, instruments and methods with record parameters for that area, especially, detecting techniques, measurements of effective equilibrium charge states of heavy ions passing through a low pressure hydrogen, statistical approaches to estimate random parameters of multichain events, beamless methods to test electronic modules and some others. The author analyses approaches which finally lead to evident success in experiments aimed at the synthesis of superheavy nuclei. Ways to develop the detecting systems are considered by the author too. In part, those facilities like TASCA, SHIP and GARIS (RIKEN) are within the scope of the author's interest. α -particle detection methods used before the DGFRS application are also considered in brief. More than twenty years in the DGFRS application methods, algorithms, and constructions are presented.

PACS: 25.70.Jj

*E-mail: tyura@sungns.jinr.ru

ВВЕДЕНИЕ

В мае 2012 г. Международный союз теоретической и прикладной химии (IUPAC) официально присвоил наименования двум новым элементам Периодической системы Д. И. Менделеева с атомными номерами 114 и 116. Элемент № 114 назван флеровием с символом Fl, элемент № 116 — ливерморием с символом Lv. Оба элемента были синтезированы на установке Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ дубненский газонаполненный сепаратор (ГНС, DGFRS). Может возникнуть естественный вопрос: почему названия в клеточки периодической таблицы вписали с десятилетней задержкой [1, 2]. Этому предшествовала некоторая история. С 60-х гг. прошлого столетия ситуация с присвоением имен трансурановым элементам регулируется специальной совместной комиссией IUPAC и IUPAP (Международного союза теоретической и прикладной физики). При этом были выработаны некоторые положения, которые получили статус официального документа.

Открытие нового элемента признается, если удовлетворяет определенным критериям, обеспечивающим убедительность с научной точки зрения.

Результаты первой работы, претендующей на приоритет, должны быть подтверждены в работах другого научного центра.

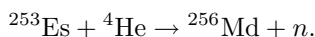
Авторы приоритетной работы вносят свои предложения по наименованию нового элемента на рассмотрение номенклатурной комиссии IUPAC. В честь великих ученых элементы называются только в том случае, если эти ученые уже ушли из жизни. Не допускается дублирование названий, уже встречающихся в научном словаре (например, нельзя назвать элемент в честь Ампера, потому что есть одноименная физическая величина силы тока). Свое решение номенклатурная комиссия выносит на утверждение конгресса IUPAC.

Вспомним, что и одно из самых значимых и пионерских открытий, фактически предопределившее бурное развитие ядерной физики, было принято вначале с некоторым скептицизмом. В марте 2013 г. исполнилось ровно 100 лет с момента выступления Эрнеста Резерфорда на заседании Манчестерского философского сообщества, где он впервые объявил о том, что внутри атома находится очень малое по размеру, но чрезвычайно плотное образование (ядро), которое несет практически всю массу атома и весь его положительный заряд. Отрицательно заряженные электроны, с массой примерно в 2000 раз меньше массы атома водорода, двигаются вокруг ядра на большом расстоянии подобно движению планет вокруг Солнца. Говорят, что ему не очень поверили, а он не очень настаивал. . .

Однако все последующие исследования на протяжении века подтвердили это великое провидение Резерфорда, открывшего первую страницу ядерной физики. Первая же ядерная реакция, приведшая к новому изотопу калифорния, была осуществлена почти через сорок лет. Именно в 1951 г. американскими исследователями проведена реакция $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{246}\text{Cf} + 4n$.

Эта реакция явилась первым успешным применением ускоренных тяжелых ионов для синтеза трансурановых нуклидов.

В 1955 г. группой Г. Сиборга, будущего нобелевского лауреата, был впервые синтезирован элемент, названный в честь Д. И. Менделеева, в реакции



Отметим, что первые успешные опыты по синтезу новых сверхтяжелых ядер на установке ГНС были приняты более чем скептически мировым сообществом вплоть до того времени, когда стали появляться безусловные подтверждения результатов группы ГНС в ведущих западных лабораториях (GSI, PSI, LBNL). В основном это объяснялось ошибочной экстраполяцией данных по сечению образования сверхтяжелых ядер из области данных для реакций холодного синтеза в область реакций горячего (теплого) слияния с ионом ^{48}Ca . Именно внутренняя структура нейтронно-избыточного ядра кальция и не принималась во внимание при такого рода «экстраполяциях». Отметим также, что значимые подтверждающие эксперименты были выполнены не только физиками, но и выдающимися радиохимиками современности под руководством д-ра Р. Айхлера из PSI (Виллиген, Швейцария) [3], занимающими лидирующее место в мире в области химии сверхтяжелых элементов.

С начала нынешнего столетия и по настоящее время на установке ГНС синтезированы 47 новых изотопов сверхтяжелых ядер, что само по себе показывает уникальность как ускорительного комплекса ЛЯР им. Г. Н. Флерова, так и уникальность и чистоту методик, применяемых на установке ГНС. Что касается ускорителя и его развития, то в ближайшем будущем в лаборатории планируется создать циклотрон с интенсивностью пучков тяжелых ионов до ~ 10 рмкА в области масс около пятидесяти [4].

Разумеется, интенсивные пучки тяжелых ионов, а также конкретные конструкции радиоактивных актинидных мишеней являются условием, необходимым для успешных экспериментов, однако ряд специальных технологий и методов не менее значимы, особенно с учетом того, что вопрос выделения события из фона и его идентификации — это та финишная черта, которая отделяет успех эксперимента от неудачи даже при наличии ряда необходимых условий. И разумеется, в наше время «кремниевой цивилизации» роль детектирующих систем велика и возрастает с каждым экспериментом.

Именно этому и намерен посвятить данную статью автор. Иначе, зная очевидные факты, что интенсивные пучки и актинидные мишени доступны многим научным центрам и группам, читатель не догадывается о прорывных результатах именно на установке ГНС.

Рассматриваются также методики, применявшиеся на стадии ввода установки ГНС в эксплуатацию, в том числе позволившие откалибровать уста-

новку по ряду критических параметров, таких как равновесные зарядовые состояния тяжелых ионов в водороде низкого давления. Разумеется, в работе рассматривается современное состояние метода, ставшего в последние годы «фирменным знаком» установки, а именно метода «активных корреляций» [5–9]. Применение данного (более чем нестандартного) метода детектирования событий распада сверхтяжелых ядер в практически бесфоновой обстановке резко улучшало помимо прочего процесс идентификации нуклидов.

Оценки статистической значимости в варианте LDSC (Linked Decay Signal Combinations) приведены в [10, 11], а также в работе [12], более точно отвечающей методу «активных корреляций».

В качестве некоторого негатива следует указать на то, что до сих пор, к глубокому сожалению автора, комиссия по открытиям новых СТЭ, созданная президентами двух сообществ (химического и физического), не имеет в своем составе представителя Российской Федерации.

1. ДУБНЕНСКИЙ ГАЗОНАПОЛНЕННЫЙ СЕПАРАТОР ЯДЕР ОТДАЧИ

Применение газонаполненных сепараторов ядер отдачи имеет продолжительную историю [13] благодаря уникальному свойству газов, в том числе разреженных, минимизировать зарядовую дисперсию при движении тяжелого иона (ядра) в таком газе. Соответственно, сепарация интересующего экспериментатора продукта по отношению к фоновым событиям происходит благодаря их разнице в магнитной жесткости. В настоящее время известны такие сепараторы, как ГНС (Дубна), RITU (Ювяскюля, Финляндия), TASCA (Дармштадт, Германия), BGS (Беркли, США) и GARIS (RIKEN, Япония). Следует отметить, что в последние годы сепаратор TASCA показывает определенную положительную динамику развития, если иметь в виду синтез СТЭ. Так, именно группа TASCA впервые подтвердила результаты группы ГНС по синтезу элемента $Z = 117$ [14]. Отметим, что газонаполненные сепараторы применяются также для спектроскопии ядер в области $Z = 100–102$ (RITU).

В последнее время газонаполненные сепараторы используются и в экспериментах по изучению химических свойств СТЭ. В этом случае основная роль сепаратора заключается в дополнительном по отношению к химической процедуре факторе очистки (разумеется, с падением общей эффективности транспорта продукта на детектор). Существенным же недостатком всех экспериментов по изучению химических свойств трансфермиевых элементов является ограниченное время транспорта, которое в лучшем случае составляет порядка 1–2 с. Это означает, что регистрируется не вся цепочка распада, даже без сигнала ядра отдачи, а, как правило, дочерние альфа-частицы распада и спонтанное деление.

1.1. Общая схема сепаратора: схема D–Q–Q. Для отделения продуктов реакции полного слияния от пучка ионов ^{48}Ca (и других) использовался дубненский газонаполненный сепаратор ядер отдачи [15], включающий дипольный магнит и две квадрупольные линзы (D–Q–Q, рис. 1).

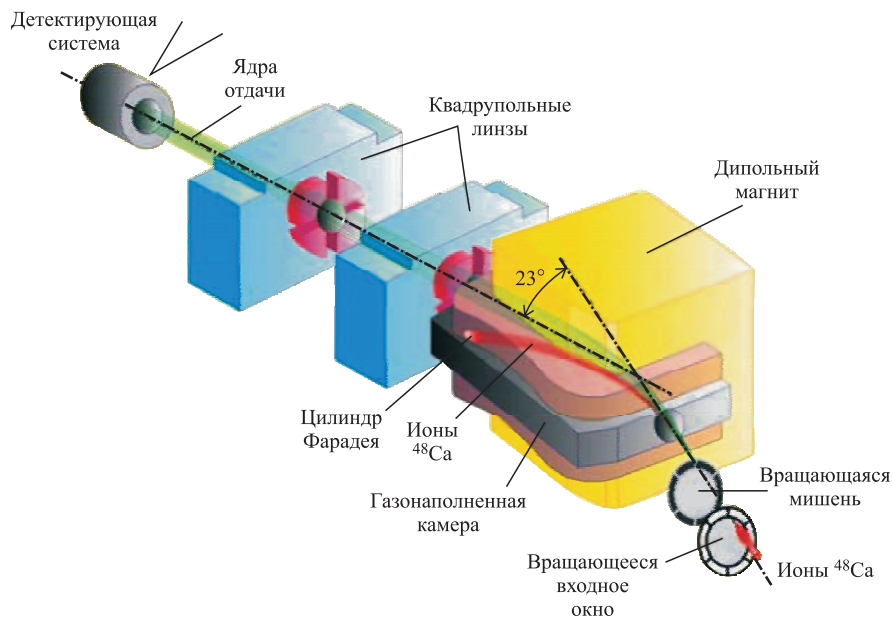


Рис. 1. Установка дубненский газонаполненный сепаратор ядер отдачи (ГНС)

Объем камеры сепаратора отделялся от вакуумного объема циклотрона вращающимся входным окном из титана (1,5 мкм) и заполнялся водородом до давления 1 Торр. Ионно-оптическая система сепаратора была настроена на собиране на фокальной плоскости выбиваемых из актинидной мишени ядер СТЭ в угловом интервале $\pm 3^\circ$. При движении в атмосфере разреженного водорода со средней скоростью около $4,7 \cdot 10^8$ см/с ядра отдачи (ER) за счет многократных соударений с газом приобретают средний заряд $\sim 5,6$, как следует из систематики зарядов в водороде, полученной в тестовых калибровочных экспериментах. В магнитном поле ядра отдачи, обладающие большой магнитной жесткостью $B\rho = 2,5$ Тл·м, практически полностью отделяются от частиц пучка ($B\rho = 0,9$ Тл·м) и продуктов реакции передач. Выбор разреженного водорода обусловлен лучшим качеством очистки от фоновых продуктов, чем, например, традиционно применяемый на других установках гелий. В некоторых установках, например в сепараторе TASCА, используется композит гелий–водород.

1.2. Измерение средних равновесных зарядов тяжелых ядер. Как уже было сказано, минимизация зарядовой дисперсии тяжелых ионов при движении в среде разреженного газа предопределяет основное преимущество таких установок, а именно относительно более высокую эффективность сбирания продуктов полного слияния в фокальной плоскости по сравнению с вакуумными электромагнитными сепараторами (типа SHIP). Соответственно, измерение величин средних равновесных зарядовых состояний имеет решающее значение при вводе установки в эксплуатацию и фактически является калибровочным процессом для данной установки.

Заряд иона, движущегося через разреженный газ, флуктуирует в результате процессов зарядки–перезарядки, сталкиваясь с атомами газа. Средняя магнитная жесткость $\langle B\rho \rangle$ от импульса и величины заряда вычисляется как

$$\langle B\rho \rangle = \frac{mV}{\langle q \rangle}, \quad (1)$$

где $\langle q \rangle$ — средний заряд; V — скорость иона; m — масса иона.

Соответственно, формула (1) является основанием для определения эффективного среднего заряда. Поскольку при каждом фиксированном значении величины магнитной индукции B распределение продуктов полного слияния в детекторах фокальной плоскости измеряется в режиме on-line, то, подбирая ток дипольного магнита, можно найти значение для определения искомого B , прямо связанного с величиной тока.

На начальной стадии (1989 г.) для этой цели применялась сборка из шести поверхностно-барьерных детекторов (n -Si(Au)) с диаметром золотого верхнего электрода 18 мм. Детекторы коллимировались шестью щелями размером 3×12 мм (горизонталь–вертикаль).

В более поздних опытах применялась сборка из шести поверхностно-барьерных детекторов размером 2×3 мм, произведенных в группе полупроводниковых детекторов ЛЯР ОИЯИ (рис. 2).

