

ГАЗОНАПОЛНЕННЫЙ СЕПАРАТОР ЯДЕР ОТДАЧИ: ПРОГРАММНЫЕ ПРОДУКТЫ, АЛГОРИТМЫ

Ю. С. Цыганов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1535
СИНТЕЗ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР	1536
БЛОК-СХЕМЫ, ПРОГРАММЫ, АЛГОРИТМЫ	1546
Детектирующая система ГНС	1546
Система контроля и защиты	1557
Расчетные программы — измеренная энергия ядер отдачи, эмпирика	1565
Статистика редких событий	1572
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1582
Дополнение 1. ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ВЕЛИЧИНЫ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ЗАРЯДА В СЛУЧАЕ ИМПЛАНТАЦИИ НУКЛИДА В PIPS-ДЕТЕКТОР НА ГЛУБИНУ, МЕНЬШУЮ ИЛИ СРАВНИМУЮ С ЭФФЕКТИВ- НЫМ РАЗМЕРОМ ТРЕКА ПОСЛЕ ТЕРМАЛИЗАЦИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ	1582
Дополнение 2. НЕЧЕТКО ЗАДАННАЯ ПОЗИЦИЯ ЯДРА ОТДАЧИ ПРИ ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДА «АКТИВНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ»	1583
Дополнение 3. О ВЕЛИЧИНЕ СДВИГА СПЕКТРА ЯДЕР ОТДАЧИ ПО ОТНОШЕНИЮ К «КИНЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ»	1586
Дополнение 4. ОПЫТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ФОРМЫ ПУЧКА	1587
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1588

ГАЗОНАПОЛНЕННЫЙ СЕПАРАТОР ЯДЕР ОТДАЧИ: ПРОГРАММНЫЕ ПРОДУКТЫ, АЛГОРИТМЫ

Ю. С. Цыганов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Эксперименты последних лет, проводимые в ЛЯР ОИЯИ на установке газонаполненный сепаратор ядер отдачи, подтвердили гипотезу о существовании острова стабильности сверхтяжелых ядер. Успех экспериментов был обеспечен использованием различных технологий, как связанных с ускорителем и диагностикой пучка, так и детекторных. Именно высокочувствительная детектирующая система сепаратора наряду с применением метода «активных корреляций» позволила уверенно детектировать редкие события распада сверхтяжелых ядер практически в бесфоновых условиях. С другой стороны, это не в последнюю очередь было достигнуто благодаря применению специальных алгоритмов и программных продуктов, созданных для долговременных экспериментов на пучке ионов ^{48}Ca .

The Dubna Gas-Filled Recoil Separator recent experiments performed at FLNR (JINR) confirmed the hypothesis of superheavy element island of stability existence. Success of those experiments was achieved due to the sum of techniques related with the accelerator and beam diagnostics, as well as the detection ones. Namely, with the separator detection system which can operate using the «active correlations» technique it has become possible to detect rare decays of superheavy nuclei in the background free mode. On the other hand, this detection procedure was successful due to specific algorithms and program products application in the long-term experiments with ^{48}Ca projectiles.

PACS: 25.70.-z; 07.05.-t; 29.85.+c

ВВЕДЕНИЕ

Рубеж XX–XXI вв. в ядерной физике ознаменовался повышенным интересом и значительными успехами экспериментаторов в области синтеза сверхтяжелых элементов (СТЭ). Успех был достигнут в ряде первоклассных лабораторий мира. Основные результаты были получены на пучке ионов ^{48}Ca в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова (ЛЯР, ОИЯИ) [1]. Следует отметить, что ряд этих результатов имеет однозначное независимое подтверждение ядерных свойств, открытых на установке газонаполненный сепаратор (ГНС, DGFRS [2]) нуклидов [3–7].

Проводимые на установке ГНС эксперименты имеют ряд важных особенностей, а именно:

- рекордные интенсивности пучка тяжелых ионов — 10^{12} – 10^{13} с $^{-1}$;
- рекордные длительности экспериментов — вплоть до $\sim 0,8$ года;

— малое сечение образования исследуемых нуклидов — доли единицы пикобарн;

— специальные конструкции вращающихся входных окон и мишени, выдерживающие в течение длительного времени тепловые, механические, радиационные нагрузки;

— высокочувствительную систему детектирования;

— надежную интегрированную систему контроля и защиты;

— значительный фактор подавления фона (метод «активных корреляций» [8]), приводящий к практически бесконечно малому уровню фона, и ряд других.

Очевидно, что надежное исполнение приведенных выше особенностей возможно не только при использовании первоклассной ускорительной, сепарирующей и детектирующей техники, но и при применении соответствующего программного обеспечения и алгоритмизации ряда ключевых процессов при проведении экспериментов подобного рода.

Целью данной работы как раз и является описание различного рода программ, подходов и алгоритмов, примененных и применяемых на установке ГНС ЛЯР ОИЯИ.

Разумеется, данный материал преподносится вместе с кратким описанием соответствующих систем, моделей, расчетов. Детальное же описание читатель без труда найдет в литературных источниках, приводимых в данной работе.

Очевидно, следует отметить отдельно ряд экспериментов по химии СТЭ, успешно проведенных как в ЛЯР ОИЯИ, так и в PSI (Виллиген, Швейцария), которые дополняют общую картину исследований в области СТЭ [9, 10] как в отношении свойств нуклидов, так и методик.

1. СИНТЕЗ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

С незапамятных времен исследователи стремились расширить познания об окружающем мире. Открывались новые звезды и галактики, острова и континенты. Исследователи же микромира — физики и химики — стремились найти новые элементы в природе. К 40-м гг. прошлого века таблица химических элементов Д. И. Менделеева была заполнена до урана. В 1940 г. американские физики Э. М. Макмиллан и Ф. Х. Абельсон обнаружили, что изотоп урана ^{239}U , образующийся при облучении ^{238}U нейтронами, испускает электрон, за счет чего число протонов в ядре возрастает на одну единицу, и изотоп ^{239}U превращается в изотоп нового элемента с атомным номером $Z = 93$ — ^{239}Np . Так впервые был получен первый искусственный элемент — нептуний, что положило начало новому этапу в ядерной физике — исследованию тяжелых элементов, не созданных природой, а синтезированных человеком в

лабораторных условиях. Ядра этих элементов являются радиоактивными — одни испытывают альфа-распад и переходят в другой элемент, с атомным номером на две единицы меньшим, другие делятся спонтанно, третьи испускают либо захватывают электрон (или испускают позитрон), превращаясь в соседний элемент с большим или меньшим числом протонов соответственно. Эти элементы не существуют в природе, лишь нептуний и плутоний присутствуют в земле в ничтожно малых количествах.

До середины 1950-х гг. американскими учеными были искусственно синтезированы еще восемь новых элементов вплоть до менделевия с атомным номером $Z = 101$. Эти элементы были получены в результате облучения мишеней из изотопов урана и более тяжелых элементов от нептуния до эйнштейния потоками нейтронов (в том числе и в ядерных взрывах) или ускоренных на циклотроне дейтронов и альфа-частиц.

1960-е и начало 1970-х гг. дополнили таблицу Д. И. Менделеева еще пятью новыми элементами от nobelia ($Z = 102$) до сиборгия ($Z = 106$). Для их синтеза уже недостаточно было пучков легких частиц, поскольку выбор мишеней ограничен изотопами элементов от урана до калифорния. Соответственно, для получения еще более тяжелых элементов необходимо было использовать реакции слияния изотопов элементов U–Cf с ускоренными ядрами элементов от углерода до неона. В результате полного слияния этих ядер образуются новые, составные ядра с числом протонов и нейтронов, равным сумме имевшихся в ядрах мишени и бомбардирующей частицы. Составные ядра оказываются возбужденными в результате произошедшей реакции. Чтобы остыть и при этом сохранить атомный номер (число протонов), ядро должно испустить несколько нейтронов. Для ядер со столь высокими атомными номерами испарение протонов и других легких заряженных частиц крайне маловероятно в сравнении с испусканием нейтронов. Однако распад тяжелого возбужденного ядра на два осколка оказывается, в свою очередь, намного более вероятным, чем испарение нейтрона. В результате такой конкуренции лишь нескольким ядрам из ста удается выжить на каждой ступени испарения, основная же их часть делится на две части. Элементы от nobelia до сиборгия были синтезированы усилиями ученых из лабораторий Дубны и Беркли (США), где с этой целью были созданы ускорители тяжелых ионов. Значительный вклад физиков из Дубны в открытие новых элементов был отмечен тем, что 105-й элемент был назван дубнием.

Дальнейшее продвижение в область тяжелых элементов стало возможным благодаря новому подходу к получению искусственных ядер, предложенному Ю. Ц. Оганесяном. Мишени из ^{208}Pb или ^{209}Bi ($Z = 82, 83$) облучались потоками ускоренных атомов ^{54}Cr , ^{58}Fe , ^{64}Ni , ^{70}Zn ($Z = 24, 26, 28, 30$). Преимуществом нового класса реакций синтеза, названного «холодным» слиянием, является малая энергия возбуждения составных ядер (около 10–20 МэВ), которая обусловлена большой энергией связи взаимодействующих ядер. Энер-

гия возбуждения продуктов таких реакций заметно ниже той, что получалась в ранее использованных реакциях «горячего» слияния (40–50 МэВ). Если в горячем слиянии необходимо испарить 4–5 нейтронов, чтобы составное ядро «остыло», то в новом методе для этого достаточно вылететь одному нейтрону, что повышает вероятность выживания новых ядер на несколько порядков.

Используя этот метод, физики из Дармштадта (Германия) и Дубны синтезировали элементы от 107-го (борий) до 112-го. Результаты шестидесятилетней истории создания искусственных элементов показаны на рис. 1. Изотопы известных элементов можно расположить в зависимости от числа протонов и нейтронов, из которых они состоят. Как на географической карте, в таком представлении все ядра группируются в виде горной гряды. Гряда тянется от отдельного нейтрона и протона до изотопов последних известных элементов (см. вставку на рис. 1). Стабильные изотопы, у которых число нейтронов равно числу протонов у легких элементов и примерно в полтора раза больше у тяжелых элементов, расположены на ее гребне. На склонах располагаются менее стабильные, радиоактивные ядра. На рис. 1 показан верхний край этой гряды.

Исследование радиоактивных свойств изотопов новых элементов позволяет глубже понять строение ядерной материи, установить силы, которые удерживают протоны и нейтроны в ядре, моделировать процессы образования тяжелых элементов во Вселенной, прогнозировать их существование в природе и т. д.

Однако получение каждого очередного элемента требовало проведения все более сложных экспериментов, поскольку выход искомым ядер в реакции (сечение реакции) значительно снижался. Например, при переходе от нобелия к элементу 112 сечения образования ядер постепенно уменьшились на 6–7 порядков. Если в реакции слияния ^{208}Pb с ^{48}Ca можно получать до 10000 атомов ^{254}No в сутки, то только два атома элемента 112 (изотоп $^{277}\text{112}$) было синтезировано при слиянии ядер ^{208}Pb и ^{70}Zn в лаборатории GSI (Германия) в 1996 и 2000 гг. Еще два атома того же изотопа были получены в 2004 г. в Японии (RIKEN). При этом времена жизни наиболее стабильных изотопов элементов от No до 112, известных к тому времени, падают более чем на 6 порядков (с 1 ч для ^{259}No до 0,7 мс для $^{277}\text{112}$).

Казалось, что физики достигли верхнего края «гряды» ядер (см. рис. 1) и возможности дальнейшего синтеза новых элементов практически исчерпаны. Надежду подарили теоретики, которые еще около 40 лет назад предсказали, что гряда ядер может и не закончиться изотопами тяжелых элементов с атомными номерами 112 или несколько больше, а соединиться с областью еще более тяжелых элементов. Группу таких ядер с массой около 298 и числами протонов и нейтронов, близкими к дважды магическому ядру $^{298}\text{114}$ (т. е. изотопу элемента 114 со 184 нейтронами), стали называть сверхтяже-

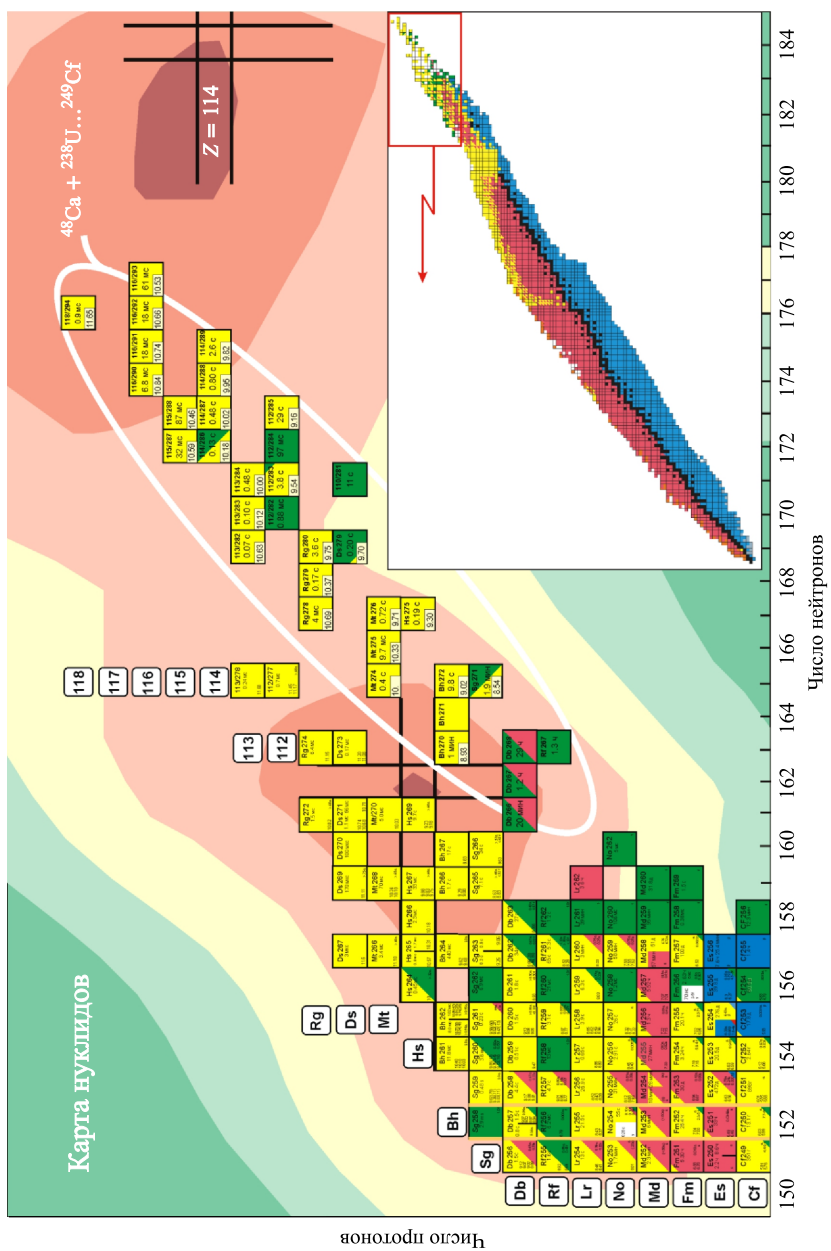


Рис. 1. Карта изотопов элементов от Cf до 118 (квадраты). Карта всех известных ядер дана в правом нижнем углу

лыми ядрами. Согласно теоретическим оценкам, времена жизни этих ядер должны быть значительно больше по сравнению с соседними ядрами с меньшим или большим количеством протонов и нейтронов. Группу сверхтяжелых ядер с повышенной стабильностью можно представить в виде своеобразного острова на карте нуклидов. Предсказанные «холмы» стабильности ядер показаны на рис. 1. Времена жизни ядер еще более тяжелых элементов должны быстро сокращаться, достигая значений 10^{-14} с и меньше, что является пределом для существования химических элементов, поскольку электронная оболочка вокруг ядер за меньшие времена не успевает сформироваться.

После появления первых теоретических предсказаний области сверхтяжелых ядер были предприняты многочисленные попытки их искусственного синтеза, однако все усилия оказались тщетными. Позже стало понятно, что для синтеза сверхтяжелых ядер требуется значительно повысить чувствительность экспериментов.

В конце 1990-х гг. Ю. Ц. Оганесяном была сформулирована задача «высадки на остров сверхтяжелых элементов» — синтеза изотопов элементов тяжелее 112-го в реакциях слияния изотопов от ^{238}U до ^{249}Cf с ионами ^{48}Ca . Реакции с ^{48}Ca обладают существенными преимуществами по сравнению с ранее использованными. Большая энергия связи дважды магического ядра ^{48}Ca обеспечивает относительно невысокую энергию возбуждения составного ядра (около 30 МэВ), что позволяет ему перейти в основное состояние после испарения меньшего числа нейтронов, чем в горячем слиянии. В то же время ядро ^{48}Ca имеет меньшее число протонов ($Z = 20$), чем изотопы, использовавшиеся в реакциях холодного слияния ^{54}Cr – ^{70}Zn ($Z = 24$ – 30). Поэтому кулоновская сила отталкивания, величина которой пропорциональна произведению чисел протонов во взаимодействующих ядрах и которая препятствует их полному слиянию, оказывается заметно меньше. В результате сечение реакции слияния ядер с ионами ^{48}Ca должно быть значительно выше, чем в реакциях холодного слияния.

Для проведения этих исследований в ЛЯР ОИЯИ в Дубне был проведен комплекс подготовительных работ. Потребовалось модернизировать циклотрон У-400, чтобы обеспечить получение пучка ускоренных ионов ^{48}Ca интенсивностью до 10^{13} с $^{-1}$. Также был модернизирован газонаполненный сепаратор (рис. 2), предназначенный для отделения тяжелых составных ядер от бомбардирующей мишень ионов и прочих фоновых частиц и для сбора их на детекторах, а также сами детекторы, регистрирующие сверхтяжелые ядра и их радиоактивный распад. Это позволило повысить чувствительность экспериментов на два-три порядка по сравнению с предшествующими опытами.

Для преодоления кулоновской силы отталкивания между протонами в ядрах мишени из изотопов элементов от U до Cf и бомбардирующей частицей необходимо разогнать в циклотроне ядра изотопа ^{48}Ca до скорости

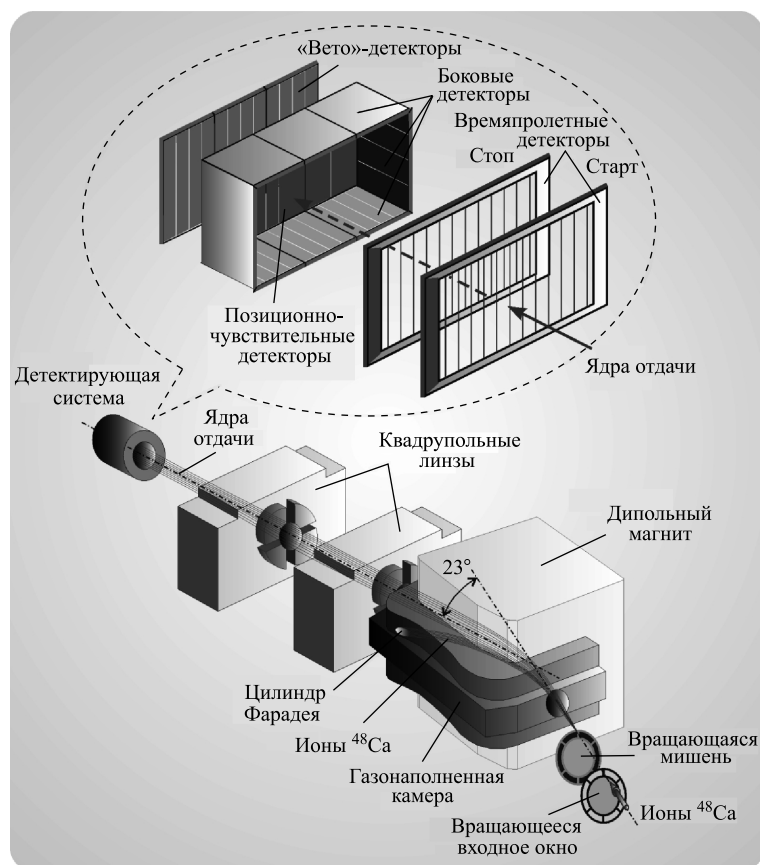


Рис. 2. Установка газонаполненный сепаратор (ГНС) ЛЯР ОИЯИ. Показаны схематично: сепаратор ядер отдачи, вращающиеся мишень и входное окно, детектирующий модуль

около 0,1 скорости света. Поток ядер ^{48}Ca должен быть максимально высоким, поскольку сечение реакции, ведущей к образованию сверхтяжелых ядер, крайне мало и составляет около 1 пб (10^{-36} см²). Число ядер (N), которые могут быть синтезированы в эксперименте, определяется формулой $N = \sigma N_{\text{Pu}} N_{\text{Ca}} \varepsilon_c \varepsilon_d$, где σ — сечение реакции, N_{Pu} — число ядер на 1 см² поверхности мишени (например, обогащенного изотопа плутония ^{244}Pu), N_{Ca} — число ядер ^{48}Ca , прошедших через мишень, ε_c — эффективность сбора образовавшихся ядер на детекторах и ε_d — эффективность регистрации их детекторами. В наших экспериментах используются мишени

толщиной около $0,4 \text{ мг/см}^2$ ($N_{\text{Pu}} = 10^{18} \text{ см}^{-2}$), эффективность сбора — 40 %, эффективность регистрации — 85 %. Таким образом, для наблюдения одного искомого атома необходимо пропустить через мишень около $3 \cdot 10^{18}$ ионов ^{48}Ca .

Когда ядро ^{48}Ca сливается с ядром актинидной мишени, образующееся составное ядро испаряет несколько нейтронов и вылетает из тонкого слоя мишени. Но вместе с ним через мишень проходит пучок ионов. Кроме того, с гораздо большей частотой, чем составные ядра, вылетают мишенеподобные атомы. Чтобы отделить составные ядра от потока фоновых ядер, вылетающих из мишени, используют сепаратор, схематически показанный на рис. 2. Основным узлом сепаратора является дипольный магнит. В магнитном поле частицы с разной массой движутся по разным траекториям. Наибольший радиус поворота имеют составные ядра. Чтобы сильнее развести траектории движения этих ядер и остальных частиц, затрудняющих наблюдение синтезируемых ядер, объем между полюсами магнита заполняется водородом при давлении 1 Торр. При этом только один атом ^{48}Ca из 10^{17} и один атом ^{244}Pu из 10^5 могут долететь до фокальной плоскости. Сепаратор отделяется от циклотрона, в котором поддерживается вакуум на уровне 10^{-6} мм рт. ст., входным окном (фольгой из титана толщиной 1,5 мкм). Чтобы окно и мишень не разрушались под действием пучка ионов ^{48}Ca , их вращают со скоростью 2000 оборотов в минуту. Пролетая между полюсами магнита, образовавшиеся составные ядра отделяются от нежелательных более легких ядер. Затем их траектории корректируются двумя квадрупольными магнитами (линзами), предназначенными для фокусировки траекторий в месте, где расположены детекторы.

Перед детекторами установлена система для измерения времени пролета частиц через сепаратор (рис. 2). Ядра, прошедшие через сепаратор и эту систему, имплантируются в детектор. Весь детектор состоит из 12 отдельных полупроводниковых детекторов-полосок (стрипов), каждый из которых позволяет измерять энергию* прилетевшего ядра и энергию его альфа-распада или спонтанного деления, а также определять положение этих сигналов на поверхности детектора в вертикальном направлении. Когда ядро имплантируется в какую-то точку стрипа, в том же месте должны наблюдаться продукты его распада — альфа-частицы или осколки деления. Глубина имплантации ядер в детектор невелика. Если альфа-частица вылетит из ядра в направлении сепаратора, то она может покинуть детектор. Для регистрации этих частиц используются дополнительные боковые детекторы. Если со стороны сепаратора приходит нежелательная частица с большой энергией (например, атом водорода после соударения с ядром ^{48}Ca), она может пройти сквозь

*Разумеется, с учетом полного дефекта амплитуды (PHD — pulse height defect).

детектор, толщина которого 0,3 мм, и будет зарегистрирована задними детекторами («вето»). Наличие сигнала в этом детекторе позволяет отличать альфа-распады сверхтяжелых ядер от подобных частиц. Данная система детекторов дает возможность надежно и эффективно регистрировать синтезируемые ядра и измерять их радиоактивные свойства. Похожие системы применяют и в других лабораториях на установках, используемых для изучения свойств тяжелых ядер.

Исследование «острова» сверхтяжелых элементов было решено начать с синтеза изотопов элемента с порядковым номером 114. По предсказаниям теоретиков, это число протонов является магическим и изотопы данного элемента должны быть наиболее устойчивы по отношению к спонтанному делению. Для синтеза элемента 114 использовалась реакция полного слияния ядер мишени из ^{244}Pu , предоставленного нашими коллегами из Ливерморской национальной лаборатории им. Э.Лоуренса (США), с бомбардирующими ядрами ^{48}Ca . Эксперименты были начаты в конце 1998 г. и затем продолжены в середине 1999 г. Серия опытов увенчалась успехом — первые два атома нового 114-го элемента с массой 289 ($^{289}\text{114}$) были зарегистрированы! Синтезированное ядро вбивается в детектор и «живет» в нем около 4 с. Как пушечное ядро, заброшенное на остров стабильности, оно начинает скатываться по его склону — изотоп 114-го элемента испускает альфа-частицу и превращается в более легкий 112-й элемент ($^{285}\text{112}$). Из этого ядра через 40 с также вылетает альфа-частица, и происходит превращение его в изотоп 110-го элемента — дармштадтия (^{281}Ds). Он находится уже вблизи границы стабильности и делится спонтанно на два осколка спустя 15 с.

Времена жизни новых дочерних ядер 112-го и 110-го элементов оказались на 4–5 порядков выше, чем у ранее известных ядер $^{277}\text{112}$ и ^{273}Ds , имеющих на 8 нейтронов меньше. Столь значительное повышение стабильности ядер с увеличением числа нейтронов в них обусловлено более близким расположением новых тяжелых изотопов к области повышенной стабильности сверхтяжелых ядер. Это явилось первым экспериментальным доказательством существования сверхтяжелых элементов.

Известно, что чем больше энергия бомбардирующих ионов, тем более возбужденным становится составное ядро. Для остывания ему нужно испарить большее число нейтронов. Опыты по изучению свойств изотопов 114-го элемента были продолжены при более высоких энергиях ионов ^{48}Ca . С повышением энергии сначала был получен изотоп $^{288}\text{114}$, образующийся после испарения четырех нейтронов из составного ядра $^{292}\text{114}$, а затем и еще более легкий изотоп $^{287}\text{114}$. Как видно из рис. 1, изотопы $^{288}\text{114}$ и $^{287}\text{114}$ испускают альфа-частицы. Образовавшееся ядро $^{284}\text{112}$ делится спонтанно, а изотоп $^{283}\text{112}$ после альфа-распада переходит в ^{279}Ds . Этот нуклид в основном делится, но с вероятностью 10 % из него также может вылететь альфа-частица, а затем еще одна или две. Происходит последовательное превращение его в

изотопы ^{275}Hs ($Z = 108$), ^{271}Sg ($Z = 106$) и ^{267}Rf ($Z = 104$). Последний из них полностью делится спонтанно, а ^{271}Sg — с вероятностью 30 %.

Если ядрами ^{48}Ca облучать более легкий изотоп плутония ^{242}Pu , то должны образовываться соседние легкие изотопы 114-го элемента. Действительно, в этом эксперименте мы наблюдали изотопы $^{288}114$ и $^{287}114$, а также получили четвертый изотоп $^{286}114$. Располагаясь дальше от области повышенной стабильности, этот нуклид с равной вероятностью испытывает как альфа-распад, так и спонтанное деление.

Большинство наблюдавшихся изотопов 114-го элемента испускает альфа-частицы. Если изотопы элемента 116 также испытывают альфа-распад, то при облучении изотопа ^{248}Cm (на одну альфа-частицу более тяжелого, чем ^{244}Pu) можно синтезировать новый элемент 116. После альфа-распада его изотопов должны образовываться уже известные изотопы элементов 114, 112 и т. д. Их наблюдение значительно повышало бы достоверность полученных результатов. Действительно, при облучении ядер ^{248}Cm ионами ^{48}Ca нами был впервые синтезирован элемент 116, определены радиоактивные свойства двух его изотопов — $^{292}116$ и $^{293}116$. Использование более легкой мишени из ^{245}Cm позволило синтезировать соседние изотопы — $^{290}116$ и $^{291}116$. После альфа-распада всех изотопов элемента 116 наблюдались ядра 114-го элемента. Кроме того, ядра элемента 112 ($^{282}112$ и $^{283}112$) были также напрямую синтезированы при облучении мишени из ^{238}U ионами ^{48}Ca . Во всех реакциях свойства синтезированных ядер, полученных в прямой реакции или после альфа-распада материнских нуклидов, полностью совпали. Такой подход к исследованию новых ядер называется методом перекрестных реакций и является эффективным способом доказательства достоверности получаемых результатов.

Уникальным по продуктивности оказался эксперимент по синтезу нового элемента 115*. В реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ при двух энергиях пучка ^{48}Ca были получены два изотопа: $^{287}115$ и $^{288}115$. Причем впервые в одном эксперименте были синтезированы сразу два новых сверхтяжелых элемента — 115 и 113, поскольку изотопы 113-го элемента, $^{283}113$ и $^{284}113$, образовывались после альфа-распада ядер $^{287}115$ и $^{288}115$ соответственно. Для изотопов нечетных элементов также наблюдается значительное повышение их времен жизни по сравнению с легкими изотопами, что подтверждает существование области сверхтяжелых элементов с повышенной стабильностью. Более легкий изотоп элемента 113 ($^{282}113$) был также получен нами в реакции $^{237}\text{Np} + ^{48}\text{Ca}$. В отличие от изотопов четных элементов, для ядер элемента 115 наблюдались пять последовательных альфа-распадов, приводящих к изотопам элемен-

*В 2011 г. этот эксперимент был повторен с существенно большим количеством ядер $Z = 115$!

тов 113, 111 (Rg), 109 (Mt), 107 (Bh) и 105 (Db). Изотопы дубния ^{267}Db и ^{268}Db спонтанно делились на осколки. Таким образом, в одном эксперименте можно изучать радиоактивные свойства сразу 12 новых изотопов.

Самый тяжелый элемент $Z = 118$ был синтезирован нами при слиянии ядер ^{249}Cf и ^{48}Ca . Альфа-распад изотопа $^{294}118$ приводил к альфа-распадам теперь уже известных ядер $^{290}116$, $^{286}114$ и спонтанному делению $^{282}112$. Сечение реакции составило 0,5 пб, что в 10 раз меньше, чем в реакции $^{244}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$, использованной для получения изотопов 114-го элемента. Если один атом элемента 114 можно получать сейчас за 1,5–2 дня, то для синтеза одного атома 118-го элемента требуется около месяца непрерывной работы. Тем не менее было синтезировано три ядра $^{294}118$. Пусть на мгновение (период полураспада этого ядра равен около 1 мс), но природа стала богаче на один сверхтяжелый элемент.

Результаты проделанной работы вызвали большой интерес к исследованиям в данной области в других научных центрах. Были проведены эксперименты по синтезу изотопа $^{283}112$ в реакции $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$ в США (Беркли) и Германии (Дармштадт). В первом случае чувствительность опытов оказалась недостаточной, а во втором эксперименте четыре атома этого изотопа были зарегистрированы, и результаты нашей работы полностью подтвердились.