В ходе калибровочных экспериментов [16] было показано, что данные хорошо аппроксимируются формулой

$$\langle q \rangle \approx \frac{3,26V}{V_0} - 1,39, \quad (2)$$

где V_0 — боровская скорость электрона в модели атома водорода ($2,19 \times 10^6$ м/с). Одним из первых успехов после калибровки было получение ядер фермия в реакции $^{207}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{244}\text{Fm} + 3n$ [17]. Ниже приведен измеренный спектр сигналов спонтанного деления фермия, зарегистрированных в фазе «вне пучка» для указанной реакции (рис. 3). Собственно, после проведения именно этой реакции стало понятно, что установка готова к прорыву в экспериментах по синтезу СТЭ. Представленный там же спектр ком-

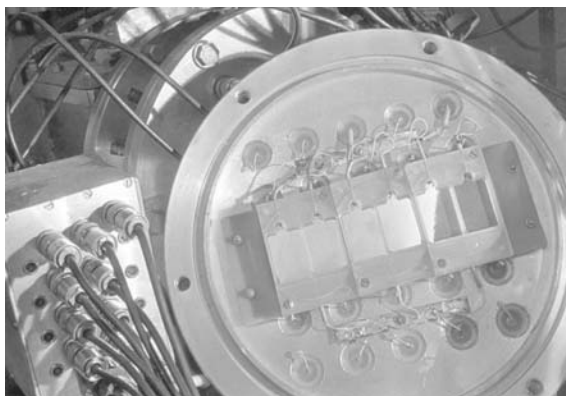


Рис. 2. Шесть поверхностно-барьерных детекторов $n\text{-Si(Au)}$ ($\rho \approx 2,2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) для проведения калибровочных опытов на пучке тяжелых ионов циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ (слева — предусилительный модуль на восемь входов). В настоящее время применяются многостриповые позиционно-чувствительные детекторы производства CANBERRA NV (Бельгия), 12 или 32 стрипа

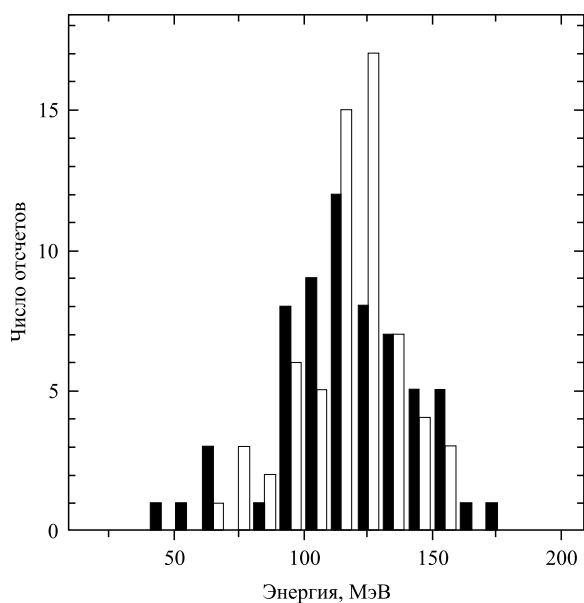


Рис. 3. Спектр измеренных амплитуд сигналов спонтанного деления ^{244}Fm . Светлый спектр — компьютерное моделирование

пьютерного моделирования был получен на основе концепции поверхностной рекомбинации с величиной относительных рекомбинационных потерь в виде

$$\lambda(\theta) = 1 - \exp\left(-\frac{\lambda_0}{\cos(\theta)}\right), \quad \text{если } \lambda < \lambda_{\max}, \quad (3)$$

$\lambda = \lambda_{\max}$ в остальных случаях (рассчитывается согласно [17]), где λ соответствует углу $\theta = 0$, причем

$$\lambda_0 \approx \frac{sT_P}{R}, \quad (4)$$

где s — скорость поверхностной рекомбинации; R — пробег частицы; T_P — плазменное время.

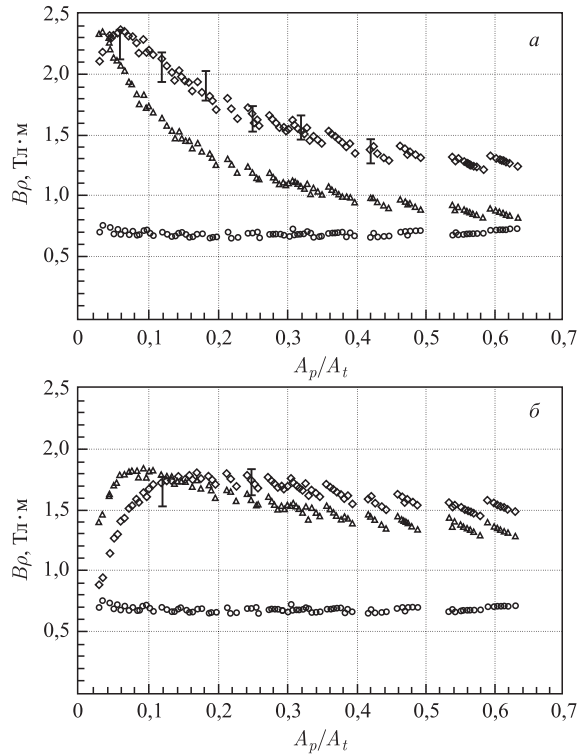


Рис. 4. Разделение сепаратором продуктов полного слияния (водород (а) и гелий (б) [18]). По оси абсцисс — отношение массовых чисел иона к мишени. Ось ординат — магнитная жесткость

На рис. 4 изображены графики, показывающие преимущество очистки от мишенеподобных продуктов при выборе водорода в качестве рабочего газа в сравнении с гелием.

1.3. К вопросу об эффективности собирания продуктов полного слияния. Измерения эффективности физической установки являются ключевыми, так как именно со знанием параметра эффективности собирания ядер в фокальной плоскости установки можно планировать эксперименты с малым выходом искомого продукта и связывать наблюдаемый эффект с реальным сечением образования нуклида в той или иной реакции, с той или иной массовой асимметрией ион–мишень.

1.3.1. Детектор $p\text{-Si(Al)}$ для измерения эффективности сепаратора. Для измерения названного параметра были изготовлены два поверхностно-барьерных детектора с размером чувствительной поверхности (Al-электрод) 11 см^2 . Омический (нижний) электрод был выполнен с напылением меди и золота. Ток утечки при рабочем смещении 75 В не превышал $1,6 \text{ мкА}$, а разрешение $\approx 60 \text{ кэВ}$ на α -источнике ^{238}Pu . При этом пробойное напряжение было не менее 300 В . На рис. 5 представлена схема такого детектора [19]. Удельное сопротивление подложки дырочного кремния составляло $\approx 12 \text{ кОм} \cdot \text{см}$. В качестве оправки использовался коммерчески доступный двусторонне металлизированный (медь) текстолит. После механической обработки (шлифовки) и перед процедурой травления ($2,5 \text{ мин}$) в смеси $\text{HNO}_3 + \text{HF}$ 3:1 p -кремниевая пластина ($1,7 \text{ мм}$) промывалась в ацетоне (ОСЧ), кипятилась в водном растворе Трилона Б ($\approx 20 \text{ мин}$), промывалась в потоке деионизованной воды ($\sim 3,7 \text{ МОм} \cdot \text{см}$). Заготовки для оправок также промывались аналогичным образом и высушивались под инфракрасной лампой при температуре около $60 \text{ }^\circ\text{C}$. Напыление электродов Al, Au, Cu

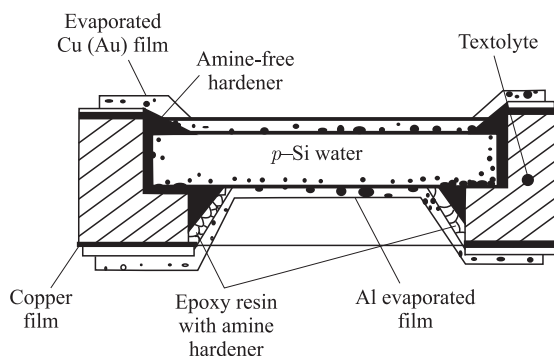


Рис. 5. Схема поверхностно-барьерного детектора $p\text{-Si(Al)}$

осуществлялось на второй-третий день после того, как кремниевая пластина монтировалась в оправку при помощи эпоксидной смолы с двумя типами отвердителей — аминным и безаминным соответственно. Через день после напыления конструкция прогревалась до 50 °С с целью снятия механических напряжений по периметру чувствительной зоны детектора в течение не менее 5 мин. Некоторое преимущество такого детектора перед аналогичным детектором типа $n\text{-Si(Au)}$ определяется следующими двумя пунктами:

- более прочная поверхность Al;
- заметно меньшая чувствительность к свету.

1.3.2. Измерения на пучке тяжелых ионов. Основная идея метода измерения была связана с тем, что в газонаполненной среде точность измерения тока цилиндром Фарадея является ограниченной из-за ряда эффектов в разреженном газе. Поэтому применялся метод, не зависящий от точности измерения тока пучка. Суть его в следующем. На входе в сепаратор размещалась сетка с известной прозрачностью. После накопления долговременной альфа-активности, например полония в реакциях ${}^{\text{nat}}\text{Dy} + {}^{40}\text{Ar} \rightarrow \text{Po}^*$ и ${}^{\text{nat}}\text{W} + {}^{22}\text{Ne} \rightarrow {}^*\text{Po}$, данная сетка ставилась в специальную камеру, представленную на рис. 6, спектрометрический тракт которой был включен на седьмой вход того же аналогового мультиплексора, что и шесть трактов массива



Рис. 6. Камера для измерения эффективности сепаратора (зарядочувствительный предусилитель пристыкован к вакуумному разьему). Показан тестовый детектор ($p\text{-Si(Au)}$) для проверки электронного тракта и измерения энергии пучка циклотрона

фокальных детекторов. Разумеется, при таком включении измерения активностей запускались одновременно с очень высокой точностью. По соотношению счета выбранной долговременной активности и определялось искомое число эффективности.

Очевидно, что данный метод подходил лишь для реакций с высоким сечением образования долгоживущих (не менее минуты) продуктов полного слияния. Для ряда реакций все-таки приходилось оценивать величину эффективности по известному из публикаций сечению образования того или иного нуклида. В качестве примера на рис. 7 приведена измеренная зависимость эффективности собирания ядер полония от начальной энергии для реакции ${}^{\text{nat}}\text{W} + {}^{22}\text{Ne} \rightarrow {}^*\text{Po}$ и различных входных скоростей ядра отдачи полония.

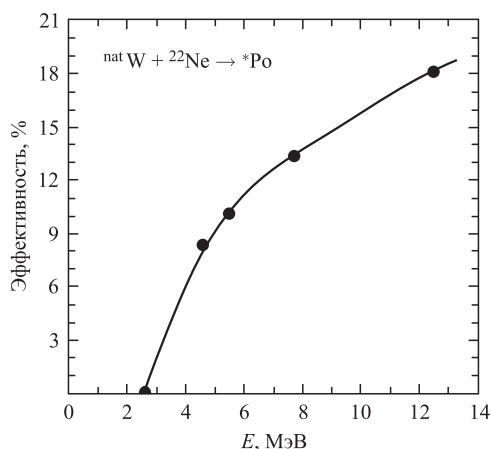


Рис. 7. Зависимость эффективности собирания ядер полония от начальной энергии

Заметный вклад в понимание того, что ограничивает собирание ядер отдачи в фокальной плоскости сепаратора, внесла теоретическая работа [15]. Используя код ANAMARI, разработанный выдающимся сербским ученым Крунославом Субботичем, авторы получили расчетные значения для тяжелых ядер отдачи. Учитывались такие процессы, как слияние–испарение, многократное рассеяние ядер отдачи в материале мишени, явления зарядки–перезарядки и потери энергии ядра отдачи. Для реакции ${}^{206}\text{Pb} ({}^{48}\text{Ca}, 2n) {}^{252}\text{No}$ было получено согласие с экспериментально измеренной величиной эффективности собирания $\varepsilon = 0,45$. Для реакции ${}^{48}\text{Ca} + {}^{244}\text{Pu}$, используемой для синтеза СТЭ, была получена расчетная величина эффективности собирания ядер отдачи $\varepsilon = 0,41$. Кроме того, сильным верифицирующим фактором явилось то, что результаты расчета распределения ядер отдачи по вертикали и горизонтали хорошо совпали с измеренными распределениями для ядер нобелия.

1.4. Входное окно сепаратора для разделения с высоковакуумным рабочим объемом циклотрона. При вводе в эксплуатацию сепаратора пришлось столкнуться с проблемой разделения рабочих объемов сепаратора (~ 1 Торр водорода) и циклотрона У-400 ЛЯР (10^{-6} – 10^{-7} Торр). Разумеется, речь идет о больших интенсивностях пучка тяжелых ионов, при которых любая разделительная среда испытывает значительные тепловые и механические нагрузки. Данная проблема была эффективно решена с применением вращающегося входного окна на основе титановой фольги (3 мкм). Скорость вращения рамки окна при этом составляет около 17 об./с. Предварительное тестирование входного окна было осуществлено на пучке ионов Ne с интенсивностью около $5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ [20]. На рис. 8 представлена схема, поясняющая основные принципы работы данного устройства.

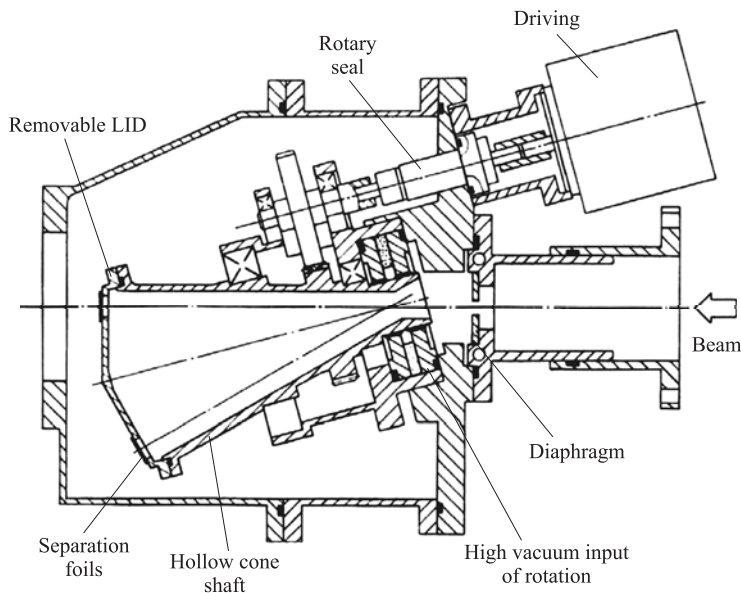


Рис. 8. Схема вращающегося разделительного входного окна [20]

1.5. Вращающаяся мишень для долговременных экспериментов. Механизм мишенного блока ГНС предполагает вращение с той же целью, что и выше, а именно для минимизации тепловых и радиационных нагрузок при облучении интенсивным пучком тяжелых ионов. При этом сама рамка, поддерживающая титановую фольгу (1,5 мкм) с нанесенным материалом активной мишени, имеет шестисекторную структуру и выполнена из дюралюминия (рис. 9, а). Типичная скорость вращения составляет около 28 об./с. На рис. 9, б показана процедура сбора мишенной конструкции.