В ЛЯР ОИЯИ был поставлен эксперимент по определению химических свойств нуклида, наблюдавшегося в наших опытах после пяти альфа-распадов изотопа $^{288}115$. Было показано, что этот нуклид принадлежит элементам пятой группы таблицы Д.И. Менделеева, т.е. действительно является изотопом ^{268}Db . Эксперимент позволил химически идентифицировать этот, а также определить атомные номера всех предшествующих элементов в цепочке распада изотопа $^{288}115$, поскольку нуклиды $^{288}115$ – ^{268}Db связаны последовательными альфа-распадами. Кроме того, спустя год после нашей работы два атома легкого изотопа $^{278}113$ были получены японскими физиками в реакции холодного слияния $^{209}\text{Bi} + ^{70}\text{Zn}$, сечение которой оказалось в 100 раз меньше, чем в реакциях с ионами ^{48}Ca , использованных нами для синтеза элементов 114–116. Была проведена также серия экспериментов по определению химических свойств элементов 112 и 114. Наши данные вновь подтвердились, а кроме того, независимо идентифицированы химическими методами атомные номера ядер с четным числом протонов.

Таким образом, в течение последних лет на дубненском газонаполненном сепараторе были впервые синтезированы пять новых сверхтяжелых элементов, изучены радиоактивные свойства 34 новых наиболее тяжелых нуклидов, наблюдались 86 цепочек радиоактивного распада ядер, 22 атома элемента 116, 67 атомов элемента 114 и 63 — элемента 112. При этом многие ядра получены в перекрестных реакциях, измерены сечения образования ядер при различных энергиях ионов ^{48}Ca . Оба этих метода чрезвычайно важны для надежной идентификации числа протонов и нейтронов в синтезирован-

ных нуклидах. Радиоактивные свойства новых нуклидов хорошо согласуются с теоретическими расчетами, что убедительно подтверждает предсказания теории о существовании области повышенной стабильности сверхтяжелых ядер.

2. БЛОК-СХЕМЫ, ПРОГРАММЫ, АЛГОРИТМЫ

В начале 1990-х гг. ряд пусконаладочных тестов — измерений параметров стационарных зарядовых распределений на установке ГНС был выполнен с применением программы ПК HELIOS-94 [11]. Программа для накопления и предварительной обработки информации имела набор управляющих команд, чьи функции в любой момент можно было выводить нажатием клавиши F1. При запуске программы появлялось главное меню. Здесь можно было выбрать файл с экспериментальными данными, прочитать его в память ПК, установить необходимую конфигурацию эксперимента и т. п.

В стандартном варианте программа производила набор одномерной спектрометрической информации в 17 областей памяти по 1024 канала и 8 двумерных спектров 64×64 канала. В общем пакете был предусмотрен также ряд специальных программ [11], таких как ELDEC1 — электронное манипулирование пучком циклотрона.

2.1. Детектирующая система ГНС. На рис. 3 представлена общая схема эксперимента, или, в более узком смысле, блок-схема интегрированной системы детектирования-визуализации-контроля установки ГНС.

Модуль детектирования ГНС [12–20] выполнен на основе 12-стрипового позиционно-чувствительного детектора 12×4 см (три чипа 4×4 см; см. рис. 2) производства «Sanberga Semiconductors NV» (Бельгия) и времяпролетного модуля низкого давления — двух пропорциональных камер «Старт» и «Стоп». TOF-детектор служит для надежной регистрации ядер отдачи и дискриминации альфа-распадов в кремниевом детекторе по отношению к сигналам прилетающих заряженных частиц. Кремниевый «вето»-детектор, помещенный за фокальным детектором, служит для подавления фона длиннопробежных частиц, не регистрируемых времяпролетным детектором и имеющих пробег, превышающий толщину фокального детектора (около 300 мкм). Рабочей средой данного модуля является пентан при давлении 1,5–1,8 Торр.

Набор спектрометрических данных происходит под управлением программы SY_2008 («система 2008» C++ v.4.5.2 Borland, DOS; см. также раннюю версию GNS97 [21]). Ниже, на рис. 4 приведена блок-схема программы набора. Программа работает совместно с парой контроллеров КАМАК: автономного КК-202, для сбора данных с крейга КАМАК и отправки в буферную память в режиме «event by event» (256 событий; 1 событие = 16 16-разрядных слов), и интеллектуального КК-012, разработанного в ЛЯП им. В. П. Дзелепова ОИЯИ [22, 23] (см. рис. 4). Специальный модуль

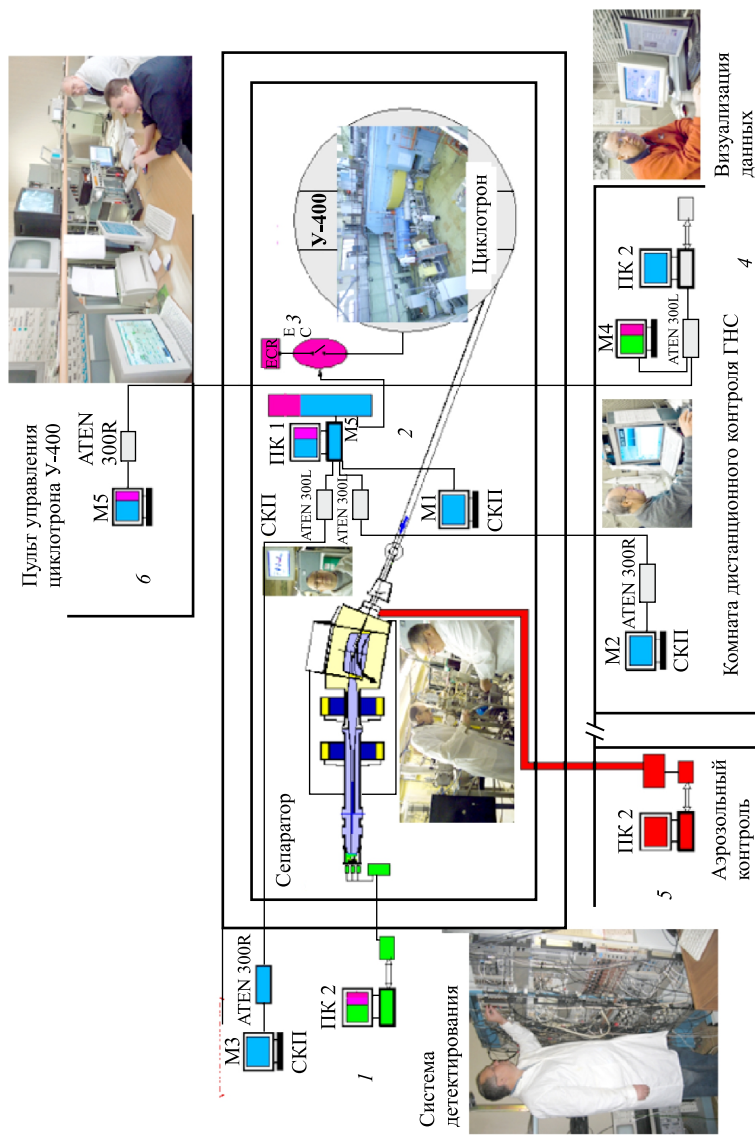


Рис. 3. Общая блок-схема эксперимента с подсистемами: 1 — детектирования; 2 — контроля параметров и защиты (СКП); 3 — отключения пучка (при нахождении корреляции ядро отдачи – альфа-распад); 4 — визуализации данных; 5 — аэрозольного мониторинга области нахождения радиоактивной мишени (автономная); 6 — измерения энергии пучка (СКП — мониторы системы контроля, 4 точки)

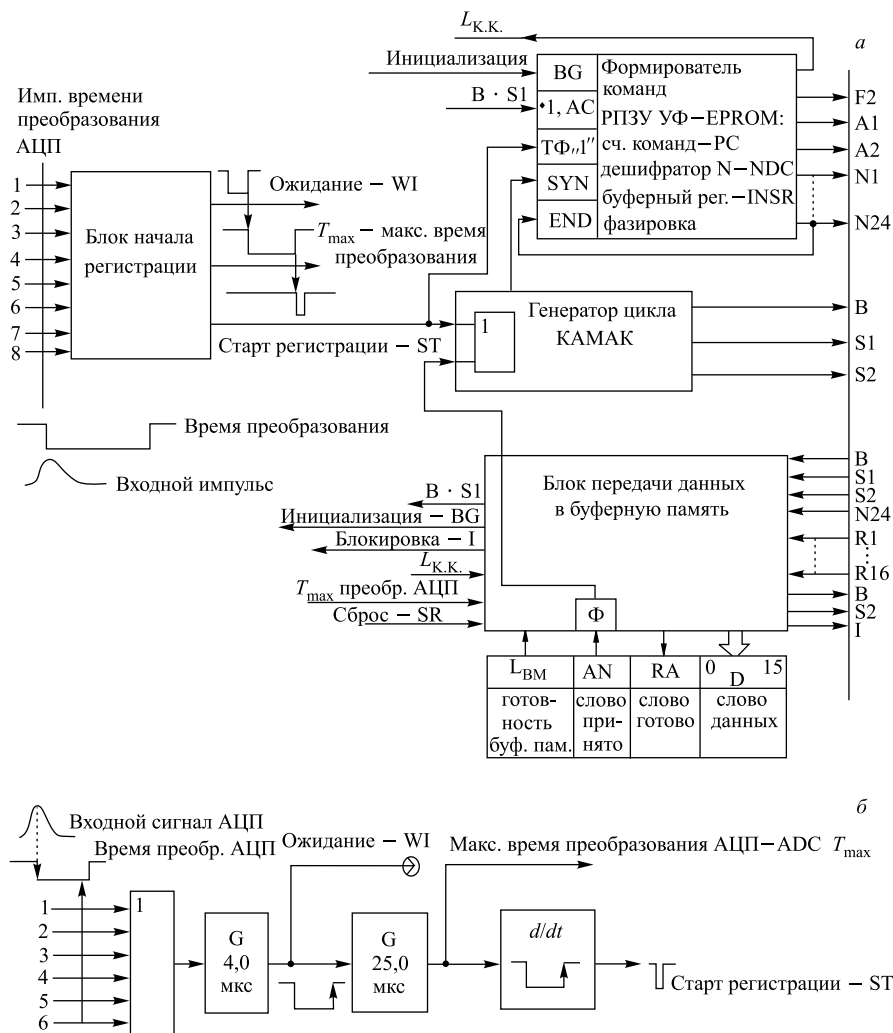


Рис. 4. а) Блок-схема автономного контроллера КК-202 [22, 23]; б) формирователь старта регистрации

КАМАК 1М КСП-21 применяется для работы с каждым событием в реальном масштабе времени* при поиске корреляций энергия–время–позиция ядро отдачи – альфа-распад и передачи сигнала «отключение пучка» на время пред-

*Более подробно см. в [24].

полагаемых альфа-распадов/спонтанного деления [24–28]. Блок-диаграмма этого процесса и эквивалентная схема резистивного стрипа PIPS-детектора представлены на рис. 5а и 5б. Отметим также, что этот чрезвычайно продуктивный метод подавления фона находится в настоящее время в стадии постоянной модернизации как с точки зрения самого процесса детектирования, так и с точки зрения программных средств. На рис. 6а показана детекторная сборка, а на рис. 6б — блок-диаграмма процедуры поиска корреляции сигналов ядро отдачи – альфа-распад.

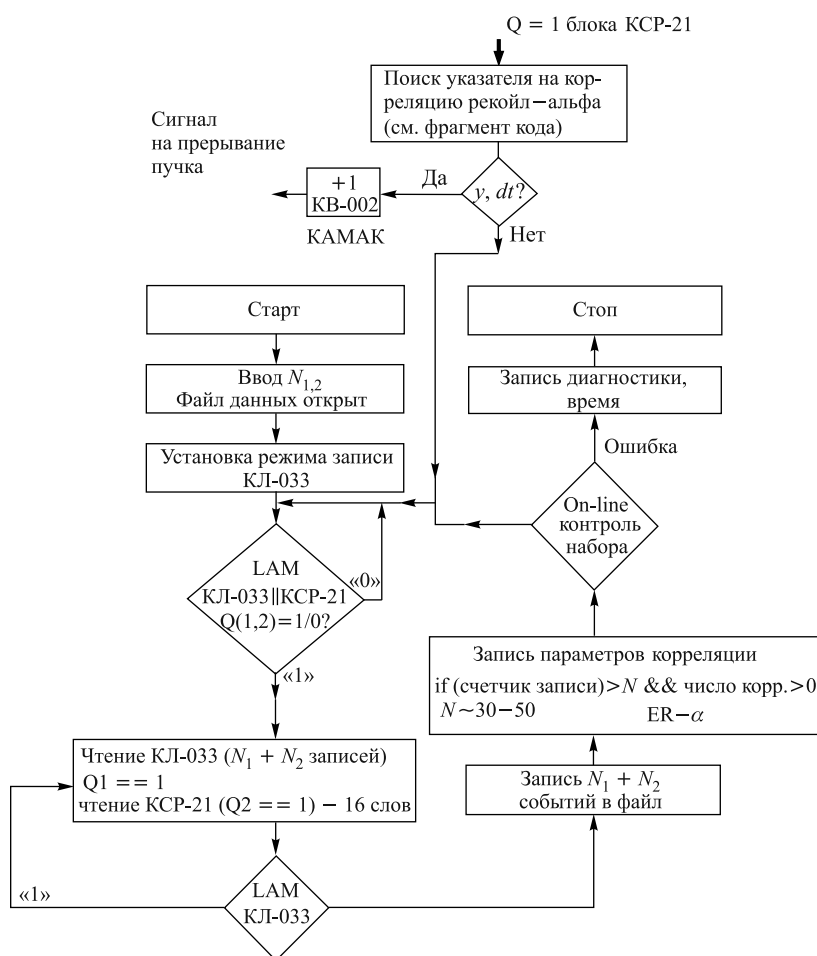


Рис. 5а. Блок-схема программы набора (DOS 6.2). N_1 — размер основного буфера, N_2 — дополнительного (события в диапазоне 7–90 мкс). Обычно $N_1 = 256$, $N_2 = 15–30$

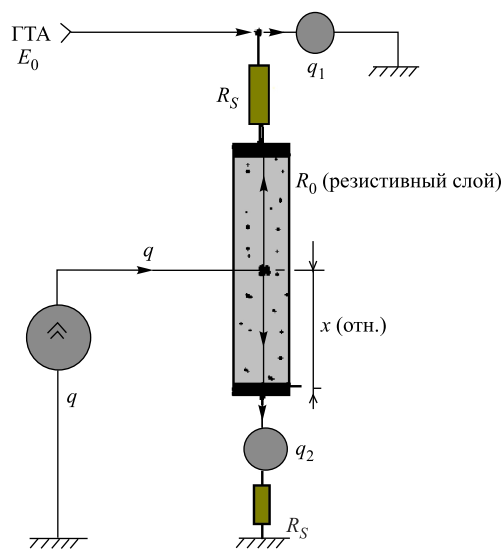


Рис. 5б. Упрощенная эквивалентная схема цепи стрипа PIPS-детектора

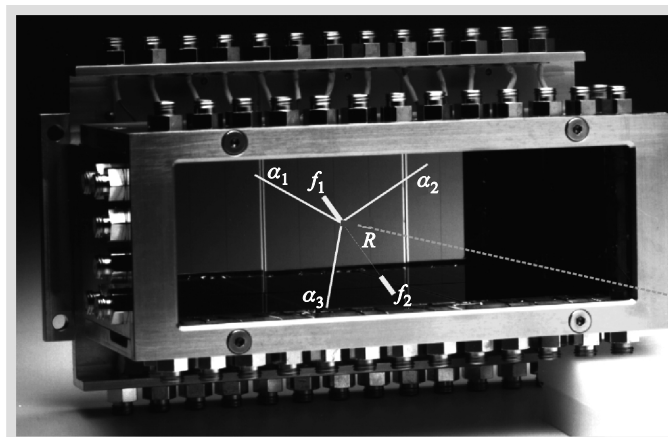


Рис. 6а. Сборка детекторов ГНС. Показан основной (фокальный) детектор и боковые детекторы, увеличивающие геометрическую эффективность регистрации

Упрощенная система уравнений, соответствующая эквивалентной схеме на рис. 5б, будет иметь вид

$$q_1 \approx [R_S + R_0(1 - x)] = q_2(R_S + R_0x), \quad (1)$$

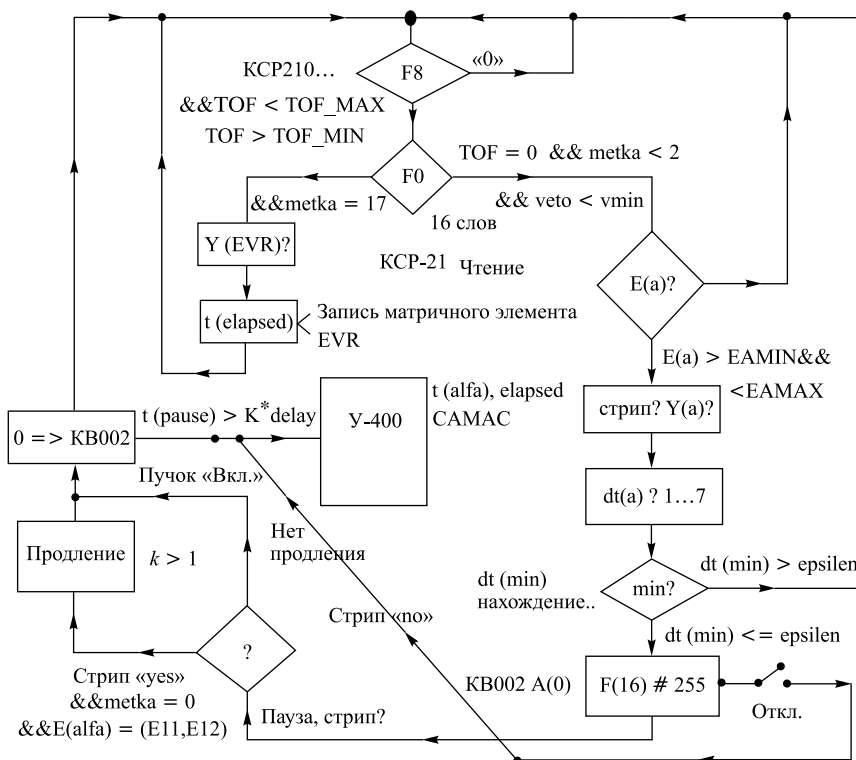


Рис. 6б. Блок-диаграмма процесса поиска указателя на вероятную корреляцию ER- α (см. рис. 5а — блок «поиск указателя»). Соединение с циклотроном показано схематично

$$\frac{q_1}{q} = y \tag{2}$$

(y — измеряемая величина после проведения калибровки генератором точной амплитуды),

$$q_1 + q_2 = q. \tag{3}$$

И, соответственно, в качестве решения: $x = ((R_0 + 2R_S)y - R_S)/R_0$, где x — относительная величина вертикальной позиции стрипа PIPS-детектора (при типичных параметрах $y \sim 0,25-0,75$).

Ниже приведен фрагмент кода, показывающий механизм (с точки зрения программы) останова пучка и блок входных корреляционных параметров:

```

// ----- блок входных параметров -----
const float T_DELAY = 120.0; // время останова пучка
const float STAY = 3.0; // параметр продления времени останова
long = T_DELAY * STAY
const int N_DI = 150;
const float discret = 150.0; // дискретность разбиения резистивного стрипа
static float EPSILEN = 2.0; // начальное значение максимального корреля-
ционного времени
static float reco[12][N_DI]; // матрица времен рекойлов
const float EMIN = 6999.9; // порог энергии для анализа корреляции
(общий)
const float LOW_ALP = 9800.0; // минимальная энергия для корреляции
const float EAMAX = 11002.0; // максимальная...
const float ERECMIN[12] = {8000, 7900, 7800.0, 7700.0, 7600.0, 7500.0,
7400.0, 7300.0, 7200.0, 7100.0, 7000.0, 7000.0}; // минимальные энергии для
рекойлов по стрипам
const float ERECMAX = 18000.1; // общая максимальная
const int TOFMIN = 400; // минимальный канал спектра времени пролета
const int TOFMAX = 700; // максимальный
...
// ----- блок останова -----
if (tof == 0 && e > EAMIN && e < EAMAX && ww[14] < МЕТКАМАХ) {
dt1 = tim1 - reco[strip][npix];
if (npix <= N_DI - 1) dt2 = tim1 - reco[strip][npix + 1];
if (npix - 1 >= 0) dt3 = tim1 - reco[strip][npix - 1];
if (npix + 2 <= N_DI) dt4 = tim1 - reco[strip][npix + 2];
if (npix - 2 >= 0) dt5 = tim1 - reco[strip][npix - 2];
if (npix + 3 <= N_DI) dt6 = tim1 - reco[strip][npix + 3];
if (npix - 3 >= 0) dt7 = tim1 - reco[strip][npix - 3];
dt = (dt1 < dt2) ? dt1 : dt2; dt = (dt < dt3) ? dt : dt3; dt = (dt < dt4) ? dt : dt4;
dt = (dt < dt5) ? dt : dt5; dt = (dt < dt6) ? dt : dt6; dt = (dt < dt7) ? dt : dt7;
...
unsigned kw_tst = *pp;
if (kw_tst < 1) {
pp = (unsigned*) МК_FP(base_adr, 0x400 * KW002 + 2 * 16);
*pp = 255;
}
...
// нахождение минимального времени
dt = (dt1 < dt2) ? dt1 : dt2; dt = (dt < dt3) ? dt : dt3; dt = (dt < dt4) ? dt : dt4;
dt = (dt < dt5) ? dt : dt5; dt = (dt < dt6) ? dt : dt6; dt = (dt < dt7) ? dt : dt7;
if (e > 9800 && e <= 11000) EPSILEN = 0.0025 * (11000.0 - e);

```

```

// блок условий epsilen
if (EPSILEN==0) EPSILEN=0.00002;
if (dt >= 0 && dt <= EPSILEN && correlation==0 && e >= LOW_ALP)
{
    correlation = 1; cnt_cor++; // КОРРЕЛЯЦИЯ НАЙДЕНА!
// - - - - - фрагмент блока продления паузы - - - - -
const float EMIN_NEXT=8800;// (30 oct 2010) минимальное значение
const float EMAX_NEXT=10800; // максимальное ...
if ( situation==1) { // situation=1 — идет пауза..
    if( (strip==memo_str && e_total > EMIN_NEXT && e_total < EMAX_NEXT)
||((ww[0]==0 && e_total > EMIN_NEXT1 && e_total < EMAX_NEXT)) k =
STAY;
    float dtt = tim1 - memo_time; // memo_time — запомненное время
    if (dtt > T_DELAY*k ) {
        pp = (unsigned*)MK_FP(base_adr, 0x400*KW002 + 2*16);
        *pp=0;
        pp = (unsigned*)MK_FP(base_adr, 0x400*KW_МЕТКА + 2*16);
        *pp=0;
        memo_time =0; situation =0; key_jmp =1; memo_str=-1; k=1.0; nosound();
// - - - - - Конец блока продления _ - - - -
.....

```

Здесь geco — матрица ядер отдачи; strip — номер стрипа; pix — номер дискретного пикселя резистивного слоя PIPS-детектора (см. [24]); dt — разница времен (ищется минимальное значение и сравнивается с установочным параметром). Переменная tim1 — текущее время альфа-распада, получаемое из блоков крейта КАМАК; EPSILEN — установочная временная переменная, зависящая от входной энергии регистрируемого сигнала альфа-распада; LOW_ALP — интересующий порог сигнала энергии альфа-частицы; N_DI — дискретность представления резистивного слоя PIPS-детектора (~ 130–150).

Запись файла данных происходит на файловый сервер (тип ПК), а визуализация осуществляется в комнате дистанционного контроля под управлением программы VISU-2009 (C++ Builder 6, Windows XP, см. также ранние версии [29, 30]). Метод работы программы визуализации кратко таков: программа следит за указателем файла, образуемого при работе программы набора в режиме «on-timer», соответственно производя визуализацию спектров, списков, параметров в таком же режиме, но с другим таймером. По мере добавления данных в файл происходит (по тем же таймерам) обновление визуальных представлений.

В качестве примеров на рис. 7–9 приведены характерные для метода гистограммы.

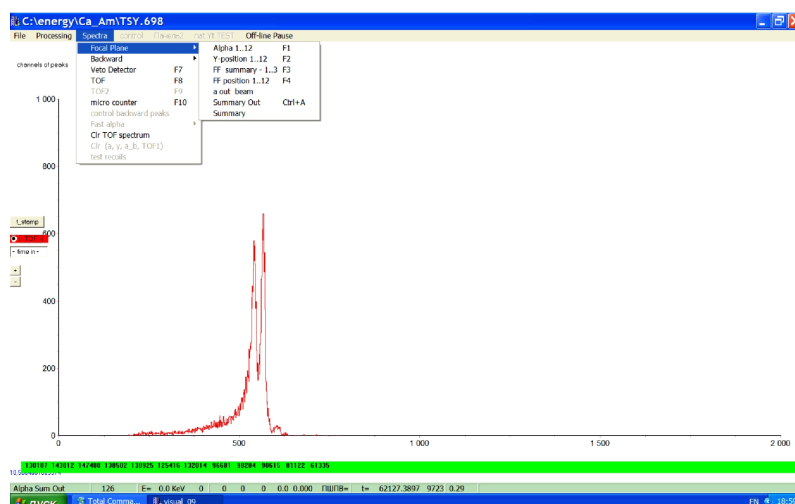


Рис. 7а. Суммарный спектр энергий альфа-диапазона (12 стрипов) и один из пунктов главного меню. Соответствие — фокальный детектор. Дополнительное меню (сверху вниз): альфа 1–12, вертикальная позиция, суммарный спектр осколочного диапазона (3 спектра), позиция осколочного диапазона, альфа-частицы «вне пучка», суммарный спектр «вне пучка», суммарный спектр. Нижняя строка — счет по спектрам «позиция» на данный момент

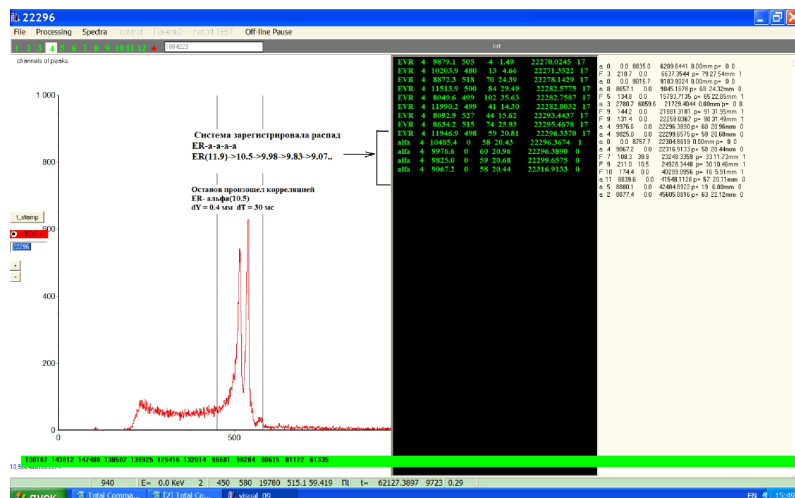


Рис. 7б. Спектр энергий альфа-диапазона для стрипа №4. Показаны текстовые окна on-line корреляций. Зарегистрировано (на данный момент) событие типа ER- α - α - α , причем последние три альфа-частицы «вне пучка» (метка ноль в последней позиции)

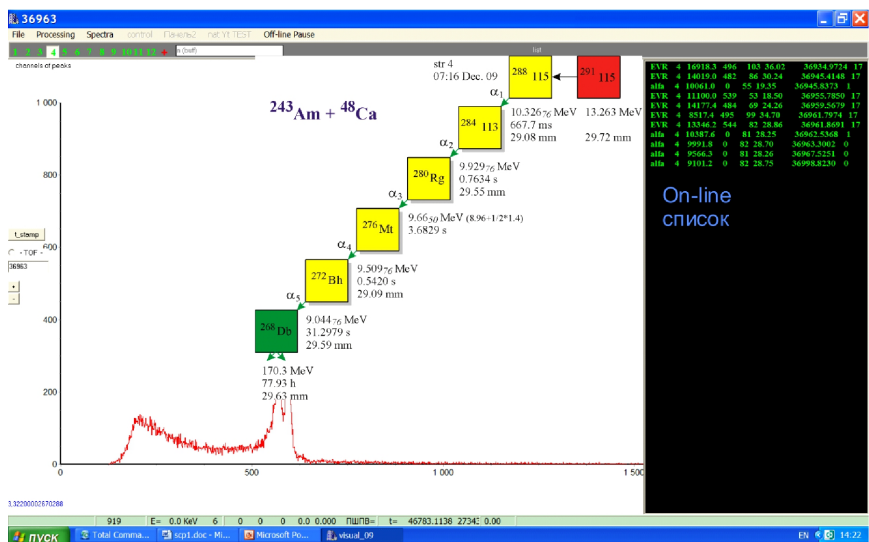


Рис. 7в. То же, что и на рис. 7а, но показана результирующая цепочка. Отметим, что значения энергии после более детальной калибровки слегка отличаются (10–40 кэВ)

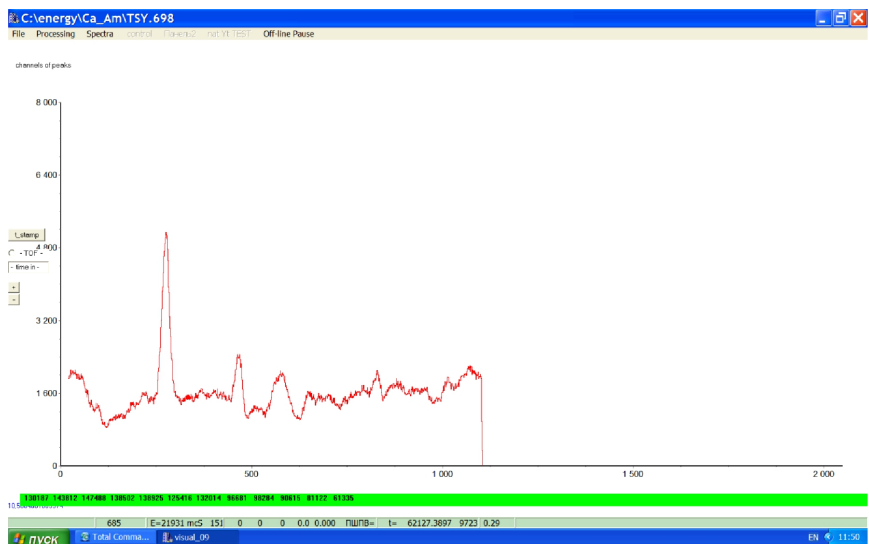


Рис. 7г. Мониторинг однородности вращающейся мишени (6 секторов). Заметна неоднородность в районе 2-го сектора