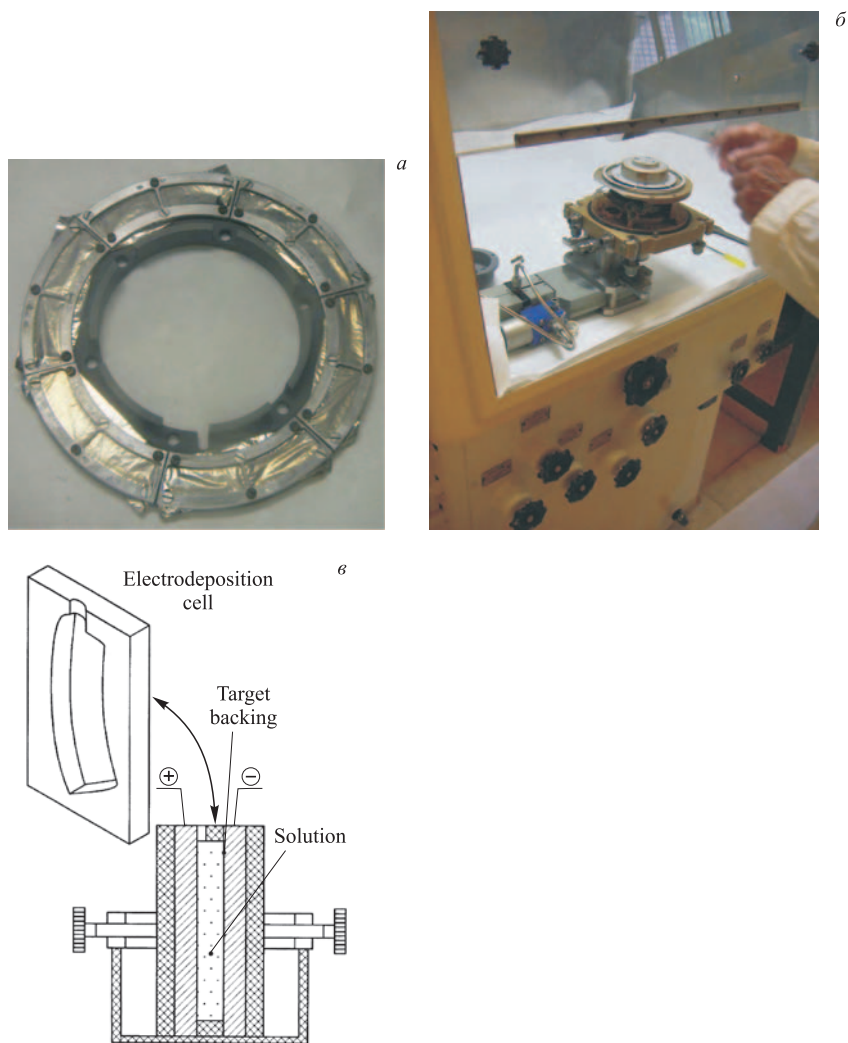


Рис. 9. а) Шестисекторная рамка-держатель актинидной мишени. б) Установка секторов актинидной мишени на механизм вращения в радиохимической лаборатории. в) Схематичное изображение ячейки для молекулярного электрораспыления актинидного вещества [21]

Что касается ячейки для молекулярного электрораспыления активного вещества мишени [21], то типичный вид данного устройства представлен на рис. 9, в.

Отметим, что один из первых экспериментов на установке ГНС, а именно $^{248}\text{Cm} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{265}\text{106} + 5n$ [22], был осуществлен на пучке ионов неона с модуляцией. В этом случае применялась рамка, которая, собственно, и задавала синхронизацию пучка так, чтобы он попадал на чувствительную поверхность мишени, а фаза молчания приходилась бы на остальную часть.

Представляет интерес и специфическая процедура прецизионного контроля количества радиоактивного вещества мишени. Ее суть, если кратко, заключается в следующем. В периоды, когда происходит смена тигля ионного ЭЦР-источника циклотрона У-400, а это примерно раз в три-четыре дня, ток дипольного магнита выставляется около 65 А, что соответствует настройке на магнитную жесткость собственно альфа-частиц. Измерение длится около 20–30 мин. Причем, используя синхронные микросекундные часы системы набора, экспериментатор четко отделяет сигналы альфа-частиц с происхождением от разных секторов мишени. Проводя такой мониторинг, можно сделать выводы о состоянии различных секторов мишени в процессе облучения интенсивным пучком тяжелых ионов. К сожалению, такая технология не подходит для веществ без существенной альфа-радиоактивности. Данная процедура иногда дополняется визуальным контролем через специальное смотровое окно. Разумеется, тоже в режиме off-line.

Например, для синтеза элемента с атомным номером 117 использовалась высокоактивная мишень ^{249}Bk , бомбардируемая ионами ^{48}Ca . Мишень подобного типа должна быть устойчива к облучению ионами кальция с энергией 270 МэВ в течение всего цикла облучения, составляющего свыше 6 мес., при плотности радионуклида не менее 0,3 мг/см². Препарат ^{249}Bk наносили на титановую фольгу электрохимическим методом послойно с промежуточным отжигом каждого слоя. Этот процесс проводили в ОАО «ГКЦ НИИАР». Изготовление мишеней из ^{248}Cm и ^{249}Cf проводили там же [23]. Что же касается контроля качества (и количества) материала мишени на стадии изготовления, то применялись как альфа-, так и гамма-спектрометрические измерения [24], а также измерения на жидкосцинтилляционном бета-спектрометре.

2. ТЕХНОЛОГИИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ РЕДКИХ СОБЫТИЙ РАСПАДА СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Завершающим этапом любого эксперимента является наблюдение (регистрация, детектирование) объекта, интересующего экспериментаторов. Причем чем совершеннее техника детектирования, которая, собственно, и определяет наличие/отсутствие такого объекта, тем меньше сомнений у экспериментаторов в том, что наблюдается именно то, что они ожидали по тем или иным причинам. Спецификой эксперимента по синтезу СТЭ с точки зрения детектирования является то, что фактически ведется поиск «иголки в

стоге сена». А именно, скажем, при типичной загрузке детектора фокальной плоскости сепаратора около 100 Гц за 1 мес. будет накоплено примерно $N = 100 \cdot 10^5 \cdot 30 = 3 \cdot 10^8$ событий. И лишь единицы могут принадлежать к искомому эффекту! Но прежде чем приступить к детальному описанию технологий поиска редких событий на газонаполненном сепараторе, автор намерен кратко описать низкофоновый альфа-спектрометр редких событий, который в 80-х гг. прошлого века был фактически предшественником спектрометра ГНС [25]. Отметим, что создание и эксплуатация данного спектрометра, равно как и полученные на нем результаты, способствовали тому, что созданная позже детектирующая система ГНС с использованием «метода активных корреляций» и поныне не имеет конкурентов в части чистоты выделения эффекта, т. е. цепочек распада сверхтяжелых ядер.

Обычно, говоря об опытах по синтезу СТЭ на электромагнитных сепараторах, подразумевают, что наибольший интерес экспериментаторов при детектировании событий распада сверхтяжелых имплантированных ядер приходится на сигналы α -распадов, потому что именно α -распад является фактически «паспортом» ядра. Это связано с тем, что туннельный механизм распада, впервые предложенный Георгием Гамовым, делает связь время жизни (период полураспада)–энергия α -частицы характерной. В настоящее время существуют коды для расчета данной связи. Одним из таковых является код UMADAC [26]. Разумеется, как и в случае более простых систематик, лучшее согласие с экспериментом соответствует случаю четно-четных ядер. Отличительные особенности кода — учет переходов не только с основных состояний, подробная параметризация барьера, учет электронов атомных оболочек, учет квадрупольных и гексадекупольных деформаций. Данные для величин 344 переходов основное–основное состояние для периода полураспада приняты во внимание.

2.1. Альфа-спектрометр редких событий распада. При облучении мишени из Pb или Bi ионами от Ti до Fe наряду с образованием составных ядер трансактинидных элементов (с сечением 10^{-35} – 10^{-33} см²) в реакциях много-нуклонных передач ($\leq 10^{-26}$ см²) образуется много изотопов, включая альфа-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 α -излучатели с энергией 6–7 МэВ (полезный эффект основан на химическом выделении изотопов Cf, Cm, Es, Fm конечных продуктов распада СТЭ). Но даже при полном исключении из выделенной фракции продуктов много-нуклонных передач спектрометр может иметь собственный фон, обусловленный следовыми количествами урана, тория и продуктов их распада в конструкционных материалах счетной камеры. Для получения максимальной эффективности используют так называемую 4π -геометрию, 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 геометрической, причем далеко не только за счет конечности толщины источника. Реально измеренная эффективность составляла $0,82 \pm 0,04$.

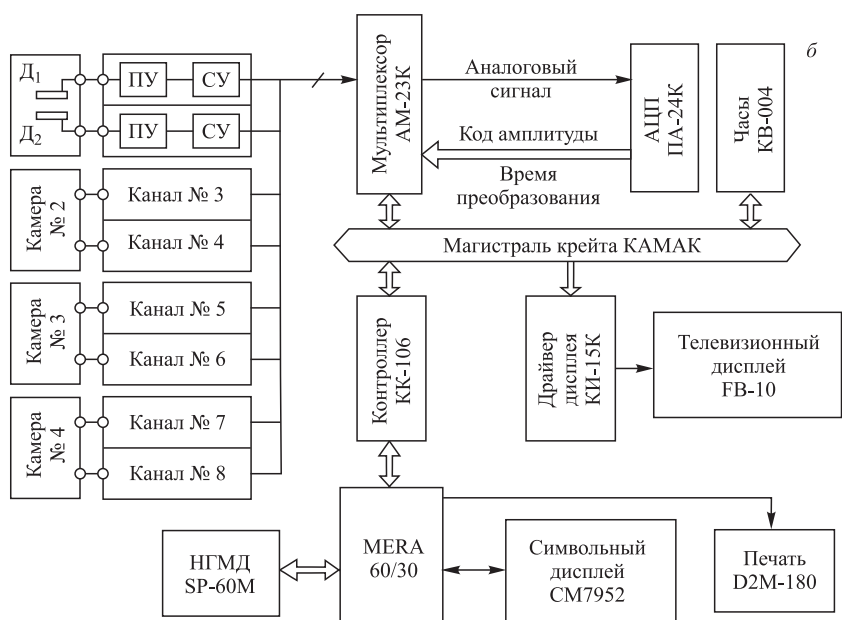
Основными условиями получения низкого уровня фона являются малое содержание естественных α -активных нуклидов в конструкционных материалах и исключение возможности попадания внутрь счетных камер из окружающей среды таких радиоактивных газов, как радон. Абсолютное же содержание примесей урана и тория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

В состав спектрометра (рис. 10, б), созданного под руководством Ю. П. Харитонова, 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.

Каждый канал спектрометрии включал детектор, предусилитель и усилитель. Предусилитель содержал вторичный источник питания, наличие которого исключало прохождение помех по цепям питания в сигнальные цепи предусилителя. В цепях, определявших коэффициент передачи предусилителя, усилителя и аналогового мультиплексора, применялись резисторы с высокой температурной стабильностью. Температурная нестабильность преобразования амплитуды α -сигнала в код не превышала 0,01 %, включая аналого-цифровой преобразователь (АЦП). При этом температура помещения стабилизировалась с точностью до нескольких градусов кондиционером. В спектрометре использовался специальный восьмиканальный аналоговый мультиплексор. Блок включал восемь дискриминаторов нижнего уровня с общей регулировкой порога. Дискриминатор, сработавший в то время, когда система регистрации свободна, подключал соответствующий тракт на вход АЦП. Мультиплексор имел схему запрета регистрации событий, совпадающих по двум или более трактам во временном интервале менее 50 нс. Вне этого интервала включался только первый из сработавших трактов. Моментом появления события считалось при этом срабатывание дискриминатора нижнего уровня. Единый код амплитуды и номера тракта считывался контроллером КК-106, после чего в компьютер MERA-60/30 передавался также код времени с блока КВ-004 [27] с точностью 1 с. Накопление и обра-



a



б

Рис. 10. *a*) Камеры для низкофоновых α -измерений. Показан один из двух детекторов в открытой камере. Камера слева — открыта внешняя камера. *б*) Блок-схема низкофонового альфа-спектрометра ЛЯР ОИЯИ [25]

ботка информации осуществлялись под управлением пакета «Плутон» [28]. Пакет был написан на языках FORTRAN-4 и ассемблер. Мертвое время на одно событие составляло около 300 мкс. Дифференциальная форма спектра для α -источника, полученного методом напыления на поверхность детектора,

примерно соответствовала формуле

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

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 именно данная формула определяет спектральную форму.

Собственный фон такого 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 (корреляции 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 экспериментатор имеет дополнительные мощные средства для улучшения соотношения эффект/фон. В качестве промежуточного вывода, примененного при разработке спектрометра ГНС, следует указать эффективность использования метода аналогового мультиплексирования сигналов в том случае, когда суммарная нагрузка достаточно ограничена. А именно этот случай и соответствует применению газонаполненных сепараторов ядер отдачи. Разумеется, опыт передовых установок, работавших ко времени создания сепаратора ГНС, например фильтра скоростей SHIP (GSI, Дармштадт), также принимался во внимание при создании/применении детектирующей системы.