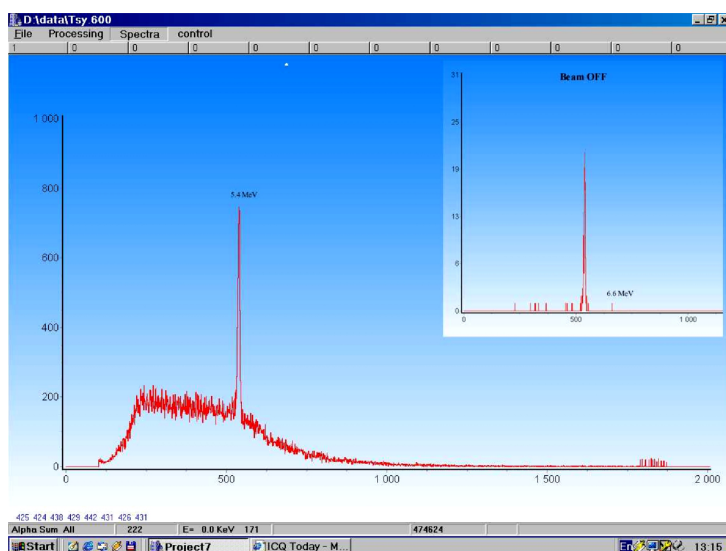


Рис. 8. Суммарный спектр альфа-распадов (основная гистограмма) и с подавлением фона с применением метода «активных корреляций» (врезка). Пик 5,4 МэВ не из реакции, а с внешнего источника

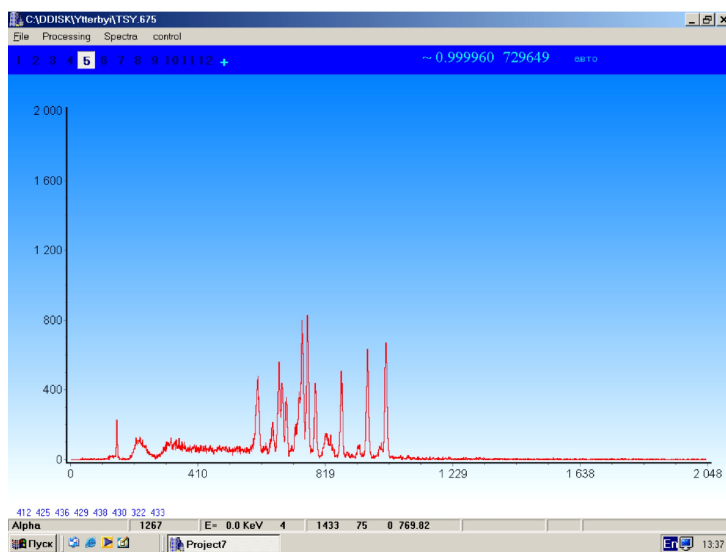


Рис. 9. Тест: определение эффективности подавления ионов Са с энергией > 100 МэВ (полное число ионов 729649, эффективность 0,99996). Основная гистограмма — спектр альфа-распадов из реакции $^{nat}\text{Yb} + ^{48}\text{Ca}$

2.2. Система контроля и защиты. 2.2.1. *Общее описание системы.* При проведении экспериментов по синтезу сверхтяжелых ядер экспериментальная аппаратура измеряет/регистрирует физические величины, связанные в основном с многоканальной спектрометрической информацией с детектирующего модуля сепаратора, величины, отражающие состояние собственно электромагнитного сепаратора ядер отдачи, равно как и параметры пучка циклотрона и других систем, связанных с пучком [31]. В частности, особенно актуален контроль параметров газового времяпролетного модуля детектирующей системы, играющего ключевую роль в регистрации/идентификации тяжелых ядер отдачи. Основные контролируемые параметры эксперимента приведены в таблице.

Основные контролируемые параметры СКП ГНС

Параметр	Метод измерения
Токи магнита и квадрупольных линз	Напряжение → частота
Вращения входного окна и мишени (электрический контроль)	Выходное напряжение привода → частота
Вращения окна и мишени (оптический контроль)	Непосредственный счет импульсов пары светодиод–фотодиод внутри объекта контроля
Давления пентана и водорода во времяпролетном модуле и объеме сепаратора	Напряжение (датчики — баратроны MKS [8]) → частота
Величины вакуума в определенных точках	Напряжение выхода (датчики Pfeiffer [9]) → частота
Ток цилиндра Фарадея пучка тяжелых ионов	Ток → частота
Работа переключки «пентан–водород» (да/нет)	Блок «Техинвест» ОЭЗ Дубна
Температурные параметры	Напряжение → частота
Давление насыщенных паров пентана в выходной емкости жидкого пентана	Напряжение → код АЦП (0–10 В)
Дополнительные параметры постоянного тока –5/ + 5 В	Напряжение → код 7 вх. АЦП
Загрузки системы детектирования и TOF-модуля	Непосредственный счет импульсов (TTL)
Ток (с внутренним усилением), связанный с током цилиндра Фарадея	Ток → частота

Система выполнена в виде отдельных датчиков, сигналы с которых оцифровываются в одном крейте КАМАК под управлением программы, выполненной на С++ Builder 6 (ПК1, рис. 9). При этом набор электронных модулей в крейте включает в себя: преобразователь напряжение–частота, 3 АЦП (8 входов –5/+5 В, 0/10 В постоянного тока и один 0/5 В, 10 bit, импульс-

ный — 8 входов через аналоговый мультиплексор) импульсов времени пролета канала измерения энергии, импульсов с полупроводникового детектора мониторинга состояния мишени и (периодически, редко) импульсов с полупроводникового детектора измерения энергии рассеянных на тонкой золотой фольге ($\sim 220 \text{ мкг/см}^2$) ионов, интенсиметры величин давления пентана, тока ионов на цилиндре Фарадея, загрузок автономного контроллера [23] набора спектрометрических данных и времяпролетного модуля, АЦП медленно меняющихся уровней (8 входов), таких как температура в комнате спектрометра, температура внешней поверхности форвакуумного насоса для прокачки (характеризует нормальную работу, при выходе из штатного режима некоторых механических вращающихся деталей ввиду длительности работы — повышается и служит индикатором) пентана низкого давления камеры времяпролетного модуля. Система контроля ГНС использует для измерения и контроля параметров устройств метод преобразования измеряемых величин (X) в частоту стандартных электрических импульсов ($X \rightarrow V \text{ (В)} \rightarrow F \text{ (с}^{-1}\text{)}$) с последующей регистрацией этих сигналов в счетчике-интенсиметре, запоминающем число импульсов за определенный интервал времени. Самым быстрым способом детектирования выхода параметра из заданных пределов является измерение периода следования импульсов ($1/F$) и выработка сигнала «авария» при $1/F > 1/F_0$, где F_0 — заданная частота. С учетом этого была разработана 16-канальная система измерения и контроля параметров ГНС, а также схема выработки сигнала блокировки пучка ускоренных ионов. Блок-схема системы приведена на рис. 10.

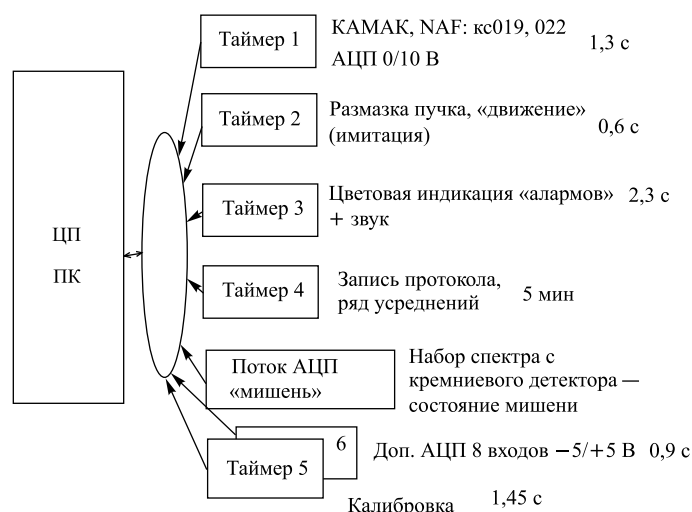


Рис. 10. Блок-схема программы контроля параметров

В системе использованы блоки следующих типов:

- 1) преобразователь $X \rightarrow U_v \rightarrow F$ (s^{-1}) (напряжение–частота);
- 2) временной компаратор, фиксирующий превышение измеряемого периода следования импульсов над заданным;
- 3) счетчик-интенсиметр (8 каналов);
- 4) два блока защиты, объединяющих все сигналы (16) блокировки и вырабатывающих сигнал «авария» на пульт циклотрона У-400, включая работу электростатического прерывателя пучка У-400;
- 5) блок управляющих команд (БУК) — задание фиксированных прецизионных временных интервалов.

Блок защиты через магистраль КАМАК связан с персональным компьютером, через который осуществляется постановка выбранных параметров на контроль. Он включает в себя:

- регистр, фиксирующий тип параметров, поставленных на контроль, — регистр «условий»;
- систему ключей, управляемых со стороны регистра «условий» и пропускающих входные сигналы блокировки в регистр «аварий»;
- регистр «аварий», содержимое которого может быть прочитано через магистраль КАМАК;
- схему объединения сигналов блокировки и выработки сигнала «авария» на пульт циклотрона У-400.

Отметим, что в штатном режиме блокировка (пучка) устанавливается и снимается автоматически, если выполнены соответствующие условия, а регистр «алармов» запоминает сам факт возникновения блокировки.

2.2.2. *Программное обеспечение СКП. Система команд.* Программа визуализации контроля выполнена на C++ Builder 6 и позволяет отслеживать изменения следующих величин: тока дипольного магнита сепаратора, токов квадрупольных магнитных линз, скоростей вращения входного вакуумно-плотного окна и облучаемой мишени, параметров детектирующей системы и ряда других параметров. На рис. 10 приведена упрощенная блок-схема программы.

Сканирование основных параметров эксперимента, относящихся как к собственно сепаратору, так и к пучку циклотрона У-400, производится по событиям «on-timer», в то время как для опроса АЦП спектрометрических сигналов с полупроводникового детектора (-ов) открывается отдельный поток (Thread) с приоритетом на один-два пункта ниже нормального (tpLowest). Протоколирование процесса измерений осуществляется в режиме «on-timer» раз в 5 мин. Для лучшего представления о работе программы на рис. 11а приведен интерфейс пользователя, который фактически представляет собой «живую» упрощенную мнемосхему сепаратора. Два основных регистра команд пользователя расположены в нижней (общие) и верхней (специальные) части изображения (монитора). Снятие и постановка на контроль параметров

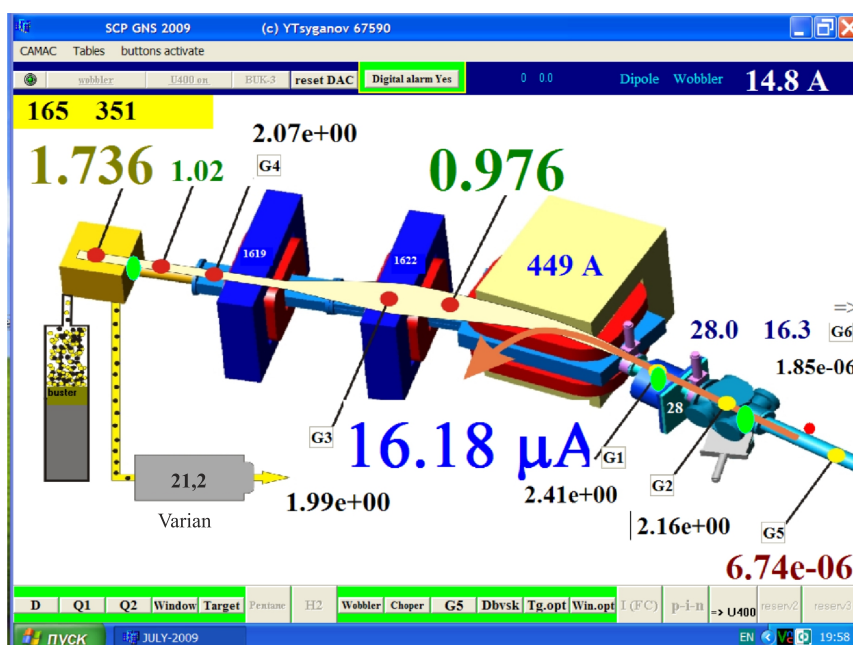


Рис. 11а. Мнемосхема — интерфейс пользователя СКП ГНС

производится нажатием кнопки нижнего регистра мышью. Эта операция обратима — повторное нажатие снимает контроль, при этом при постановке на контроль загорается зеленое поле вокруг соответствующей кнопки. Если во время эксперимента параметр, поставленный на контроль, находится вне рабочего интервала, цветовое поле становится красным и, что существенно, происходит прерывание процесса облучения. При этом система генерирует стандартные сигналы мультимедиа, громкость которых контролируется потенциометрами внешних акустических колонок. Отдельные компоненты программы являются имитаторами движения (вращающаяся мишень и окно) и протока газа (пентановый тракт времяпролетного модуля). В случае останова кроме изменения цвета соответствующих форм на красный происходит останов имитирующего движения. На форме, соответствующей насосу Varian, показаны фактические обороты ротора насоса. Этот параметр может управляться в малом диапазоне через соответствующий аналоговый вход частотного привода посредством изменения задающего напряжения цифроаналогового преобразователя (0/10 В) в крейте КАМАК.

Что касается верхнего, специального регистра команд пользователя, то они относятся к таким системам, как «размазка пучка» перед мишенью (эту

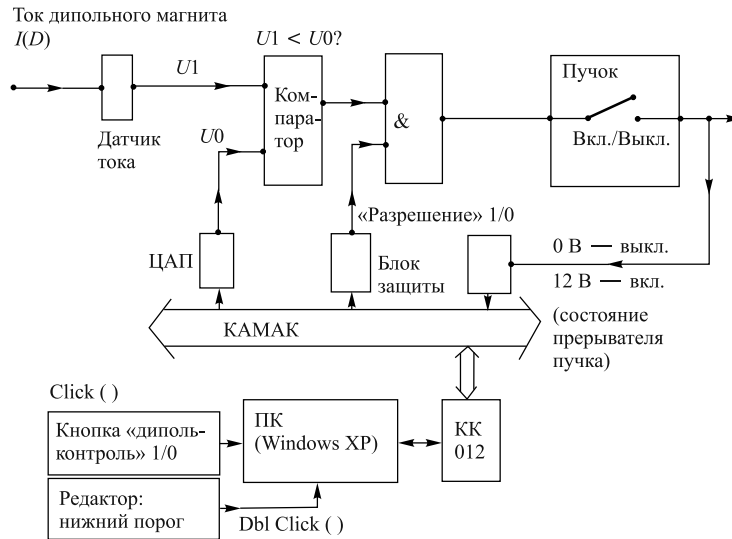


Рис. 116. Блок-схема процедуры контроля «ток дипольного магнита» (пример контроля)

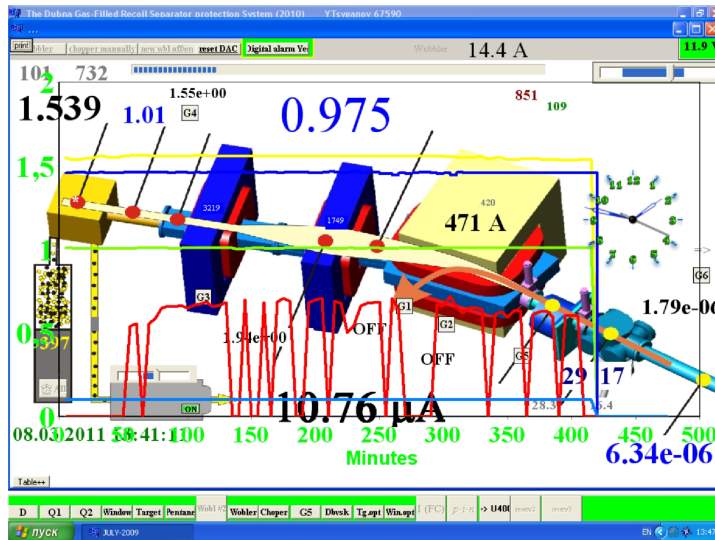


Рис. 11в. Дополнительное, прозрачное окно приложения. На графике — динамика изменения некоторых параметров за 500 мин (вся ось абсцисс). Самая верхняя линия (Y) — давление пентана в камере времяпролетного модуля. Прерывистая линия — ток цилиндра Фарадея с учетом работы прерывателя пучка циклотрона (в единицах μA для ионов $^{48}\text{Ca}^{+18}$)

команду применяют с целью ослабить тепловую нагрузку на мишень и входное вакуумное окно сепаратора), и ряду других систем. Установка пороговых значений происходит также путем выставления соответствующих кодов цифроаналогового преобразователя. Отметим, что некоторые кнопки верхнего регистра команд во избежание «человеческих» ошибок находятся в пассивном состоянии и их активация/деактивация происходит путем дополнительного нажатия соответствующих пунктов основного меню.

На рис. 11а показана конкретная ситуация одного из экспериментов по синтезу новых элементов на установке ГНС. А именно, на данный момент:

- давление пентана в камере 1,736 Торр,
- давление водорода перед входным окном времяпролетного модуля — 1,02 Торр, в районе выхода из дипольного магнита — 0,976 Торр,
- вращение мишени — 28,0 об./с (оба: оптический и электрический датчики),
- вращение рамки входного окна сепаратора — 16,3 об./с,
- вакуум перед входным окном сепаратора — $6,74 \cdot 10^{-6}$ Торр, на некотором удалении в сторону циклотрона — $1,85 \cdot 10^{-6}$ Торр,
- ток ионов $^{48}\text{Ca}^{+18}$ на мишени — 16,18 мкА ($\sim 1 \mu\text{A}$),
- загрузки автономного контроллера системы детектирования ГНС и сигнала «true start» времяпролетного модуля — 165 и 351 соответственно,
- токи дипольного магнита и квадрупольных линз — 449, 1622 и 1619 А соответственно,
- ток в обмотке системы размазки пучка — 14,8 А.

На контроле, с правом отключения пучка в данный момент, следующие параметры (слева направо — нижний регистр): дипольный магнит, обе квадрупольные линзы, вращения входного окна и мишени (электрические датчики), ток размазки пучка, вакуум в определенных точках перед сепаратором (G5, Dbvsk), вращения входного окна и мишени (оптические датчики, пары фотодиод–светодиод). На рис. 11б представлена блок-схема процедуры контроля, причем в качестве примера выбран параметр «ток дипольного магнита». Дополнительное, прозрачное по отношению к основной форме приложения окно с графиками изменения характерных параметров в течение 500 последних минут показано на рис. 11в.

2.2.3. *Подсистема измерения энергии пучка циклотрона.* Хотя данная подсистема СКП ГНС упомянута выше, следует остановиться на ней подробнее, поскольку она связана с параметром, который обеспечивает и облегчает процесс настройки и эксплуатации циклотрона при проведении длительных экспериментов на пучках тяжелых ионов. Ниже приведены блок-схема измерительного модуля (рис. 12а), характерная картина, наблюдаемая оператором циклотрона в процессе настройки/измерения (рис. 12б, 12в), и характерная величина случайной ошибки калибровочного процесса (рис. 12г).

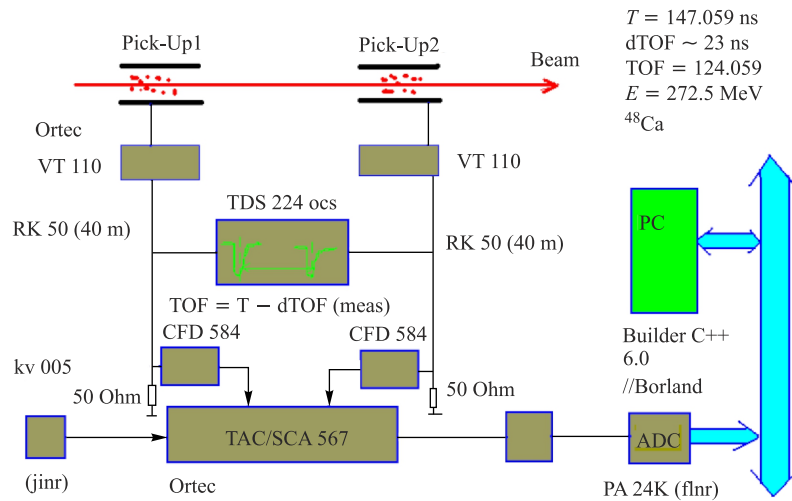


Рис. 12а. Блок-схема измерительного модуля энергии пучка циклотрона У-400

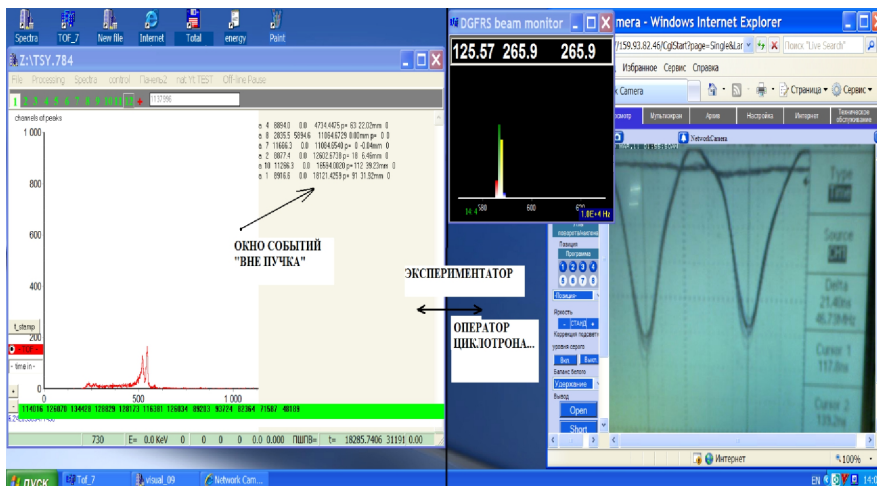


Рис. 12б. Картина, наблюдаемая экспериментатором (весь экран) и оператором циклотрона (правая часть) в процессе настройки/измерения. В верхнем окне показана величина энергии $\approx 266 \text{ МэВ}$ (время обновления $\sim 0,8 \text{ с}$) ионов ^{48}Ca и форма импульсов с блоков Ortec CF 584

Отметим, что именно совпадение нужного значения энергии и условно «хорошей» формы импульсов с пикап-электродов является фактором условно «хорошей» настройки. В случае, даже если величина энергии пучка попадает

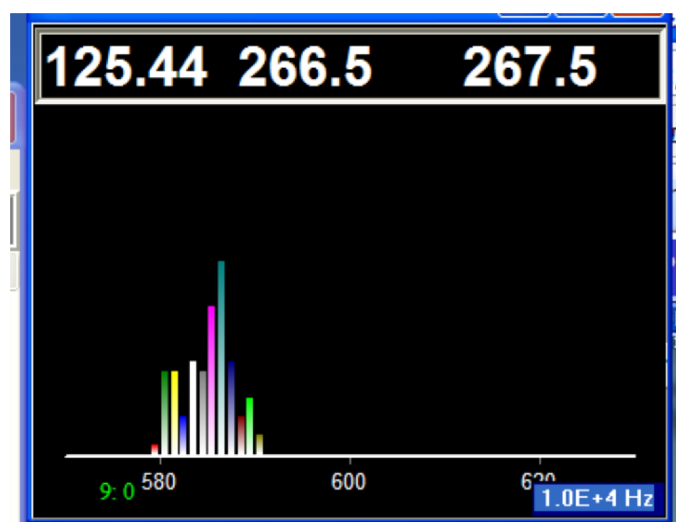


Рис. 12в. Условно «плохая» настройка циклотрона. Пик времени пролета с явным уширением

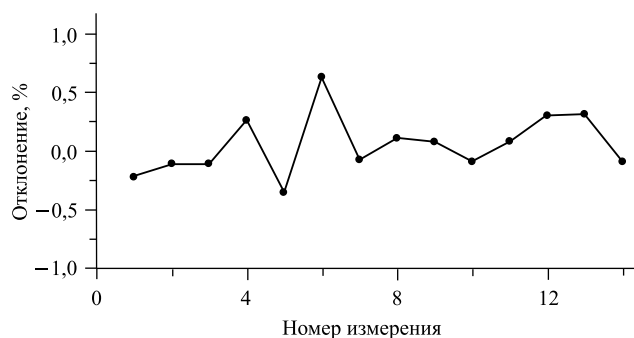


Рис. 12г. Типичная величина случайной ошибки оцифровки при нормальной настройке ускорителя

в заранее заданный интервал, но форма импульсов отличается от условно «хорошей» (широкие импульсы, наличие добавочной компоненты и т. п.), система оповещает об этом оператора, ведущего настройку. В качестве примера протоколирования на рис. 13 показана взятая из протокола величина энергии пучка ионов ^{48}Ca (2010–2011 гг.).

В течение 2008–2011 гг. система контроля применялась в экспериментах на пучке ионов ^{48}Ca , направленных на синтез новых изотопов сверхтяжелых ядер. Система не только обеспечивала текущий контроль и протоколиро-



Рис. 13. Измеренное значение энергии пучка тяжелых ионов. Эксперимент соответствует трем энергиям пучка (E_{1-3}). Прямоугольники — относительно плохие формы импульсов с пикап-электродов, измеренное значение не соответствует реальности

вание параметров долговременных экспериментов, но и предотвратила ряд аварий, связанных как с выходом параметров из рабочих интервалов, так и с нештатными ситуациями, например с пропаданием электросети, остановом вращения окна и мишени, нарушением вакуумных условий, разрушением вакуумного магнитного ввода окна сепаратора и рядом других.

2.3. Расчетные программы — измеренная энергия ядер отдачи, эмпирика. Существенную значимость для успешного применения описанного выше метода «активных корреляций» имеют расчетные и эмпирические систематика входная энергия ядра отдачи — его регистрируемая, с учетом полного дефекта амплитуды, энергия ($E_{in} - E_{рег}$). Именно эти данные используются для установки энергетических интервалов для первого сигнала из корреляции типа ядро отдачи — альфа-распад.

2.3.1. Алгоритм расчета. Программа расчета, чей алгоритм изложен подробно в [32], использует стандартное отклонение величины равновесного, при движении в водороде, заряда в качестве свободного параметра. Распределение χ^2 берется для собственно величины равновесного заряда, а величина текущих энергетических потерь в водороде принимается как $S_i = \langle S \rangle (q_i / \langle q \rangle)^2$, где $\langle q \rangle$ — среднее значение заряда, q_i — актуальное для i -го случая.

При этом считаются:

- а) уширение из-за испарения нейтронов, энергетический страгглинг в мишени и уширение из-за конечной толщины мишени;
- б) энергетический страгглинг в майларовом окне;

в) энергетический страглинг в газе времяпролетного модуля;

г) флуктуации, обусловленные ядерными столкновениями в кремнии, параметризуемые как $\delta\varepsilon \approx 1,698 + 0,057\varepsilon - 0,00135\varepsilon^2$ (в единицах LSS, ПШПВ), что примерно соответствует работе [33]. Для расчета столкновительной составляющей полного дефекта амплитуды применялась формула Вилкинса [34]. Вклад же рекомбинационной составляющей был гораздо меньше и формально учитывался при помощи концепции поверхностной рекомбинации [35, 36] с учетом ярко выраженной сферичности треков и соответствующей поправки — формфактора g [37]. На более поздней стадии (~ 2003 г.) в программу была введена эмпирическая поправка на основе данных для ядер отдачи из калибровочной реакции полного слияния $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$.

Ниже приведен текст основного модуля в кодировке на языке Паскаль (Borland's).

```
{***** MAIN MODULE 2001 *****}
BEGIN
randomize;
CONTROLQ:=0;
write(' charge sigma='); readln(Dqef); // ввод стандартного отклонения
среднего заряда
Dqef:=Qeff*Dqef;
ChisqrDistr; // ← генерация актуальных средних зарядов
ClrScr;
write('Name HEINES/GROBB '); readln(name); выбор типа флуктуаций в
кремнии (Haines&Whitehead [33] или другая систематика, см. также [38])
writeln(name);
Tar:=0;
Electronics:=0;
Dead;
GasDev:=0;
write(' lower limit of E ='); readln(Thr); ← нижний порог регистрируемой
энергии
{ write(' Hydrogen instability, % ='); readln(GasDev); } ← стандартное (дол-
госрочное) отклонение в величине давления водорода
Part:=0.005;
threshold:=0;
tcor:=1.0;
cng:=0;
PHD:=0; PHDE:=0; AVERE:=0;
percent:=foil/averbeforefoil;
TargetPercent:=target/E0;
GasPercent:=GAS/AverBeforeGas;
PentanPercent:=PentanLoss/AverBeforePentan; write(' % = ',PentanPercent);
```

```

readln;
For I:=1 to Counter do
begin
spectr[i]:=0;
tof[i]:=0; En0[i]:=0; En1[i]:=0; En2[i]:=0; En3[i]:=0; En4[i]:=0;
end;
ClrScr;
{***** CYCLE *****}
FOR I:=1 to COUNTER DO
BEGIN
Emission; ← эмиссия нейтронов
En0[i]:=Etec;
TargLoss; ← толщина мишени
abra:=Zta;
abba:=Target;
abbb:=Z0;
SiTa:=0;
Straglin(abba,abbb,abba,SiTa); ← энергетический стратлинг в мишени
GSS(Etec,SiTa,Etec); ← и нормальное распределение для него
En1[i]:=Etec;
SiGas:=GasDev*Gas0;
Gas:=Gas0;
GSS(Gas,siGas,GAS);
GasFlight;
En2[i]:=Etec;
MylarFoil;
{ En3[i]:=Etec;}
mxx:=m0;
MEMORY1:=Etec; {энергия на входе в пентан}
PentanFlight;
MEMORY2:=Etec; {энергия на выходе из TOF-модуля}
En3[i]:=Etec;
AverPoint:=(MEMORY1+MEMORY2)/2.0; {«средняя точка» в пентане для
вычисления величины TOF}
{ gotoxy(13,13); write(memory1/memory2:5:2);}
Timeoflight(Mxx,AverPoint,Toff);
xg:=Z0;
yg:=M0;
Fluct:=Fluctuat*Window;
GSS(Etec,Fluct,Etec);
Etec:=Etec-Window; ← учет входного окна детектора
Eна:=Etec;

```

```

HinesWhitehead(Etec,Sigmastop1); ← флуктуация столкновительной ком-
поненты
GOTOxy(16,10); write(' Dst/E=',2.35*Sigmastop1/Etec:5:3);
Gss(Etec,Sigmastop1,Etec);
Stopping(Etec,xg,yg,Dst);
Etec:=Etec-Dst;
Etec:=Etec*(1.0-Lambda); ← учет рекомбинации
Recombination(Sigmarecomb);
Sigmarecomb:=Sigmarecomb*Etec;
GSS(Etec,SigmaRecomb,Etec); { *****E } ← флуктуация рекомбинации
En4[i]:=Etec;
EnB:=Etec;
toff[i]:=toff; ← массив времен пролета
GOTOXY( 10,5);
write(' J = ',i);
END;
k:=counter;
InitialX;
writeln( ' Output spectr file : 0 1 2 3 4 ');
writeln(' 0 - after emission 1-target 2-Gas 3-mylar 4-in SBD ');
readln( sparam );
if sparam=0 then Output1(En0,tof);
if sparam=1 then Output1(En1,tof);
if sparam=2 then Output1(En2,tof);
if sparam=3 then Output1(En3,tof);
if sparam=4 then Output1(En4,tof); ← вывод результатов в разных харак-
терных точках
writeln(' Press any key ');
readln;
averization(En4);
Asimmetry(En4);
writeln( ' M1=',M1:5:2,' MeV M2=',m2:5:2,' MeV m3=',m3:5:2);
Vect1:=sqr((M2/M1)-(SigmaEexp/Eexp));
readln;
averization(tof);
asimmetry(tof);
writeln( ' < t >=',center:5:1,' Sigma t=',linesigma:4:2,' M3=',m3:5:2);
Vect2:=sqr((linesigma/center)-(SigmaTexp/Texp));
readln;
TESTRANDOM(En4);
lo:=Threhold/counter*100.0;
writeln( ' % lover 100 KeV =',lo:5:2);

```

```

writeln;
readln;
writeln(' BEFORE SBD');
averization(En3);
writeln(' < E >=',center:5:1,' Sigma E=',linesigma:4:2);
SIGMAE:=linesigma;
AVERE:=center;
readln;
for i:=1 to counter do
begin
  En2[i]:=(EN3[i]-EN4[i])*EN3[i];
  En3[i]:=En3[i]-En4[i];
end;
averization(En3);
writeln(' <PHD>=',center:5:1,' Sigma PHD=',linesigma:4:2);
SIGMAPHD:=linesigma;
PHD:=center;
averization(EN2);
writeln(' < PHD*E>= ',center:5:1);
PHDE:=center;
Q:=PHDE-(PHD*AVERE);
Q:=Q/sigmaphd/sigmae;
WRITE(' Q =',q:6:3);
Vect:=1.0/(Vect1+Vect2);
writeln(' optimization parameter =',Vect:7:1);
writeln(' number < 0 =',cng);
write(' PRESS !');
readln;
ClrScr;
write(' Target in mkg/cm2 for angular calc ='); readln(Tar);
TarMem:=Tar;
Tar:=Tar*1.0e-6; { in g/cm2 is need !}
Double;
abra:=0.0; abba:=0.0;
cne:=0; cnt:=0;
{----- EFFECTIVNOST -----}
write(' sigma Te =',F:8:5); readln;
Sigmatet:=F;
TEtaGen;
for i:=1 to counter do
begin
  Ri:=0.0;

```

```

GT(abba);
if (abs(abba) < 2.5) then inc(cnt);
aabb:=Sin(Abba*3.1416/180.0);
bbaa:=Cos(Abba*3.1416/180.0);
aabb:=aabb/bbaa;
SHIFT:=Abs(Ri+(Distance*aabb));
If SHIFT<Rdipole then inc(cne);
end;
efct:=cne/counter;
efct1:=cnt/counter;
{-----}
write(' PRESS !');readln;
ClrScr;
write(' Eff=',Efct:8:5);
write(' ConrQ =',CONTROLQ/COUNTER);
writeln;
tetacontrol(TETar);
readln;
END.