2.2. Метод «двойной отдачи» при регистрации α -распадов трансфермиевых элементов. В связи с тем, что для получения трансфермиевых элементов, как правило, используют пучки тяжелых ионов, продукты реакции за счет большого первоначального импульса вылетают из мишени в направлении первичного пучка. Это обстоятельство используется для идентификации продуктов реакции. Выбитые из мишени продукты реакции собираются с помощью различных методов и переносятся к анализирующему устройству. Наиболее простой метод — метод прямого собирания ядер отдачи на механической подложке. В ряде экспериментов без применения электромагнитных сепараторов [29] использовалось то обстоятельство, что образующиеся в реакции полного слияния трансфермиевые элементы часто распадаются с испусканием α -частиц. Тогда находящийся на движущейся ленте радиоактивный изотоп, образующийся в результате α -распада, получает импульс отдачи и переходит на специальный сборник (рис. 11). Этот метод, называемый методом двойной отдачи, позволяет провести дополнительную селекцию продуктов реакции. Отметим, что данный метод допускает устанавливать корреляцион-

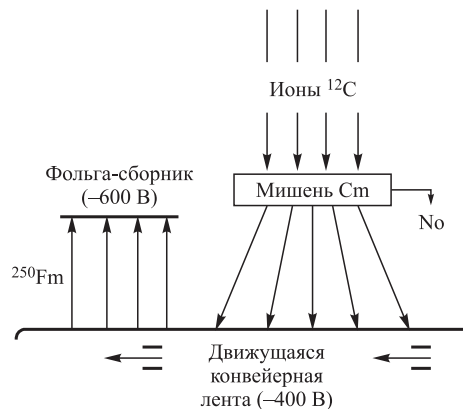


Рис. 11. Схема установки по изучению α -распада трансфермиевых ядер методом двойной отдачи

ные связи лишь между группами распадов, но не между индивидуальными ядрами.

Отмечая недостаток данной методики как исключительно группового метода выявления корреляций, следует упомянуть, что одним из первых исследователей, предложивших идентифицировать тяжелые нуклиды с применением корреляции типа энергия–позиция, был Д. М. Парфанович [30], коллега Г. Н. Флерова: «... существуют дополнительные возможности физической идентификации новых ядер. В частности, регистрация распада 102-го элемента и его дочернего сотого элемента позволит более надежно определить порядковый номер и массовое число нового элемента. Методика состоит в том, что на фотопластинке отбираются следы альфа-частиц, исходящие из одной точки и обладающие энергией 8–9 МэВ. Если такая “вилка” будет найдена, то идентификация будет более жесткой, так как следы соответствуют генетически связанному альфа-распаду сотого и 102-го элемента». Разумеется, здесь основным недостатком является отсутствие сигнала текущего времени событий.

2.3. Спектрометр сепаратора ГНС. Как было отмечено, только распады тяжелых ядер, транспортируемых сепаратором в фокальную плоскость, дают представление экспериментаторам о продуктах реакций. Поскольку все продукты реакций попадают в фокальную плоскость установки со стороны циклотрона, более чем желательным является устройство, дискриминирующее распады ядер по отношению к сигналам, связанным с заряженными частицами, прилетающими по направлению пучка со стороны циклотрона. Таким прибором в нашем случае является газовый времяпролетный детектор низкого давления [31, 32].

2.4. Времяпролетный детектор ядер отдачи. Особенностью применения устройств типа TOF или ΔE в конкретных экспериментах по синтезу СТЭ на газонаполненном сепараторе является то, что энергия образующегося ядра отдачи на мишени недостаточно велика, а потери в рабочих средах самого сепаратора значимы. Таким образом, вводя дополнительные устройства перед фокальным детектором, экспериментаторы обязаны считаться с фактором дополнительных энергетических потерь и, разумеется, предпринять все меры для их минимизации без заметных потерь в эффективности регистрации заряженных частиц, пролетающих через данное устройство. Времяпролетный детектор, отвечающий вышеизложенным требованиям, был разработан в ЛЯР ОИЯИ под руководством А. Н. Мезенцева в 1993 г. [31], и после интенсивных тестов на пучке тяжелых ионов циклотрона У-400, прежде всего в реакциях $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow \text{Ac}^*$, $^{\text{nat}}\text{W} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow \text{Po}^*$, $^{\text{nat}}\text{Dy} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow \text{Po}^*$, стал применяться в экспериментах по синтезу СТЭ. Детектор времени пролета состоит из двух пропорциональных камер «старт» и «стоп». Размер активной поверхности составляет 140×60 мм. Плоскости анода и катода сделаны из покрытой золотом вольфрамовой проволоки диаметром 20 мкм и шагом 2 мм для анода и 1 мм для катода. Таким образом, геометрическая прозрачность для анода 99 %, а для катода 98 %. Расстояние от анодной плоскости до каждого из катодов составляет 7 мм. В качестве рабочего газа используется пентан при давлении около 1,5 Торр. При этом рабочее напряжение на аноде +400 В, на катоде –100 В. Пролетное расстояние «старт»–«стоп» составляет 66 мм. Рабочий объем модуля отделен от рабочего объема сепаратора майларовой фольгой толщиной 1,5 мкм. Эффективность регистрации ядер отдачи не хуже 99 %. Для обеспечения стабильности работы модуля организован проток рабочего газа. Для этого выходной прецизионный вентиль камеры

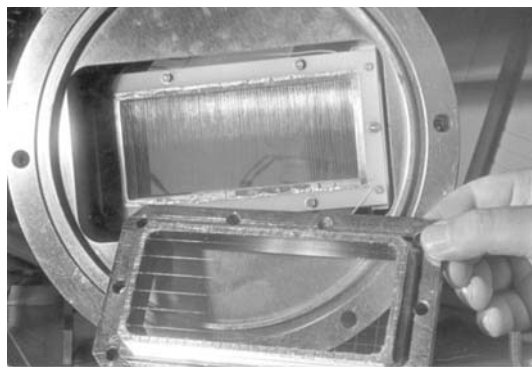


Рис. 12. Одна из двух пропорциональных камер («старт»). В руке экспериментатора майларовое входное окно времяпролетного модуля ГНС

откачивается безмасляным форвакуумным насосом типа VARIAN 3 SCROLL PTS 300 (250 л/мин), в то время как на вход модуля поступает газообразный пентан, пары которого образуются в объеме с жидким пентаном. Расход последнего составляет около 1 л/3 недели. Цикл замены — около 1–2 ч, и его обычно совмещают со временем смены тигля ЭЦР-источника ускорителя У-400. На рис. 12 показана одна из двух плоскостей времяпролетного модуля. Для регулировки напуска/откачки пентана применяются прецизионные вентили. Разрешение времяпролетного детектора для тяжелых ионов составляет обычно порядка 1 нс.

2.5. Система набора данных, примененная в эксперименте $Bk + Ca \rightarrow 117^*$ (2012). В течение длительного времени (около 10 лет) в экспериментах на установке ГНС по синтезу СТЭ использовалась детектирующая система на основе 12-стрипового позиционно-чувствительного детектора размером 12×4 см (горизонталь \times вертикаль) в качестве детектора фокальной плоскости сепаратора. Поскольку данная система неоднократно описана (например, в [6, 9]), в данном обзоре автор ограничивает знакомство с ней кратким упоминанием.

Модернизированная система набора данных [33] была создана на основе 32-стрипового позиционно-чувствительного PIPS-детектора производства

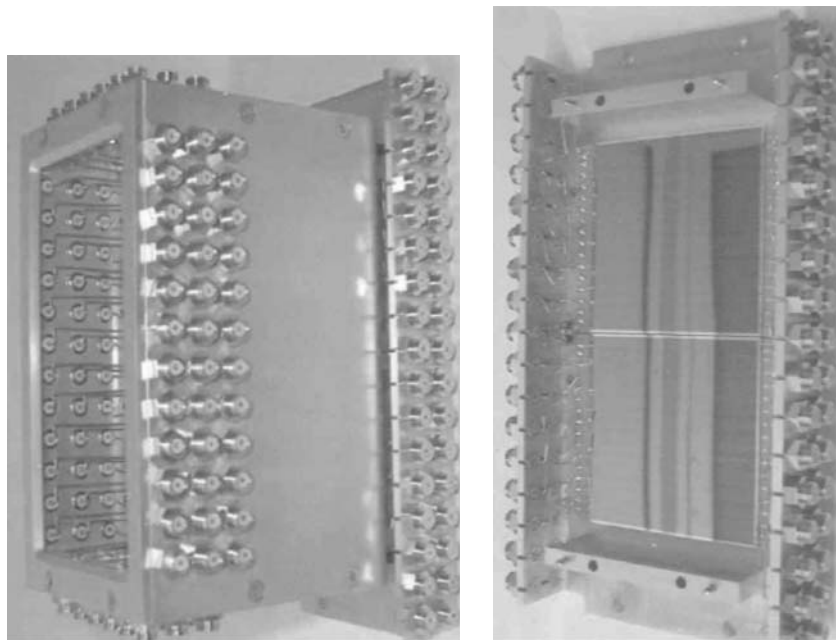


Рис. 13. 32-стриповый PIPS-детектор CANBERRA NV (Бельгия)

CANBERRA NV (рис. 13). Вертикальный размер детектора был увеличен до 60 мм, что повысило эффективность собирания ядер отдачи исследуемого нуклида.

2.6. К вопросу о внутренних цепях резистивного стрипа. Рассмотрим резистивный стрип PIPS-детектора на основе эквивалентной схемы, представленной на рис. 14. Данная схема отражает первичную (внутреннюю) цепь протекания заряда при ионизации кремния в ОПЗ детектора. На данном рисунке ε_s — «шумовая» электродвижущая сила, связанная с резистивным слоем; $i(t)$ — ток неравновесных носителей заряда, сгенерированных заряженной частицей; $A_{1,2}$ — точки измерения тока (заряда); R_{top} , R_{bottom} — сопротивления плеч «верх» и «низ» соответственно. Предполагается, что прочие источники флуктуаций уже содержатся в i .

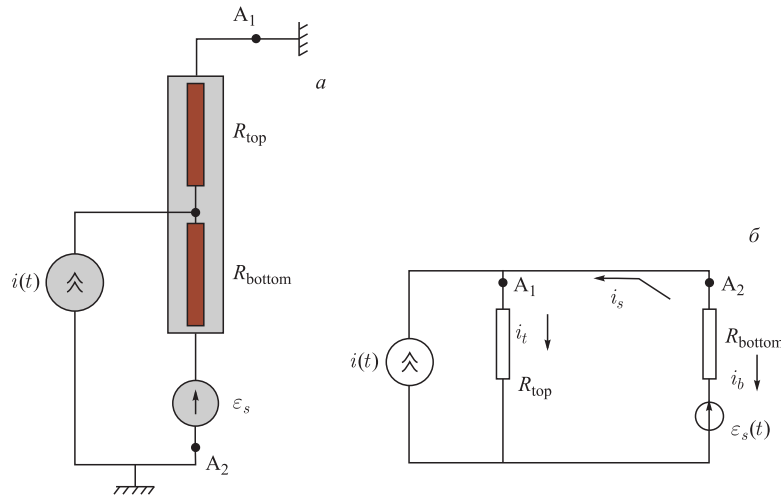


Рис. 14. а) Эквивалентная схема внутренней цепи резистивного стрипа. б) Упрощенная эквивалентная схема

С учетом роли суммирующего усилителя как основного настроечного модуля спектрометрического тракта эквивалентная схема может быть преобразована к виду, представленному на рис. 15.

На данной схеме показаны зарядочувствительные предварительные усилители трактов «верх» и «низ», а также соответствующие выходы суммирующего усилителя, включая тракт суммарной энергии.

Для простоты положим $k_t = k_{\text{top}} \cdot k_1$ и $k_b = k_{\text{bottom}} \cdot k_2$.

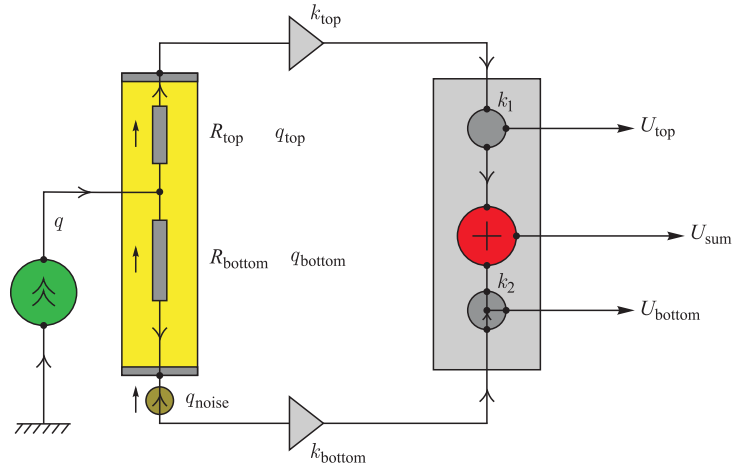


Рис. 15. Эквивалентная схема внутренней цепи с учетом усиления по каналам «верх» и «низ»

Тогда сигналы координат «верх» и «низ» (top и bottom) равны:

$$y_t = k_t \int_0^{\infty} [i_t(t) + i_s(t)] dt, \quad (6)$$

$$y_b = k_b \int_0^{\infty} [i_b(t) + i_s(t)] dt. \quad (7)$$

Из уравнений (6) и (7) для суммарного сигнала энергии E получаем

$$E = k_t \int_0^{\infty} [i_t(t) + i_s(t)] dt + k_b \int_0^{\infty} [i_b(t) + i_s(t)] dt.$$

Таким образом, наилучшее разрешение получается в случае правильной настройки цепей «верх» и «низ», что минимизирует вклад шума резистивного слоя, а именно при $k_t \approx k_b$. Выше, конечно же, учтено, что

$$i_t + i_b = i(t), \quad i_s = \frac{\varepsilon_s}{R_s} \quad \text{и} \quad \frac{i_t}{i_b} = \frac{R_{\text{bottom}}}{R_{\text{top}}}, \quad \text{где} \quad R_s = R_{\text{top}} + R_{\text{bottom}}.$$

Рассматривая упрощенные эквивалентные схемы внутренней цепи резистивного стрипа, имеет смысл с некоторым упрощением обратить внимание на роль импульсных монополярных наводок на резистивный стрип, природа

которых, по-видимому, может трактоваться двояко. Первичным источником данного сигнала-наводки может быть физическое устройство, расположенное в непосредственной близости и в силу некоторых актуальных требований к эксперименту не экранированное полностью и обладающее некоторым коэффициентом связи по отношению к цепи стрипа, например через паразитные емкость и/или индуктивность. Рассмотрим упрощенный сценарий, изображенный на рис. 16.