```

Ниже приводятся примеры расчетных спектров (рис. 14). На рис. 15 показана зависимость эмпирической поправки от величины входной энергии ядра отдачи, а на рис. 16 показан аналогичный расчет для ядра $Z = 112$, синтезированного на установке SHIP (Дармштадт) [39].

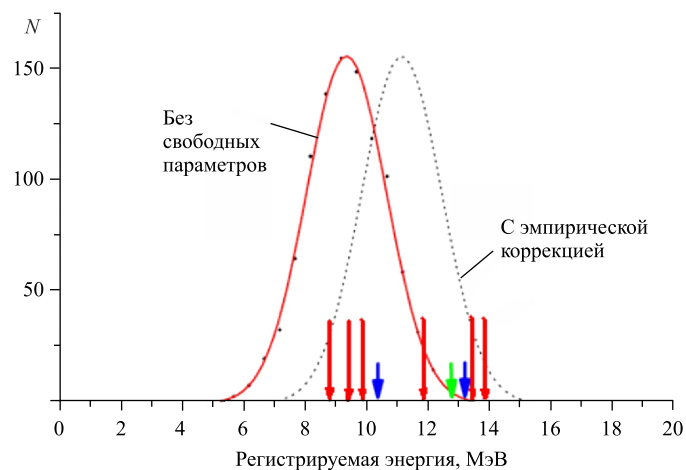


Рис. 14. Расчетные спектры ядра $Z = 117$. Стрелки — экспериментальные амплитуды (длинные — $Z = 117$, короткие — $Z = 118$)

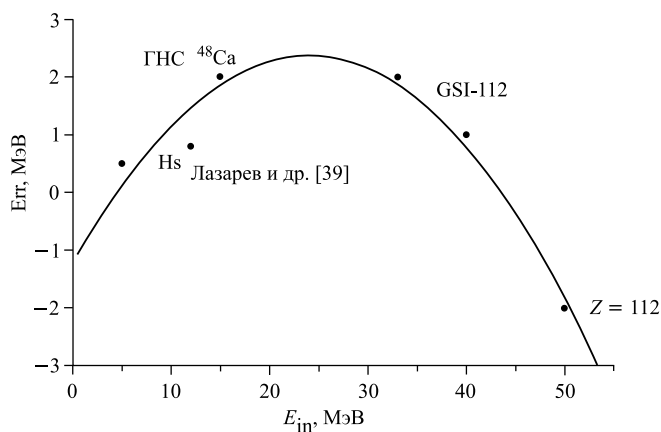


Рис. 15. Зависимость эмпирической поправки от величины входной энергии

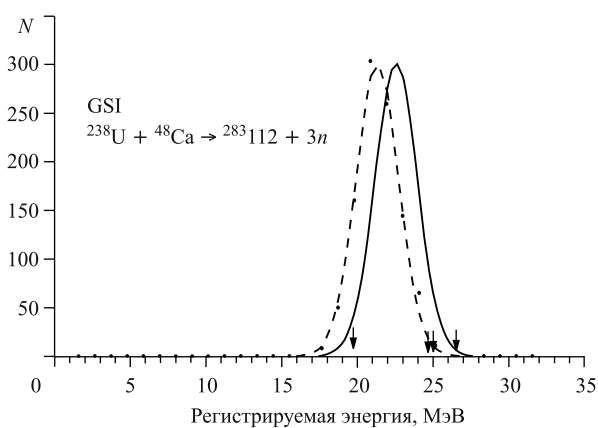


Рис. 16. Расчет для ядра $Z = 112$ (установка SHIP, Дармштадт; штриховая линия — без свободных параметров, сплошная — с эмпирической поправкой)

2.3.2. *Эмпирическая калибровка.* Прежде чем применять установки типа ГНС в реальных экспериментах, направленных на синтез СТЭ, проводится значительное количество тестовых реакций с целью проверки работоспособности систем и установки в целом. Таким образом, начиная с некоторого времени экспериментаторы обладают наборами экспериментальных точек, позволяющих также предсказывать амплитуды измеренных значений энергии ядер отдачи для данного типа детекторов.

На рис. 17 показана такая зависимость измеряемой величины от расчетного значения энергии ядра отдачи перед PIPS-детектором. Точечная ли-

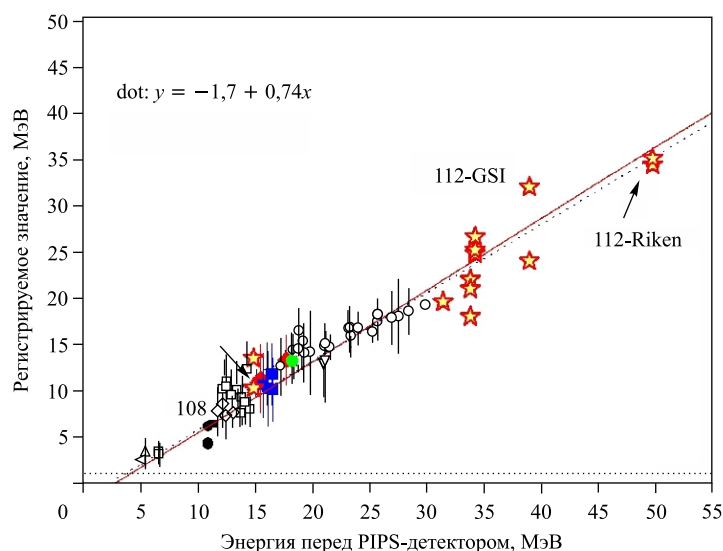


Рис. 17. Эмпирическая зависимость измеренного значения энергии ядра отдачи от расчетного входного значения. По сравнению с систематикой из [26] добавлены точки, соответствующие экспериментам в GSI (Дармштадт, Германия)

ния показывает оптимальную эмпирическую зависимость для данного диапазона.

2.4. Статистика редких событий. Методы и алгоритмы оценки статистических параметров, таких как вероятность либо среднее число случайных корреляций при регистрации редких событий распада сверхтяжелых ядер, являются обязательными составляющими техники физического эксперимента в данной области. С точки зрения общей философии их можно разбить на две составляющие (базис), а именно:

- а) LDSC метод (linked decay signal combinations) [40];
- б) BSC метод (background signal combinations) [41].

Однако применение метода «активных корреляций» накладывает свою специфику на буквальное применение формул из указанных работ в силу существования резко меняющихся во времени фоновых условий (пространств элементарных исходов). Ниже представлены подходы, частично опирающиеся на постулаты [40, 41], а частично дополняющие их.

2.4.1. Уравнение Шмидта — интегрирование по «гибкому» пути. Для вычисления ожидаемого эффективного количества случайных корреляций, при поиске в последовательных временных окнах, в работе [40] получена формула для искомого значения n_b при наличии K различных групп в мно-

гозвенном событии:

$$n_b = T_{\text{exp}} \frac{\prod_{i=1}^K \lambda_i}{\left(\sum_{i=1}^K \lambda_i\right)^{K-1}} \prod_{j=1}^{K-1} \left[1 - \exp\left(-\sum_{i=1}^{K-1} \lambda_i \Delta t_{j,j+1}\right) \right], \quad (4)$$

где λ_i — средний темп счета для событий группы i и Δt — интервал времени между последовательными событиями (сигналами). Например, для корреляционного события типа α - α -SF ($K = 3$), причем альфа-распады следуют в произвольном порядке:

$$n_b = T_{\text{exp}} \frac{\lambda_{\text{SF}} \lambda_{\alpha}^2}{(\lambda_{\text{SF}} + \lambda_{\alpha})^2} [1 - e^{-t_c(\lambda_{\text{SF}} + \lambda_{\alpha})}]^2. \quad (5)$$

Здесь t_c — величина временного окна от старта до последнего события (общий интервал).

Отметим, что применяемый в экспериментах на ГНС метод «активных корреляций» для радикального подавления фона сигналов, связанных с работой ускорителя тяжелых ионов У-400, описывается при помощи графа корреляций [42].

При этом в зависимости от желания экспериментатора различные ребра (связи) этого графа могут быть активированы, а именно быть применены для генерации останова процесса облучения мишени пучком тяжелых ионов. Наиболее интересным является случай использования первой корреляции ER- α , детектируемой в реальном масштабе времени, что и нашло широкое применение в экспериментах [43]. Роль первого звена прежде всего обусловлена следующими двумя факторами:

- 1) эффективность регистрации ядер отдачи близка к 100 %;
- 2) часто первый альфа-распад наиболее короткий и, следовательно, наиболее статистически значимый по отношению к фоновым событиям в данном временном интервале.

Аналогично тому, как в работе [42] вводится граф корреляций (рис. 18), введем дополнительно граф последовательных времен распада ядер, имплантированных в PIPS-детектор, так, как это представлено на рис. 19.

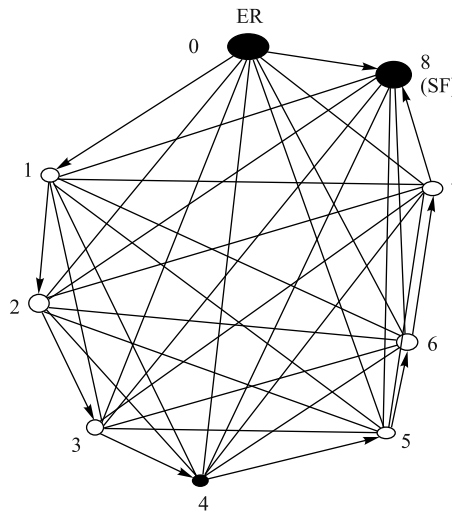


Рис. 18. Граф корреляций распадов имплантированных ядер для цепочки ER-7 α -SF. Ход времени показан стрелками

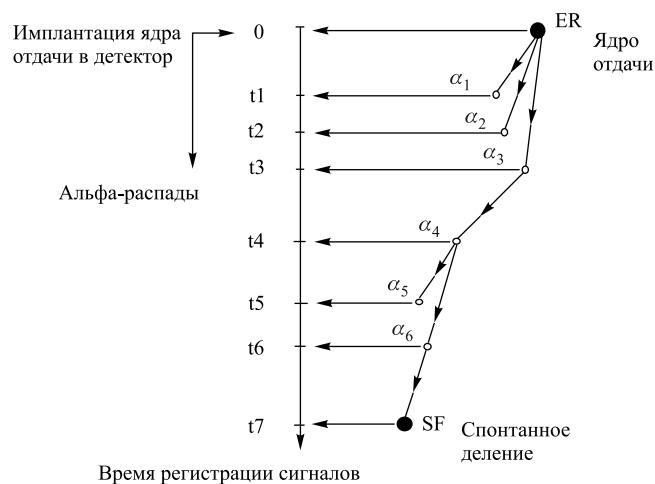


Рис. 19. Граф корреляционных времен 0– t_7 . ● соответствуют факторам упорядочения

Поскольку в философии стохастической модели события [41] значимым фактором является упорядоченность как сигналов относительно друг друга, так и произвольной группы относительно общего «старта» или еще какой-либо причины, то любое априорное знание о предполагаемом объекте может смещать границу упорядоченности предполагаемого события в ту или иную сторону.

Автор [41] рассматривает два сценария (рис. 20, *a*, *b*), а именно: сигналы (распады), следующие в строго определенном порядке, и случай частичного упорядочения, когда стартом многозвенного события выступает сигнал регистрации ядра отдачи. В частности, ситуация, схематично представленная на рис. 19 [42], предполагает, что:

— сигнал ER является первым упорядочивающим фактором для всей цепочки;

— сигнал SF также упорядочивает последовательность, так как может только замыкать ее;

— (для примера!) распад α_4 происходит для известного изотопа, а остальные излучатели, наоборот, неизвестны (или мало известны).

Именно все три перечисленные причины являются факторами упорядочения в той или иной степени, а общая ситуация является комбинацией сценариев упорядоченности, предложенных в работе [40]. В качестве первого приближения оставим вне рамок данной работы наличие закономерностей типа соотношения Виолы–Сиборга [44], которые хотя и отражают суть явления

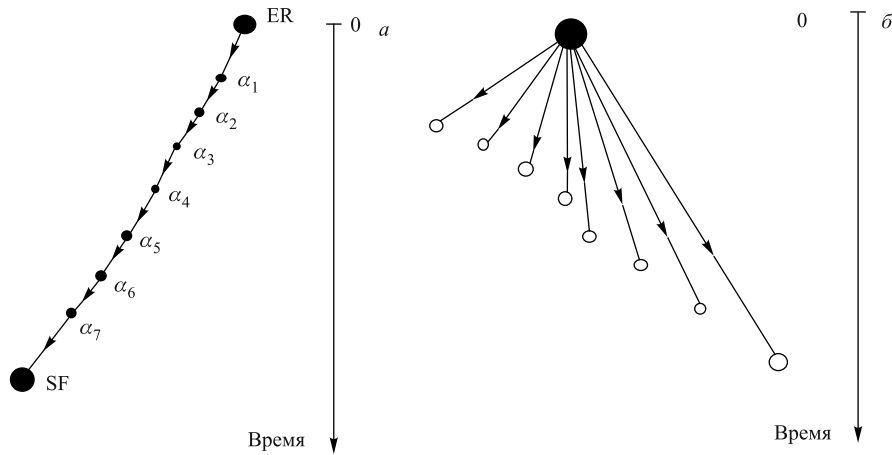


Рис. 20. Цепочка распадов: а) с упорядочением; б) с частичным упорядочением сигналом ER

альфа-распада, но вряд ли могут рассматриваться как универсальный закон на стадии идентификации, а могут служить лишь неким приблизительным указателем на возможные предполагаемые свойства нуклидов. И, разумеется, абсолютным фактором упорядочения является наблюдение спектров альфа-распадов с достаточной статистикой для выявления корреляционных пиков, даже если все излучатели неизвестны. Впрочем, последний пример вряд ли актуален при проведении экспериментов, направленных на синтез и регистрацию распадов СТЭ, ввиду малости сечений образования интересующих нуклидов.