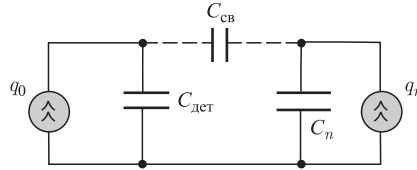


Рис. 16. Схема учета дополнительного сигнала

Положим далее $C_{\text{дет}} \gg C_{\text{св}}$ и сделаем оценку по порядку величины в случае упрощения для соотношения $C_n/C_{\text{св}}$ на основании их линейных размеров (соответственно, расстояния анод–катод и плоскость «стоп»-камеры TOF-детектора – фокальная плоскость), что, вообще говоря, строго имеет быть место для геометрии, в которой расстояние между обкладками конденсатора много меньше их размеров. Имеем $C_{\text{св}}/C_n \approx L_{\text{а-к}}/2L_{\text{TOF}}$, где $L_{\text{а-к}}$ — расстояние между анодом и катодом камеры «стоп» TOF-детектора, а L_{TOF} — расстояние от TOF-детектора до PIPS-детектора, а размеры плоскости камеры «стоп» и фокального PIPS-детектора считаем примерно одинаковыми.

Для дальнейших оценок будем исходить из того, что полная потеря энергии в среде пентана для ядра отдачи элемента 117 составляет около $\Delta E \approx 3$ МэВ. Соответственно в приближении постоянных средних потерь для зазора 7 мм анод–катод мы имеем около $\varepsilon = \frac{L_{\text{а-к}}}{L_{\text{pent}}} \Delta E$. В данной формуле L_{pent} — длина слоя пентана (рабочего газа времяпролетного модуля), равная примерно 20 см.

С учетом того, что TOF-модуль работает в режиме ограниченной пропорциональности [34] с коэффициентом размножения порядка $\mu \approx 2,6 \cdot 10^4$, для индуцированного в цепь детектора заряда в качестве первого, оценочного по порядку величины приближения можно написать

$$q_{\text{ind}} \approx \frac{\mu \varepsilon}{w_0^{\text{pent}}} \frac{L_{\text{а-к}}}{2L_{\text{TOF}}},$$

где w_0 — энергия образования пары электрон–ион в газе (порядка 100 эВ). Принимая во внимание, что параметр генерации в кремнии пары электрон–

дырка w_{Si} составляет 3,6 эВ, можно переписать последнюю формулу в виде эквивалента измеряемой энергии

$$\Delta e_{ind} \approx \frac{\mu \varepsilon}{w_{Si} w_0^{pent}} \frac{L_{a-k}}{2L_{TOF}} [\text{эВ}].$$

Для актуальных параметров $N_{STR} = 32$, $L_{TOF} = 15$ см, $L_{a-k} = 0,7$ см, $L_{pent} = 25$ см, $\Delta E \approx 3$ МэВ $= 3 \cdot 10^6$ эВ получаем $\Delta e_{ind} \approx 300$ кэВ. Разумеется, при равномерном распределении сигнала по цепи стрипов эта добавка вряд ли значима.

Однако если распределение сильно неравномерно, то, например, в случае регистрации сигнала рекойла с энергией около 12 МэВ (измеряемой без учета дефекта амплитуды) и попадания по центру стрипа (вертикаль) можно ожидать небольшой сдвиг по координате, грубо оцениваемый соотношением $\frac{6 + 0,14}{6} = 1,02$, т. е. для абсолютной координаты 30 мм отклонение составит около $30 \cdot 0,02 = 0,6$ мм. Таким образом, вычисление из калибровочной реакции эмпирических коэффициентов смещения ядер отдачи относительно альфа-распада — обязательная процедура обработки. Также понятно, что порог регистрации должен заметно превышать величину порядка 100 (300) кэВ для правильной работы трактов аналогового мультиплексирования.

С учетом приближенности рассматриваемой модели (емкостной) можно ввести эмпирическую поправку и откалибровать последнюю формулу, введя поправочный множитель λ , учитывающий распределение сигнала по стрипам, а именно:

$$\Delta e_{ind} \approx \frac{\lambda \mu \Delta E}{w_{Si} w_0^{pent}} \frac{(L_{a-k})^2}{2L_{TOF} L_{pent}}.$$

Эмпирические коэффициенты для 32 стрипов, извлекаемые из калибровочной реакции $^{nat}Yb + ^{48}Ca \rightarrow ^{217}Th + 3n$, таковы: ZDAT[32] = {19,12,4,18,8,17,14,4,20,18,8,5,16,25,8,12,9,6,8,3,0,4,1,3,4,4,1,0,2,5,3,-3}; // для цепи «верх (top)» (в единицах 100 мм). $\langle ZDAT \rangle = 8,063$. ZDAB[32] = {-25,7,-16,-10,-14,0,4,8,-12,5,-2,16,8,1,4,18,-6,-2,-1,3,3,3,4,4,7,4,1,-2,-6,-2,4}; // для цепи «низ (bottom)». $\langle ZDAB \rangle = -1$.

Соответственно, сумма отклонений составляет $258/100 = 2,58$ мм и $\lambda = 2,58/1,5 \approx 1,7$.

Тогда же в предположении равномерного деления сигнала оценочная формула для вертикального смещения рекойла для одного стрипа имеет вид

$$\Delta Y \approx \frac{1,7 \lambda \mu \Delta E}{N_{str} w_{Si} w_0^{pent}} \frac{(L_{a-k})^2}{2L_{TOF} L_{pent}}, \text{ где } N_{str} \text{ — количество стрипов. Симптоматично то, что аналогичный набор параметров для цепи «низ (bottom)»}$$

имеет среднее отрицательное значение, что косвенно подтверждает предположение о монополярности импульсного сигнала. И конечно же, в заключение этого пункта следует отметить, что указанный источник сигнала может быть не единственным. Кроме того, очевидным упрощением модели является пренебрежение учетом боковых детекторов (сигнал делится в том числе и на них, в первом приближении величина λ для фокального детектора должна быть уменьшена на фактор ≈ 2), а также реальной ограничивающей конструкционной геометрией камеры времяпролетного модуля.

Отметим также, что измеренное значение $\mu \approx 2,6 \cdot 10^4$, которое было получено путем сравнения энерговыделения с одного и того же зарядочувствительного тракта для полупроводникового детектора, где легко подсчитывается количество электронно-дырочных пар, и камеры «стоп» для того же источника α -частиц с энергией 5,5 МэВ, работающей в режиме ΔE , согласуется с литературным источником [34]. Основное достоинство столь простой модели заключается в выводе о необходимости учета небольших координатных сдвигов для корреляционной пары ER- α .

2.7. Builder 6.0 C++-код для поиска корреляций ER- α в реальном масштабе времени для эксперимента $^{239}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow 117 + 3,4n$: основные моменты. Для работы с 32-стриповым позиционно-чувствительным PIPS-детектором был разработан C++-код RED STORM (Realtime Detecting and STORage of Multichain events) [35]. Данный код является унифицированным в том смысле, что он предназначен не только для работы с 32-стриповым позиционно-чувствительным детектором CANBERRA NV, но и для работы с DSSSD-детектором Micron Semiconductor 48×128 стрипов. Разница достигается на уровне ключей условной компиляции кода в среде Builder 6.0 (Windows XP). В опытах по синтезу новых изотопов элемента $Z = 117$ конкретно применялась именно первая ветвь кода [33]. Отметим, что при отборе интересующих событий-кандидатов на корреляцию типа ER- α используется набор прецизионных калибровочных коэффициентов в количестве 752 параметров, в том числе и тех, которые ответственны (см. предыдущий пункт) за небольшие отклонения в величине вертикальной координаты для сигналов типа «ER» и « α » соответственно. Возможные физические причины для данного эффекта также изложены выше.

Кроме того, существенным отличием с точки зрения поиска указателей на корреляцию ER- α от более ранних версий [6] является более «гибкий» сценарий останова пучка циклотрона У-400. А именно, рассматриваются матрицы ядер отдачи, соответствующие обоим сигналам «верх» и «низ» (см. рис. 17). При этом для генерации собственно останова процесса облучения актинидной мишени используется принцип «или», т. е. достаточно координатно-временной корреляции, соответствующей хотя бы одному из сигналов. Разумеется, это увеличивает эффективность процесса как такового.

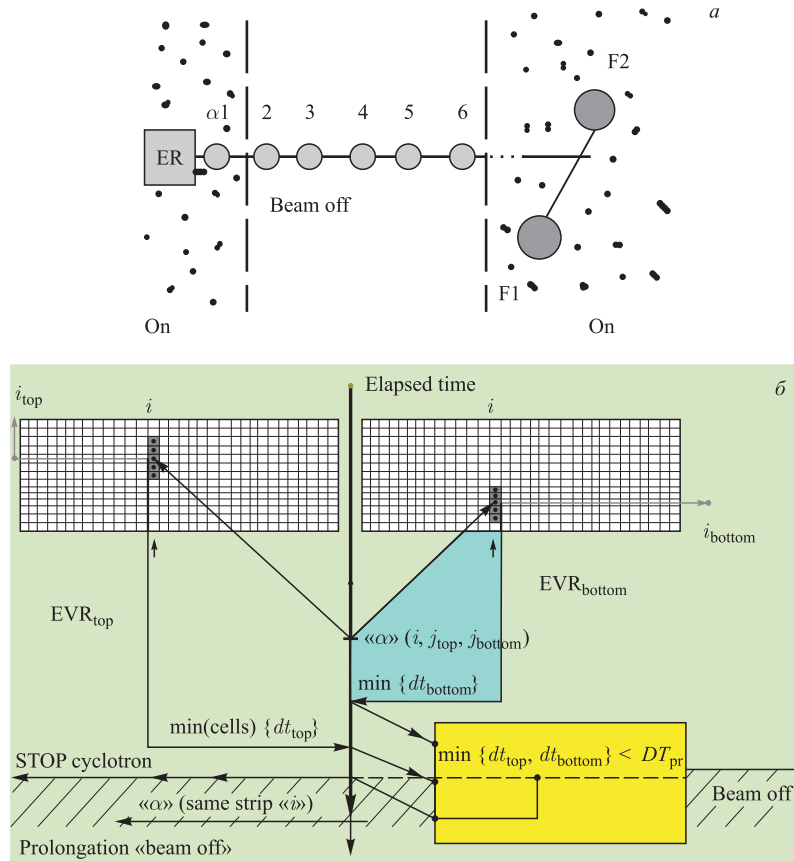


Рис. 17. Мнемосхемы (а–б) алгоритма/процесса останова пучка циклотрона У-400. t_{prs} — предварительно задаваемое установочное время для корреляции ER– α . а) Схема останова пучка и регистрации распадов в бесфоновых условиях, где $\alpha 1$ — та альфа-частица, которая и производит данный останов; 2–6 — альфа-частицы, регистрируемые «вне пучка» (окончание рис. 17 см. на с. 1512)

Кроме того, тот факт, что код написан на Borland Builder C++ в среде Windows XP, как и код, под управлением которого работает система контроля ГНС [36], повышает унификацию систем настолько, что имеет смысл говорить о единой интегрированной системе детектирования — управления и контроля экспериментов на установке ГНС. Данное свойство общей интегрированной системы упрощает разработчикам как электронных модулей, так и программных приложений стратегию развития на ближайшее будущее.

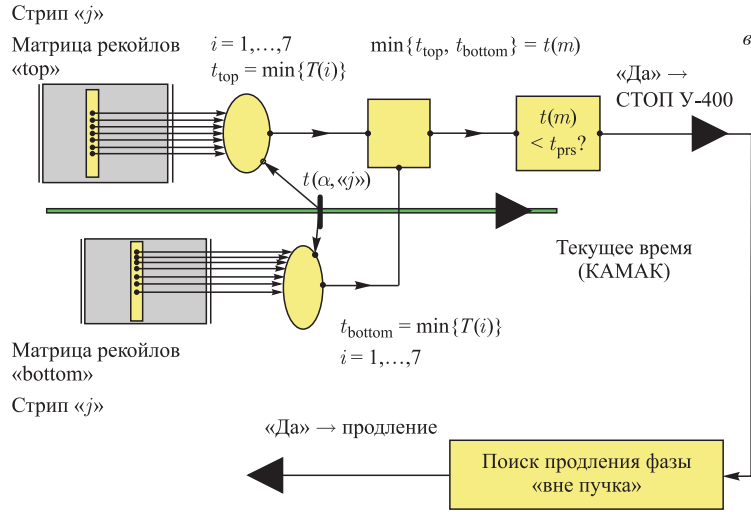


Рис. 17. Окончание

Что касается той ветви кода, которая соответствует применению DSSSD-детекторов, то ее будущее использование имеет двоякую направленность. Планируется применение параллельно с цифровой системой ORNL (США, Ок-Ридж), причем именно для генерации остановов пучка и детектирования звеньев распада сверхтяжелых ядер в практически бесфоновых условиях. Разумеется, это не отменяет возможности автономного применения в том случае, если критичность к временам порядка 10 мкс неактуальна.

В таблице приведены параметры остановов для конкретного эксперимента по синтезу элемента 117, проведенного на установке ГНС [37].

Критические параметры кода C++ RED STORM

Параметр кода C++	Значение	Пояснение	Дополнительно
PRGA	800	Минимальный порог для рассмотрения в альфа-шкале, каналы	Разрядность АЦП-8192
Porog_alfa_side	2900	Порог для бокового детектора, каналы	8192

Продолжение таблицы

Параметр кода C++	Значение	Пояснение	Дополнительно
EALF_MIN_OFF	8500	Минимальное значение «вне пучка альфа» для попадания в буфер, кэВ	
FF_MIN	1400	То же, для шкалы осколков, каналы	4096
NDL	60	Основная пауза в облучении, с	Выбор величины обусловлен теми или иными предсказаниями свойств нуклидов
minWr	$1,5 \cdot 10^{-6}$	Минимально рассматриваемая разница времен ER- α , с	
Event_in_buffer	256	Размер буфера для записи, события	
Words_in_event	14	Количество слов (16 bit) в событии	
Static float recot [DIS] [NUMSTRIPS]	DIS = 150 NUMSTRIPS = 32	Матрица «ER»-top	Элементы заполняются текущими временами из таймера КАМАК «ТехИнвест», ОЭЗ «Дубна»
Static float recob [DIS] [NUMSTRIPS]	150 32	Матрица «ER»-bottom	
ERMIN	7000	Минимальная энергия для ER, кэВ	Измеренная без коррекции на дефект амплитуды импульса
ERMAX	18000	Максимальная энергия для ER, кэВ	
EAMIN	9600	Минимальная энергия для α -частицы, кэВ	

Окончание таблицы

Параметр кода C++	Значение	Пояснение	Дополнительно
EAMAX	11900	Максимальная, кэВ	
TOF_MIN	1600	Минимальное значение времени пролета для ER, каналы	
TOF_MAX	3500	Максимальное	
EPROD_MIN	9200	Минимальная энергия α -частицы для продления фазы «вне пучка», кэВ	
EPROD_MAX	11200	Максимальная, кэВ	
K	3–5	Параметр продления, если есть α -частица «вне пучка» с заданными параметрами по тому же стрипу	Пауза будет не 60 с, а 180–300 с

Для полноты восприятия ниже (рис. 18, 19) приведены блок-схема спектрометрического комплекса ГНС и внешний вид двух основных крейтов детектирующей системы.

Имея в виду применение кода, следует сказать, что в роли исполнителя-коммутиатора сигналов, в том числе и того, который при описанных обстоятельствах генерируется системой детектирования на останов облучения (сигнал «стоп/старт» на блок-схеме), а также всевозможными сигналами типа «ALARM» от СКП ГНС, выступает блок защиты СКП [36], выполненный в стандарте КАМАК 2М.

Существенным параметром кода остановов является значение измеряемой энергии ядер отдачи. Этой теме посвящен ряд ранних обзоров и статей. Здесь же уместно привести приблизительную формулу для центроиды распределения с учетом пространственной дисперсии, а именно

$$E_{\text{изм}} = -2,05 + 0,73E_{\text{вх}} + 0,0015E_{\text{вх}}^2 - \left(\frac{E_{\text{вх}}}{40}\right)^3,$$

где индексы «изм» и «вх» означают измеренную и входную (на PIPS-детектор) энергию ядра отдачи соответственно.

Поправочная формула для зависимости от номера стрипа имеет вид

$$E_{\text{изм}}(N_{\text{str}}) \approx \langle E_{\text{изм}} \rangle - 0,015(N_{\text{str}} - 16),$$

где $\langle E \rangle$ — среднее значение, а N_{str} — номер стрипа PIPS-детектора от 1 до 32.

Отметим также, что поскольку прерывание пучка происходит на линии инъекции циклотрона У-400, это означает некоторую задержку порядка 60 мкс основного пучка внутри циклотрона.

В данном пункте автор опускает детальное описание системы детектирования, которая подробно рассмотрена в предыдущих обзорах.

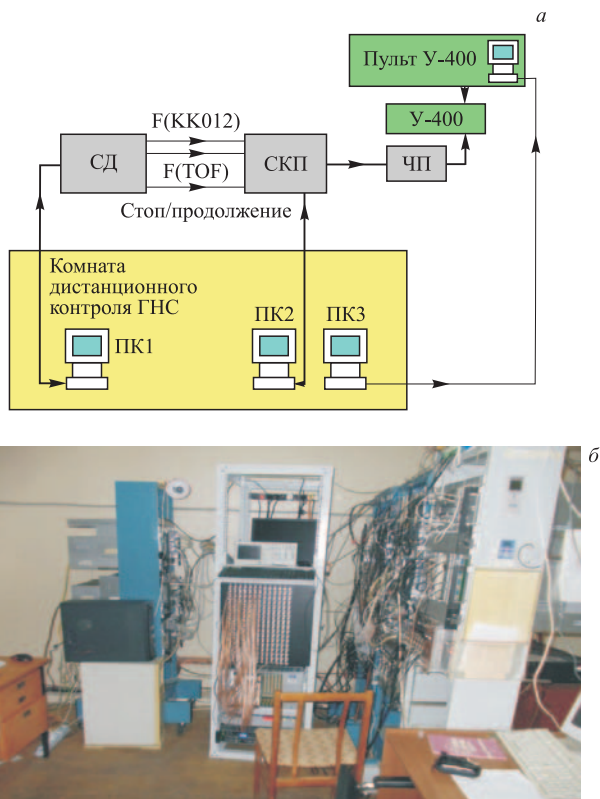


Рис. 18. а) Блок-схема спектрометрического комплекса ГНС (упрощенно): СД — система детектирования; СКП — система контроля параметров; ПК3 — измерение энергии У-400 (такой же спектр на пульте У-400); ЧП — «чоппер-прерыватель» пучка У-400; F(КК012), F(ТОF) — общий темп событий и загрузка времяпролетного модуля; стоп/продолжение — останов и продолжение облучения мишени после нахождения системой детектирования потенциального кандидата на корреляцию ER- α . б) Три спектрометра: справа — применяемый с 2000 г., слева — новый, описываемый в данной статье, в центре — фрагмент цифровой системы ORNL

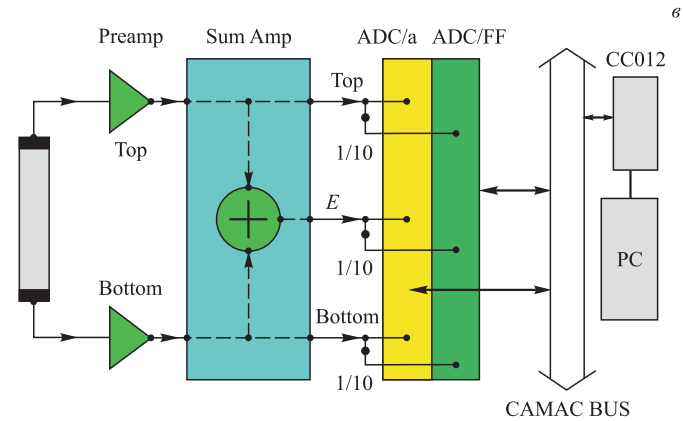


Рис. 18. *в*) Схема цепи для данного стрипа. Показаны зарядочувствительные предусилители, суммирующий-формирующий усилитель и аналого-цифровые преобразователи для шкал α и SF

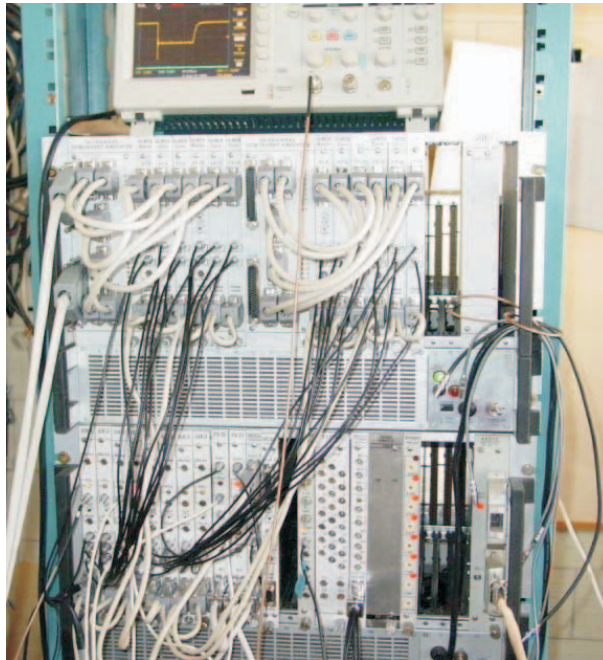


Рис. 19. Аналоговый (усилители-мультиплексоры) и цифровой (АЦП, таймеры, регистры, контроллер КК012) крейты спектрометра на основе 32-стрипового PIPS (CANBERRA) позиционно-чувствительного детектора. Осциллограмма показывает сигнал «мертвое время» АЦП РА3n (4,9 мкс)

В заключение данного пункта следует отметить особенности работы с DSSSD-детектором. Разумеется, в этом случае в отличие от позиционно-чувствительного PIPS-детектора мы как бы уже имеем «естественную» матрицу ядер отдачи (и α -частиц тоже), индексами элементов которой уже являются номера стрипов. Причем первый индекс — номер горизонтального фронтального стрипа (48), второй — вертикального заднего (128). В действительности реальная ситуация слегка отлична от идеализации: для задних соседних стрипов с вероятностью около 20% [38] происходит деление заряда (или индукция), в то время как для передних стрипов наблюдается однозначное соответствие. Разумеется, эта особенность учтена при написании кода. При этом спектрометрическая информация для генерации останова берется только с передних 48 стрипов, в то время как сигналы с задних 128 стрипов используются только для определения горизонтальной позиции. Спектроме-

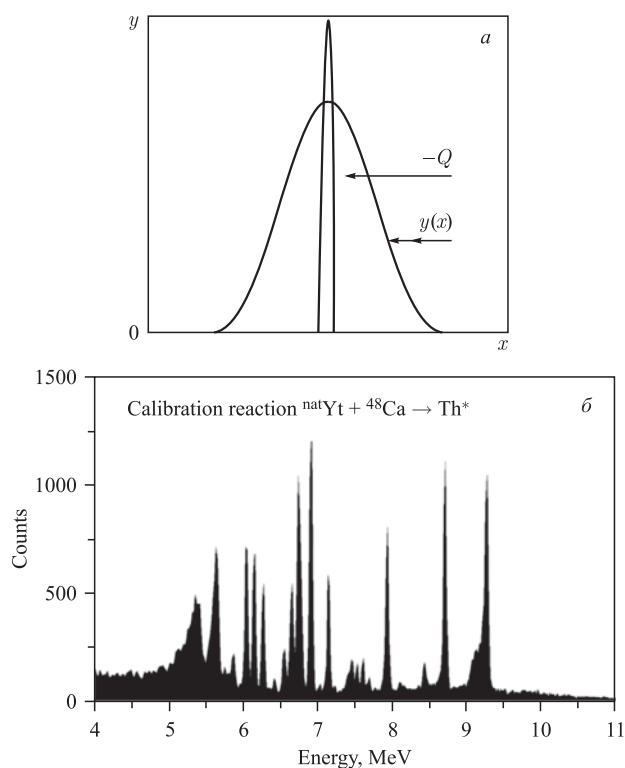


Рис. 20. а) Демонстрация алгоритма поиска пика. Широкий пик (y) — исходный, узкий пик (преобразованный, Q) — явное увеличение контраста. б) Типичный спектр для калибровки из реакции ${}^{\text{nat}}\text{Yb} + {}^{48}\text{Ca} \rightarrow \text{Th}^* + xn$

трическая информация с задних стрипов не теряется, содержится в файле данных и доступна для off-line обработки. Данный же код при определении факта срабатывания того или иного заднего стрипа DSSSD-детектора использует позиционный код, который содержит блок «Мастер триггер» (производитель «Техинвест», ОЭЗ «Дубна»).

Одной из особенностей применения DSSSD-детекторов является тот непреложный факт, что количество каналов спектрометрии растет радикально по сравнению с применением позиционно-чувствительных (на основе резистивного слоя) PIPS-детекторов. Это требует возможной автоматизации процесса калибровки шкал. Если кратко, то суть метода, разработанного сотрудником ЛИТ ОИЯИ В.Б. Злоказовым [39], состоит в следующем. Для автоматического нахождения пиков оперируют понятием «квазикривизна» (рис. 20):

$$Q = \frac{-y''}{(1 + y'^2)^{0,5}}.$$

Вероятным указателем на пик является значение данной величины меньше или равное $-1,5$. В вышеприведенной формуле y — спектральная величина (ордината). Связь энергия–канал ищется в виде полиномиальной зависимости; это особенно актуально с учетом того, что планируется использовать широкодиапазонные нелинейные зарядочувствительные предусилители.

Разумеется, при таком подходе определение пиков начинается с процессов сглаживания и вычитания фона. После детектирования пиков с центрами тяжести $k_1, k_2, k_3, \dots, k_n$ наша цель — приписать им значения энергии из множества E_1, E_2, \dots, E_m . Математически это проблема распознавания образа, где образы заданы наборами точек евклидовых пространств R_k и R_E с соответствующими статистическими весами; т.е. мы имеем отображение F такое, что $F: R_k \rightarrow R_E$, которое выбирает подмножество пиков и правильно отображает его на множество энергий. Функция F выбирается в виде параметрической зависимости $F = F(k, a_0, a_1, a_2, \dots)$, и обычно это полином.

2.8. Применение метода «активных корреляций» в реакции $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{117}$. Описываемый в данном пункте эксперимент по синтезу элемента $Z = 117$ является показательным примером с точки зрения применения метода «активных корреляций» для минимизации фона и, следовательно, вероятностного параметра, показывающего количественную меру того, что кандидат на эффект может быть объяснен совокупностью случайных факторов.

Данный эксперимент характерен тем, что

- применяются мощные пучки тяжелых ионов (^{48}Ca);
- в течение долгого срока облучается актинидная радиоактивная мишень;
- регистрируются ультраредкие события распада сверхтяжелых ядер;
- не в последнюю очередь чистота эксперимента обеспечивается именно применением данного метода.

Эксперимент был осуществлен на установке ГНС (DGFRS) с использованием пучка ионов ^{48}Ca , ускоренных на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ. Интенсивность пучка ионов на мишени ^{249}Bk составляла около 1 рмкА.



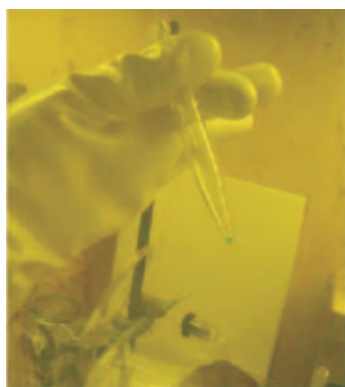
Рис. 21. а) Внешний вид реактора HFIR (ORNL) (окончание рис. 21 см. на с. 1520)



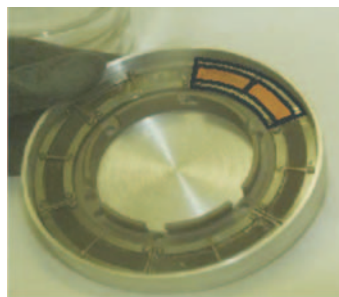
б



в



г



д

Рис. 21. б) 25-тонный контейнер для транспортировки облученного (нейтронами) Am/Cm-материала. в) Химическая сепарация вещества в горячем боксе (REDC, Ок-Ридж, США). г) Чистые 22 мг выделенного вещества ^{249}Bk . д) Рамка с мишенью ^{249}Bk

Получение вещества Вк происходило на реакторе HFIR (ORNL, США) посредством облучения веществ Cm и Am интенсивным потоком нейтронов (рис. 21).

Вещество наносилось на шесть секторов площадью по $5,4 \text{ см}^2$ (нанесение ВкO_2 на титановую фольгу $0,72 \text{ мг/см}^2$). Затем сектора помещались на периметре диска 12 см, который вращался со скоростью 1700 об./мин. Для очистки ядер отдачи от сопутствующих интересующему каналу реакции продуктов и применялся сепаратор ГНС. Эффективность трансмиссии ядер отдачи оценивалась как 35 %, и оптимальная величина магнитной жесткости составляла $2,395 \text{ Тл} \cdot \text{м}$. По итогам наблюдений 14 звеньев распада ядер $Z = 117$ средний ионный заряд ядер составлял $6,54 \pm 0,22$. Детектирующую систему калибровали при регистрации ядер отдачи, α -частиц и осколков спонтанного

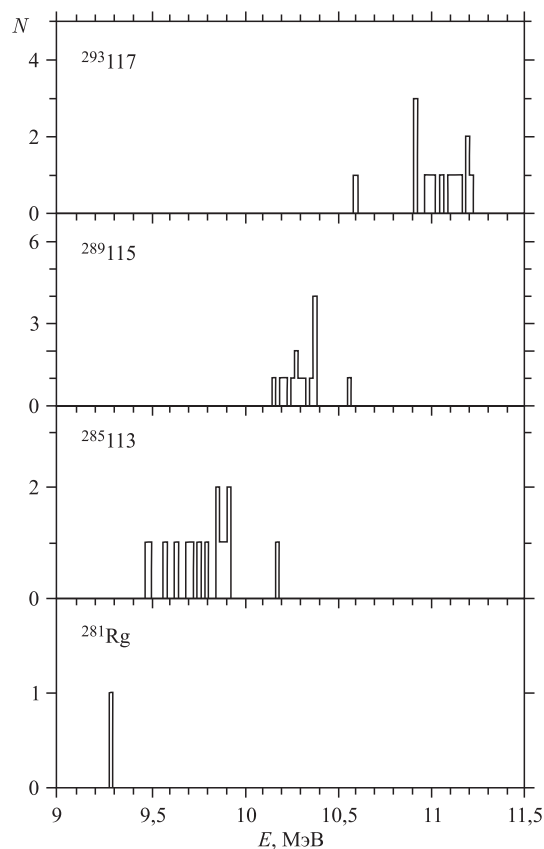


Рис. 22. Спектр α -распадов «вне пучка» после регистрации корреляции типа ER- α

деления (SF) известных изотопов No, Th и их дочерних продуктов из реакций ^{206}Pb ($^{48}\text{Ca}, 2n$) и $^{\text{nat}}\text{Yb}$ ($^{48}\text{Ca}, 3-5n$). При этом шкала низких энергий (α -шкала) калибровалась по девяти линиям, начиная с ^{209}Rn (6,04 МэВ) и до ^{217}Th (6,26 МэВ). Шкала же высоких энергий (SF) калибровалась α -линиями $^{216,217}\text{Th}$ и ^{217}Ra , а также рассеянными ионами ^{48}Ca .

Калибровка параметра величины полной кинетической энергии осколков (ТКЕ) была осуществлена по осколкам деления известного изотопа ^{252}No .

Энергетическое разрешение (ПШПВ) стрипов фокального детектора составляло 34–73 кэВ, в то время как для составных сигналов фокальный детектор + боковой детектор — 83–120 кэВ. Величина нижнего порога альфа-шкалы 0,7–1 МэВ. Параметр координатного разрешения (ПШПМ) 1,1–1,8 мм для пар сигналов типа ER- α и 0,5–1,2 мм для пар сигналов ER-SF.

На рис. 22 показаны спектры распадов «вне пучка», демонстрирующие не только один из результатов эксперимента, но и мощь экспериментальных методик и, в первую очередь, метода «активных корреляций» как радикального средства подавления фона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Последнее десятилетие ознаменовалось значительными результатами в области синтеза и исследования свойств сверхтяжелых ядер. Установка дубненский газонаполненный сепаратор ядер отдачи все это время занимала лидирующее положение в мире в указанной области. К успеху привело не только то, что применялись высокоинтенсивные пучки ^{48}Ca и радиоактивные актинидные мишени, но и технологии детектирования, программирования, алгоритмизации.

Именно «метод активных корреляций» в применении совместно с PIPS-детекторами и соответствующими электронными модулями позволил, сохранив основное достоинство газонаполненных сепараторов — высокую эффективность, практически обеспечить бесфоновую регистрацию продуктов альфа-распада сверхтяжелых ядер, что сыграло решающую роль в успехе длительных экспериментов на пучке циклотрона У-400 ЛЯР им. Г. Н. Флерова. Кроме собственно экспериментов разработаны методы моделирования работы детектирующих модулей, систематики, необходимые для применений метода. Проанализированы некоторые особенности и перспективы применения DSSSD-детекторов в ближайшем будущем. Значимой является и роль системы контроля параметров и защиты, которая фактически является частью интегрированной системы.

Что касается ближайшего будущего в смысле применения ускорительных установок ЛЯР с высокими (порядка $\sim 5-10$ $\mu\text{мкА}$) интенсивностями пучков тяжелых ионов, то автор не исключает применения для подавления

фона корреляций более высокого порядка, например, $ER-\alpha-\alpha$. Это будет необходимо, если не удастся другими («неэлектронными») методами минимизировать загрузки детекторов фокальной плоскости. Большую роль для оптимизации метода может сыграть применение DSSSD-детекторов вместо традиционных позиционно-чувствительных PIPS-детекторов. Кроме того, для оценки ресурса применения различных детекторных сборок в условиях интенсивных пучков новые модели расчета радиационной стабильности, равно как и простые тестовые эксперименты, будут строго необходимы.

Также следует подчеркнуть, что результатом открытий на ГНС ЛЯР являются не только собственно полученные данные, но и то, что успех способствовал бурному росту экспериментов (физических и химических) на установках других лабораторий мира.

Данная работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 13-02-12052) и гранта губернатора Московской области (2013–2014 гг.).

Приложение 1 **МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ** **ДЛЯ УПРОЩЕНИЯ ПРОЦЕДУРЫ НАБОРА ДАННЫХ** **С МНОГОСТРИПОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ**

Применение аналоговых мультиплексоров [25] играет одну из ключевых ролей в процессе оптимизации архитектуры спектрометров, применяемых в экспериментах по синтезу СТЭ. Очевидным и, пожалуй, главным достоинством таковых является их простота и компактность, отсутствие необходимости использовать многочисленные наборы АЦП. Это проистекает из принципа работы аналогового мультиплексора, пропускающего (вместе с кодом тракта) первый прошедший сигнал. Причем первичность того или иного сигнала в случае одновременного прихода определяется шкалой в десятки наносекунд. Соответственно, сигналы этого временного диапазона блокируются либо пропускается один из них. Очевидно, данная схема отбора-кодирования работает при загрузках, соответствующих пренебрежимо малой вероятности попадания парных (и более) сигналов в указанный временной интервал. Это условие, как правило, соответствует загрузкам детекторов электромагнитных сепараторов ядер отдачи.

Однако в случае применения DSSSD-детекторов некоторые причины, ограничивающие в явном виде применение мультиплексоров, возникают в силу наличия краевых эффектов для соседних стрипов.

Тем не менее применение схемы мультиплексирования сигналов возможно с учетом того факта, что только именно соседние стрипы индуцируют значимый сигнал выше порога регистрации (обычно сотни кэВ).

Следовательно, разводя соседние сигналы по разным цепям мультиплексирования, мы сохраняем работоспособность схемы в целом. Соответственно, декодировка сигналов (трактов) осуществляется так, как, например, показано ниже на фрагменте кода набора. В качестве «ключа» для расшифровки используется позиционный код мастер-триггера.

Характерный размер области краевого эффекта, как показано в работах [40, 41], масштабируется поперечным размером трека. Однако следует принять во внимание и процесс амбиполярной диффузии в течение плазменного времени, а также время дрейфа к заднему электроду. В качестве полуэмпирического параметра можно предложить $R_{\text{eff}}^2 \approx r_0^2 + 2D_a T_p$, где R_{eff} — эффективный размер области, r_0 — начальный радиус трека (порядка 1 мкм), D_a — коэффициент амбиполярной диффузии для электронно-дырочной плазмы в кремнии и T_p — плазменное время согласно работе [42]. Соответственно данному параметру доля двойных импульсов должна уменьшаться с ростом напряжения смещения. Таким образом, порядок величины количества двойных сигналов на стрипах омического контакта будет определяться не только отношением размера промежутка между стрипами, но и плазменным временем для данной частицы и смещения и временем дрейфа носителей (электронов) к заднему контакту. Разумеется, данное рассмотрение ведется для нормально падающих частиц. Для альфа-распада имплантированных ядер геометрический фактор должен быть учтен дополнительно.

Ниже приведен фрагмент кода набора, минимизирующий краевые эффекты.

```
// adcB[] — массив номеров станций;

if (mstrg > 0) // значения позиционного кода мастер-триггера, ADCNM 1, 2 —
номера сработавших АЦП, начиная с нуля; wfb, wab, wfbB, wabb — амплитуды
сигналов (2 шкалы)
{
    switch (mstrg)
    {
        // — необходимо рассмотреть все АЦП + случаи двойных сигналов
        -----
        case 1 : wfb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[0]+0x40 ];
// модель чтения задних АЦП
        wab = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[0] ] ;
ADCNM1=0; break;
        case 2 : wfb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[1]+0x40 ];
        wab = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[1] ];
ADCNM1=1; break;
        case 4 : wfb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[2]+0x40 ];
        wab = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[2] ];
```

```

ADCNM1=2; break;
    case 8 : wfb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[3]+0x40 ];
            wab = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[3] ];
ADCNM1=3; break;
    case 16 : wfb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[4]+0x40
];
            wwab = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[4] ];
ADCNM1=4; break;
    case 32 : wfb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[5]+0x40
];
            wab = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[5] ];
ADCNM1=5; break;
    case 64 : wfb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[6]+0x40
];
            wab = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[6] ];
ADCNM1=6; break;
    case 128 : wfb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[7]+0x40
];
            wab = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[7] ];
ADCNM1=7; break;
        // -- выше, когда сработали АЦП одиночно ! -----
        /*
        // ----- это (ниже) для кроссовых сигналов -----
    case 3 : wfb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[0]+0x40 ];
            wab = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[0] ];
            wfbB = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[1]+0x40
];
            wabb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[1] ] ;
ADCNM1=0 ; ADCNM2=1 ;
            break;
    case 6 : wfb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[1]+0x40
];
            wab = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[1] ];
            wfbB = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[2]+0x40
];
            wabb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[2] ] ;
ADCNM1=1 ; ADCNM2=2 ;
            break;
    case 12: wfb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[2]+0x40
];
            wab = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[2] ];

```

```
wfbb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[3]+0x40
];
wabb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[3] ] ;
ADCNM1= 2 ; ADCNM2= 3 ;
break;
case 24: wfb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[3]+0x40
];
wab = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[3] ] ;
wfbb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[4]+0x40
];
wabb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[4] ] ;
ADCNM1= 3 ; ADCNM2= 4 ;
break;
case 48 : wfb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[4]+0x40
];
wab = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[4] ] ;
wfbb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[5]+0x40
];
wabb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[5] ] ;
ADCNM1= 4 ; ADCNM2= 5 ;
break;
case 96 : wfb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[5]+0x40
];
wab = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[5] ] ;
wfbb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[6]+0x40
];
wabb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[6] ] ;
ADCNM1=5 ; ADCNM2= 6 ;
break;
case 192: wfb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[6]+0x40
];
wab = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[6] ] ;
wfbb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[7]+0x40
];
wabb = Form1->Kk009Pci1->MemW[0x400*adcB[7] ] ;
ADCNM1= 6 ; ADCNM2= 7 ;
break;
default: break; }
}
```

Приложение 2
КРИТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ АМПЛИТУД РЕГИСТРИРУЕМЫХ
СИГНАЛОВ С ОТНОСИТЕЛЬНО ШИРОКИМИ
ПАРАМЕТРАМИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

В то время как именно альфа-распад является «паспортом» ядра в силу прецизионности (хорошее разрешение детектора) и характерности (связь энергия – время жизни), ряд экспериментально зарегистрированных амплитуд сигналов от имплантируемого ядра отдачи и (возможно) спонтанного деления, завершающего цепочку распада, могут служить как в позитивном, так и в негативном смысле некоторым верифицирующим параметром доказательства принадлежности или не принадлежности к исследуемому объекту. В случае спонтанного деления даже единичные измерения амплитуд сигналов, показывающие сравнительно большое значение параметра полной кинетической

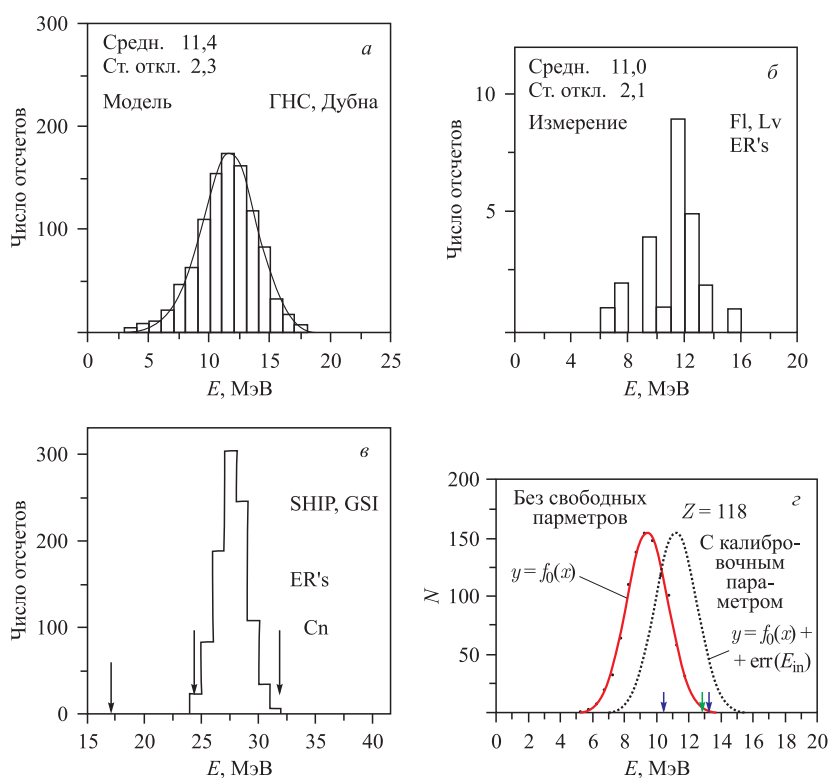


Рис. 23. Моделирование и измеренные спектры сверхтяжелых ядер отдачи для установок ГНС (а, б, з) и SHIP (в)

энергии (ТКЕ), благодаря прямой калибровке шкалы по известному делящемуся нуклиду, например ^{252}No [43], помогают экспериментаторам в части окончательных выводов.

Что же касается амплитуд сигналов ядер отдачи (ER), то, по мнению автора, полезной процедурой является компьютерное моделирование спектров и сравнение таковых с измеренными даже в случае единичных событий. В качестве примера на рис. 23 показан расчетный спектр для ядра $Z = 112$, соответствующего условиям эксперимента, проведенного в GSI (Дармштадт, Германия, рис. *в*). Следует отметить неплохое соответствие двух событий, в то время как третье событие (самое левое на рисунке) было впоследствии устранено авторами как ложное. На рис. *а*, *б* и *г* показаны компьютерное моделирование и измеренный спектр ($Z = 114, 118$) для установки ГНС.

Определенный интерес представляет и следующий метод анализа. Для измеренного спектра ядер отдачи или даже для единичных событий (в этом случае берется «средняя» амплитуда) оценивается соответствующая глубина имплантации в кремниевый детектор. После этого данный параметр фиксируется и используется как входной для систематики безразмерных значений энергии осколков спонтанного деления некоторого нуклида, распадающегося из той же точки [44]. А именно рассматривается параметр $k = \frac{E_{\text{esc}}}{E_{\text{foc}} + E_{\text{esc}}}$, где индексы «esc» и «foc» соответствуют боковому и фокальному детекторам. Физической основой для моделирования подобных спектров является соотношение между полным дефектом амплитуды импульса и тремя его компонентами: потерями в мертвом слое (окне), рекомбинационными потерями и ядерной столкновительной компонентой. Что же касается рекомбинационной компоненты, то автор придерживается концепции «поверхностной рекомбинации», впервые предложенной в ЛЯР ОИЯИ В. Ф. Кушнируком [45]. Ряд флуктуационных закономерностей для рекомбинации неравновесной электронно-дырочной плазмы, которые автор применил в своих оценочных расчетах, изложены в работе [46].

Приложение 3 ОСНОВНЫЕ ПОБОЧНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ В ОБЛАСТИ ИЗУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Поскольку применение полупроводниковых детектирующих систем является ключевым фактором успеха современных экспериментов (и не только в области тяжелых ионов), интерес для исследователей представляет и получение новых данных об электронных эффектах, связанных с электронно-дырочной плазмой при регистрации сильноионизирующих частиц. Во время

ввода в эксплуатацию и применения в реальных экспериментах установки ГНС основными объектами таких исследований были два явления — рекомбинация электронно-дырочных пар в треках ионизирующих частиц [44] и мультипликация заряда в сильных электрических полях [47].

В части изучения рекомбинационных явлений в [48, 49] опубликованы величины эффективных рекомбинационных параметров для различного набора тяжелых ионов. Основным достижением при изучении явления мультипликации заряда явилось наблюдение бимодальной мультипликации [47] и вывод о том, что «горячая» (лавинное размножение при динамической фокусировке поля) модель процесса имеет приоритет над «холодной» (туннельный эффект) [50, 51].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Measurements of Cross Sections and Decay Properties of the Isotopes of Element 112, 114 and 116 Produced in the Fusion Reactions $^{233,238}\text{U}$, ^{242}Pu , and $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ // *Phys. Rev. C*. 2004. V. 70. P. 064609.
2. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Measurements of Cross Sections for the Fusion-Evaporation Reactions $^{244}\text{Pu} (^{48}\text{Ca}, xn)^{292-x}114$ and $^{245}\text{Cm} (^{48}\text{Ca}, xn)^{293-x}116$ // *Ibid.* V. 69. P. 054607.
3. *Witwer D. et al.* Gas Phase Chemical Studies of Superheavy Elements Using the Dubna Gas-Filled Recoil Separator-Stopping Range Determination // *Nucl. Instr. Meth. B*. 2010. V. 268. P. 28–35.
4. *Гикал Б. Н.* Новый ускоритель ЛЯР. Проект. Частное сообщение.
5. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N., Sukhov A. M.* An Improved Real-Time PC-Based Algorithm for Extraction of Recoil-Alpha Sequences in Heavy-Ion Induced Nuclear Reactions // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2003. V. 513. P. 413–416.
6. *Tsyganov Yu. S. et al.* Detection System for Heavy Element Research: Present Status // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2004. V. 525. P. 213–216.
7. *Tsyganov Yu. S.* The Dubna Gas-Filled Recoil Separator: Status and Developments // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 1999. V. 25. P. 937–940.
8. *Цыганов Ю. С.* Газонаполненный сепаратор ядер отдачи: программные продукты, алгоритмы // *ЭЧАЯ*. 2011. Т. 42, вып. 5. С. 1535–1590.
9. *Цыганов Ю. С.* Методика детектирования редких событий распада сверхтяжелых ядер — метод «активных корреляций» // *ЭЧАЯ*. 2009. Т. 40, вып. 6. С. 1563–1602.
10. *Stoyer N. J. et al.* Random Probability Analysis of Heavy-Element Data // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2000. V. 455. P. 433–441.
11. *Bruechle W.* Confidence Intervals for Experiments with Background and Small Numbers of Events // *Radiochim. Acta*. 2003. V. 91. P. 71–80.
12. *Tsyganov Yu. S.* An Attempt to Build a Statistical Model for a PIPS Detector Operated in a Real-Time Mode // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2011. V. 8, No. 4. P. 374–378.
13. *Карнаухов В. А. и др.* БЭМС — газонаполненный масс-сепаратор ядер отдачи // *ПТЭ*. 1970. № 2. С. 43–47.

14. *Duelmann Ch.* TASCA — Recent Experiments // INPC 2013 Conf., Firenze, Italy, June 2–7, 2013.
15. *Subotic K. et al.* Evaporation Residue Collection Efficiencies and Position Spectra of the Dubna Gas-Filled Recoil Separator // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 481. P. 71–80.
16. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Measurements of Cross Sections for the Fusion-Evaporation Reactions $^{204,206,207,208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$ and $^{207}\text{Pb} + ^{34}\text{S}$: Decay Properties of the Even-Even Nuclides ^{238}Cf and ^{250}No // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 54606.
17. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N.* An Approximate Formula for the Angular Dependence of the Residual Defect in a Silicon Radiation Surface Barrier Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 363. P. 611–613.
18. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Gas-Filled Separator of Recoil Nuclei. FLNR Sci. Report 1989–1990. JINR, E7-91-75. Dubna, 1991. P. 159.
19. *Tsyganov Yu. S.* A Large Area Detector Made from p -Si. JINR Commun. E13-2006-77. Dubna, 2006.
20. *Ivanov G. N.* A Device for Heavy Ion Beam Input into a Gas-Filled Magnetic Separator // Sci. Report 1989–1990 «Heavy Ion Physics». Dubna: JINR, 1991. P. 163.
21. *Lobanov Yu. V. et al.* Targets from U, Pu, Cm for Heavy Element Research // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 397. P. 26–29.
22. *Lazarev Yu. A. et al.* Discovery of Enhanced Nuclear Stability near the Deformed Shells $N = 162$ and $Z = 108$ // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73, No. 5. P. 624–627.
23. *Рябинин М. А.* Мишень ^{249}Bk // Сб. тр. НИИАР. Димитровград, 2004. Вып. 1. С. 56–61.
24. *Букланов Г. В., Харитонов Ю. П.* Мишени из актинидных материалов // АЭ. 1980. Т. 48, вып. 2. С. 106–108.
25. *Кузнецов А. Н. и др.* Спектрометр редких событий альфа-распада // ПТЭ. 1987. № 1. С. 36–39.
26. *Денисов В., Худенко А.* Систематики альфа-распадов. Частное сообщение.
27. *Антохов В. А.* Блоки в стандарте КАМАК. Препринт ОИЯИ 10-10567. Дубна, 1977.
28. *Нефедьев О. К.* Программный пакет «Плутон». Сообщ. ОИЯИ 10-83-650. Дубна, 1983.
29. *Ghiorso A. et al.* Element 106 // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33, No. 25. P. 1490–1493.
30. *Парфанович Д. М.* Получение 102-го элемента. Сообщ. ОИЯИ Р-374. Дубна, 1958. С. 62.
31. *Mezentsev A. N. et al.* Low Pressure TOF Module // Sci. Report 1992–1993 «Heavy Ion Physics». Dubna: JINR, 1993. P. 203.
32. *Tsyganov Yu. S. et al.* Focal Plane Detector of the Dubna Gas-Filled Recoil Separator // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 392. P. 197–201.
33. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N.* New Detection System of the DGFRS // Proc. of the 4th Intern. Conf. «Current Problem in Nucl. Phys. and Atomic Energy», NPAE, Kiev, Sept. 3–7, 2012. Kiev, 2013. P. 412–414.
34. *Заневский Ю. В.* Проволочные детекторы элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1978. С. 44–77.

35. *Tsyganov Yu. S.* New Detection System for the Dubna Gas-Filled Recoil Separator // NEC'2013 Symp., Varna, Bulgaria, Sept. 9–16, 2013 (in press).
36. *Сухов А. М., Поляков А. Н., Цыганов Ю. С.* Система контроля параметров дубненского газонаполненного сепаратора // Письма в ЭЧАЯ. 2010. Т. 7, №5(161). С. 603–615.
37. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Eleven New Heaviest Isotopes of Elements $Z = 105$ to $Z = 117$ Identified among the Products of $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca}$ Reactions // Phys. Rev. C. 2011. V. 83, No. 5. P. 054315.
38. *Yakushev A. B.* TASCA Setup. Private Communication.
39. *Zlokazov V. B., Utyonkov V. K., Tsyganov Yu. S.* VSHEC-A Program for the Automatic Spectrum Calibration // CPC. 2013. V. 184, iss. 2. P. 429–431.
40. *Wrede C. et al.* A Double Sided Silicon Strip Detector as a DRAGON End Detector // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 204. P. 619–624.
41. *Yorkston J. et al.* Interstrip Surface Effects in Oxide Passivated Ion-Implanted Silicon Strip Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 1987. V. 262. P. 353–358.
42. *Seibt W., Sundstrom K. E., Tove P. A.* Charge Collection in Silicon Radiation Detector // Nucl. Instr. Meth. 1973. V. 113. P. 317.
43. *Oganessian Yu. Ts. et al.* The Synthesis of Superheavy Nuclei in $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ Reaction // Revista Mexicana De Fisica. 2000. V. 46, Suppl. 1. P. 35–41.
44. *Tsyganov Yu. S.* Complex Signal Amplitude Analysis for Complete Fusion Nuclear Reaction Products // Part. Nucl., Lett. 2011. V. 8, No. 1(164). P. 63–67.
45. *Кушнирук В. Ф.* О потерях заряда в кремниевых детекторах при регистрации сильноионизирующих частиц. Сообщ. ОИЯИ № 13-11889. Дубна, 1978.
46. *Kushniruk V. F., Tsyganov Yu. S.* A Note on Collected-Charge Fluctuations in Silicon Surface-Barrier Detectors at Heavy Ion Registration // Appl. Rad. Isotopes. 1997. V. 48, No. 5. P. 692–693.
47. *Tsyganov Yu., Kushniruk W., Polyakov A.* A Look at the Phenomenon of Charge Multiplication within the Concept of Dynamic Focusing of the Electric Field // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1996. V. 43, No. 5. P. 2496–2500.
48. *Kushniruk V. F., Tsyganov Yu. S., Kharitonov Yu. P.* New Approach to the Recombination Component of Pulse Height Defect // Sci. Report 1990–1991 «Heavy Ion Physics». Dubna: JINR, 1991. P. 195–196.
49. *Tsyganov Yu. S.* Basic Non-Linear Effects in Silicon Radiation Detector in Detection of Highly Ionizing Particles: Registration of Ultra Rare Events of Superheavy Nuclei in the Long-Term Experiments // Proc. of NEC'2007 Intern. Symp., Varna, 2007. Dubna, 2008. P. 421–429.
50. *Kushniruk V. F., Tsyganov Yu. S.* New Field Effect in Silicon Radiation Detectors: Bimodal Charge Multiplication // Sci. Report 1995–1996 «Heavy Ion Physics». Dubna: JINR, 1997. P. 227.
51. *Цыганов Ю. С.* Анализ условий образования аномальных амплитуд при имплантации нуклида в кремниевый детектор. Сообщ. ОИЯИ P13-97-12. Дубна, 1997.