С учетом сказанного выше в применении к философии метода [40] уравнение К.-Х. Шмидта, записанное в форме зависимости плотности вероятности распределения от фоновых загрузочных параметров, следует интегрировать с учетом пути, представленного в виде графа корреляционных времен. Рассматривая цепочку распадов, состоящую из N сигналов, из которых первый соответствует ядру отдачи, последний — спонтанному делению, причем первые M сигналов альфа-распадов отнесем к неизвестным нуклидам, а, соответственно, $N - 2 - M$ к известным, можно переписать уравнение (5) из работы [40] в виде

$$n_b = \lambda_1 T \prod_{i=1}^M \left\{ \int_0^{\Delta t_{1,i+1}} \frac{dp_{1,i+1}}{dt} dt \right\} \prod_{i=M}^N \left\{ \int_0^{\Delta t_{M,i+1}} \frac{dp_{i,i+1}}{dt} dt \right\}. \quad (6)$$

В этой формуле в качестве плотности вероятности берется, как и в работе [40], выражение

$$\frac{dp_{i,i+1}}{dt} = \lambda_{i+1} e^{-\lambda_{i+1}t} \prod_{j \neq i+1} e^{-\lambda_j t}. \quad (7)$$

Для случая сравнительно малых загрузок, следуя указанной работе, получим более простое соотношение

$$n_b \approx T \prod_{i=1}^M \lambda_i \prod_{i=M}^{N+1} \Delta t_{1,i} \prod_{i=M+1}^{N+1} \tilde{\lambda}_i \prod_{i=M+1}^{N+1} \Delta t_{i,i+1}. \quad (8)$$

Если еще упростить ситуацию и оперировать средними значениями λ_k , то

$$n_b \approx \lambda_1 T \lambda_{SF} \Delta t_{SF} \bar{\lambda}^{M-1} \tilde{\lambda}^{N-M} \prod_{i=2}^M \Delta t_{1,i} \prod_{i=M}^{N-1} \Delta t_{i,i+1}. \quad (9)$$

Далее, взяв в качестве времени эксперимента T эффективное время $nT_{\text{эксп}}$ [45], где n — количество координатных пикселей (≈ 200 для конкретного детектора, согласно той же работе), $T_{\text{эксп}}$ — время эксперимента, и учитывая, что полное количество сигналов спонтанного деления для всего детектора $N_{SF} = \lambda_{SF} n T_{\text{эксп}}$, получим:

$$n_b \approx N_{SF} \lambda_{ER} \lambda_{\alpha}^{M-1} \tilde{\lambda}_{\alpha}^{N-M} \prod_{i=2}^M \Delta t_{1,i} \prod_{i=M}^N \Delta t_{i,i+1}. \quad (10)$$

В выражении (5) переменные, соответствующие параметрам загрузок, обозначены разными символами, поскольку для случая неизвестных распадов должен использоваться гораздо более широкий энергетический интервал, не ассоциирующийся с разрешением детектора, как это допустимо для случая известных изотопов. Разумеется, последнее уточнение не распространяется на сигнал спонтанного деления, завершающего цепочку распада. Определение же энергетического интервала для сигнала (или имитатора) спонтанного деления является предметом отдельного рассмотрения.

2.4.2. Модифицированный подход на основе BSC-модели. Рассмотрим применение метода «активных корреляций», когда указатель на потенциальную корреляцию ядро отдачи – альфа-распад прекращает на короткое время процесс облучения мишени. Обычно $\tau < t_0$ или даже $\tau \ll t_0$. Здесь τ — длительность паузы и t_0 — длительность корреляционного окна.

Если попытаться оценить статистическую значимость события, следует иметь дело с тремя различными группами альфа-частиц, а именно:

- 1) сигнал регистрируют основным PIPS-детектором;
- 2) сумма — частично в боковом детекторе, частично в фокальном;
- 3) другие варианты.

Кроме того, рассмотрим временное распределение пауз «вне пучка», хорошо известное из эксперимента.

При этих обстоятельствах, а также рассматривая PIPS-детектор как набор отдельных пикселей, можно написать следующее соотношение:

$$\Delta N_R^{i,j} = P_{i,j}(n) \int_0^{\tau_{\text{opt}}} \frac{dN_{i,j}^{\text{meas}}}{dt} dt \quad (11)$$

и, следовательно, для всего детектора:

$$N_R = \sum_{i,j}^{M,\text{strips}} \Delta N_R^{i,j} = \sum_{i,j}^{M,\text{strips}} P_{i,j}(n) \int_0^{\tau_{\text{opt}}} \frac{dN_{i,j}^{\text{meas}}}{dt} dt. \quad (12)$$

Здесь $P_{i,j}(n)$ — вероятность детектирования n случайных сигналов в паузе «вне пучка» для одного пикселя; strips — число позиционно-чувствительных стрипов; M — эффективное количество пикселей на стрип и N_R — ожидаемое среднее событие случайных корреляций.

В (11) интервал интегрирования $\tau_{\text{opt(imal)}}$ выбирается в соответствии с [41], а именно: $(m + 1/m)\tau$, где m — количество сигналов после «старта» (ядро отдачи). В нашем случае это точно число n . В рамках модели BSC можно написать для величины вероятности $P(n)$:

$$P(n) = p_s \prod_{k=1}^3 Q_{k_m}(t_{\text{opt}}), \quad Q_{k_i} = \frac{(\lambda_{k_m} t)^{k_m}}{k_m!} \exp(-\lambda_{k_m} t), \quad (13)$$

и $\sum k_m = n$.

Рассматривая параметр конфигурации p_s как $p_s = (\prod_m k_m!)/n!$, после подстановки получим соотношение

$$\begin{aligned} N_R &= \sum_{i,j}^{M,\text{strips}} \Delta N_R^{i,j} = \\ &= \frac{\prod_{m=1}^3 k_i!}{n!} \sum_{i,j}^{M,\text{strips}} \left(\prod \frac{(\lambda_{k_m}^{i,j} \tau_{\text{opt}})^{k_m}}{k_m!} \exp(-\lambda_{k_m} \tau_{\text{opt}}) \right) \int_0^{\tau_{\text{opt}}} \frac{dN_{i,j}^{\text{meas}}}{dt} dt. \quad (14) \end{aligned}$$

На практике позиционное окно для паузы «вне пучка» слегка больше, чем аналогичное, применяемое для статистических оценок.

Пусть $\xi \approx N_{|\Delta Y \leq \Delta_{\text{eff}}}/N_{\text{tot}}$, где N_{tot} — общее количество пауз, $N_{\Delta Y}$ — таковое, соответствующее эффективному вертикальному размеру пикселя. Сле-

довательно, окончательно (14) можно записать как

$$N_R = \frac{N_{|\Delta Y \leq \Delta_{eff}}}{N_{tot}} \times \prod_{m=1}^3 \frac{k_i!}{n!} \sum_{i,j}^{M,strips} \left(\prod_{k_m} \frac{(\lambda_{k_m}^{i,j} \tau_{opt})^{k_m}}{k_m!} \exp(-\lambda_{k_m} \tau_{opt}) \right) \int_0^{\tau_{opt}} \frac{dN_{i,j}^{meas}}{dt} dt. \quad (15)$$

2.4.3. Условно «большие» фоновые загрузки. Синтез относительно долгоживущих изотопов СТЭ (от ~ 1 с) предопределил широкое развитие исследований по химической идентификации и изучению свойств новых элементов [46]. Были проведены эксперименты по химической идентификации элементов $Z = 112, 114$ в реакциях полного слияния ^{48}Ca с $^{242,244}\text{Pu}$ с применением метода газовой хроматографии [47, 48].

В ЛЯР ОИЯИ в 2010 г. был проведен эксперимент с использованием реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ [49–51]. Поскольку в данных экспериментах сигнал ядра отдачи не может быть зарегистрирован в принципе, экспериментаторы регистрируют последовательность $\alpha_1 - \alpha_2 \dots - \alpha_n - \text{SF}$. Отметим, что фоновые условия этих экспериментов не лучше, чем в экспериментах на электромагнитных сепараторах [50].

Детальное описание детектирующей системы, применяемой в таких опытах, дано в работе [52]. Сама установка состоит из систем детектирования, охлаждения, поддержания вакуума, сбора, визуализации и обработки данных. Конструкция модуля детектора имеет следующие особенности [52]:

- модуль детектора состоит из двух симметричных половинок и является разборным;

- конструкция модуля и технология сборки кристалла детектора позволяют создавать температурный градиент на одном модуле до 40°C без повреждений детектора;

- все внешние электрические контакты модуля выполнены пайкой соединительных проводов при «плавающем» механическом позиционировании модуля в общей конструкции.

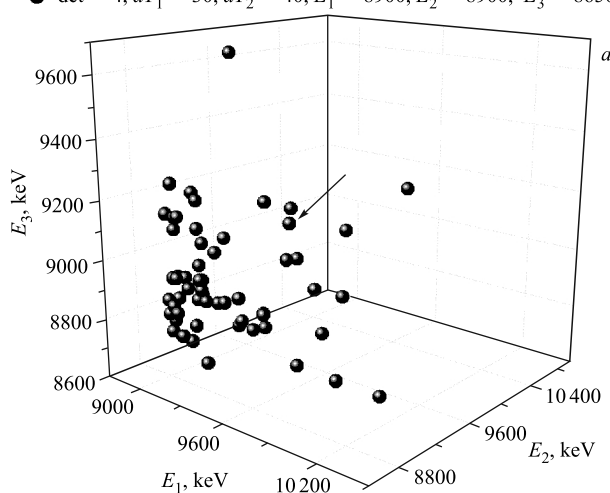
Площадь одного детектора составляет $17 \times 42,5$ мм, а его толщина 300 мкм. Детекторы имеют по четыре стрипа с площадью чувствительной области 15×10 мм. Для определения коэффициента адсорбции СТЭ и/или их дочерних продуктов распада на благородных металлах каждый детектирующий модуль имеет золотое напыление площадью 13×8 мм и толщиной ~ 100 мкг/см². В работе [50] предложена статистическая модель, особенностью которой является максимальная приближенность внутренних параметров модели к параметрам, непосредственно извлекаемым из эксперимента. При этом ожидаемое среднее число случайных событий дается простой фор-

мулой, соответствующей пуассоновскому процессу:

$$\bar{N}_R \approx N_{FF}(1 - \exp(-\lambda_{\alpha(n)}t_{\alpha-SF})), \quad (16)$$

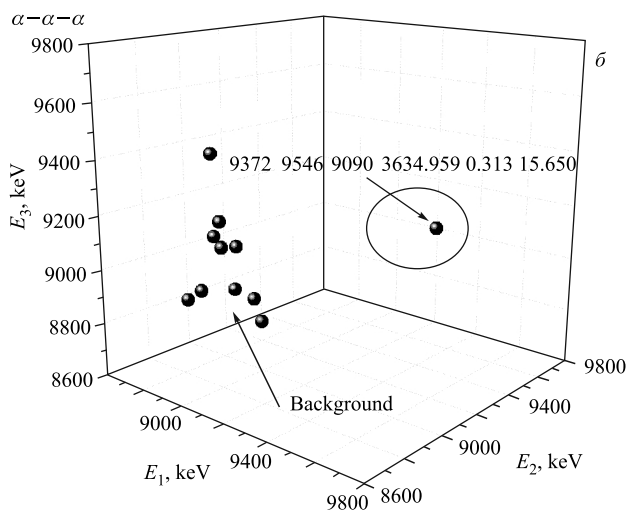
где N_{FF} — число осколков спонтанного деления на стрип в течение всего эксперимента; $\lambda_{\alpha(n)}$ — частота регистрируемых групп данного типа. В качестве примера на рис. 21, *a-v* приведены трехмерные картинki распада, начиная

● det = 4, $dT_1 = 30$, $dT_2 = 40$, $E_1 = 8900$, $E_2 = 8900$, $E_3 = 8650$



Am + Ca \rightarrow 115 \rightarrow ...111 (Dmitriev et al.)

det = 4, $dT_1 = 2$, $dT_2 = 48$, $E_1 = 8800$, $E_2 = 8800$, $E_3 = 8700$



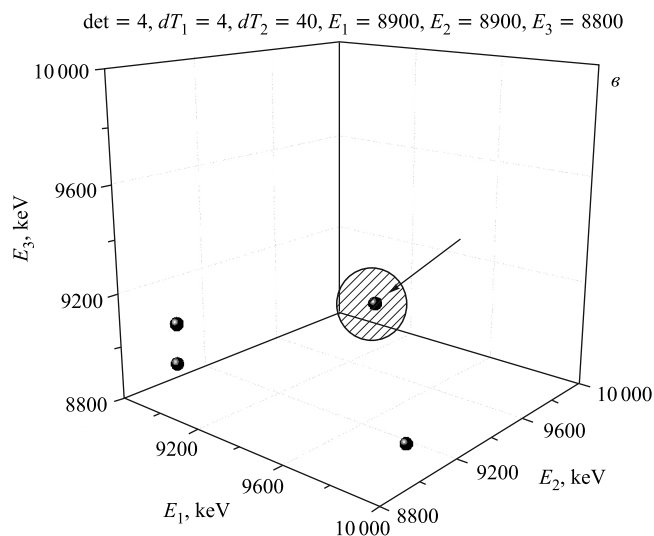


Рис. 21. Фоновые условия для корреляционного события, детектированного в реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$

с $Z = 111$, при различных условиях. Отметим, что в работе [50] сделан вывод о том, что данное событие не может быть объяснено совокупностью случайных факторов.

Ниже приводится алгоритм — фрагмент кода для поиска корреляций данного типа.

Параметры времен корреляций (пример):

```
#if(AmCa==true && BkCa==false)
  const float T_COR_TOTAL = 44.0; полное время  $\alpha$ - $\alpha$ - $\alpha$  корреляции
  static float T_COR_SET1 = 4.0; первое корреляционное время
  static float T_COR_SET2 = T_COR_TOTAL - T_COR_SET1; ... второе
  static float T_COR_SET3 = 100.0; время(интервал) до 4-й альфа-частицы
  ...
#endif
... и собственно процедура нахождения коррелированного события:
void _fastcall Quadro ( ) // поиск корреляций C++ Builder
{
  int i, j, k, m; float e1, e2, e3, e4; bool suc1, suc2, suc3, suc4;
  float dt1, dt2, dt3, ti1, ti2, ti3, ti4;
  to.open(crl4, ios::out|ios::app);
  to << " _____ " << endl;
```

```

sprintf(ch_wr,"det=%2i dT1=%3.0f dT2=%3.0f dT3=%4.0f E1=%5.0f E2=%5.0f
E3=%5.0f E4=%5.0f ",N_INTEREST, T_COR_SET1, T_COR_SET2,
T_COR_SET3, LOWC1,LOWC2,LOWC3,LOWC4);
to << ch_wr <<endl;
to << " _____ " <<endl;
for (i=0; i < cnt_crl-3; i++)
{
suc1=false;
e1= mas[i].enr; ti1 =mas[i].tim; if (e1 < LOWC1) continue; else suc1=true;
// mas — структура, соответствующая событиям интересующего альфа-распада
// LOWC — пороги для данного альфа-распада (1...4), N_INTEREST — но-
мер детектора
/*
// Например:
static float LOWC1 = 8700.0; кэВ
static float LOWC2 = 8700.0;
static float LOWC3 = 8600.0;
static float LOWC4 = 8300.0;
static char ch_wr[164];
*/
// const unsigned NCHAIN = 200000; // типичный размер массива для поиска
корреляций
for (j=i+1; j < cnt_crl-2; j++)
{
e2= mas[j].enr; ti2 = mas[j].tim; dt1 = ti2-ti1; if (e2 < LOWC2) continue;
if (dt1 < T_COR_SET1 ) suc2 = true; else break;
for (k = j+1; k < cnt_crl-1; k++)
{
suc3=false;
e3 = mas[k].enr; ti3= mas[k].tim; dt2=ti3-ti2; if (e3 < LOWC3) continue;
if ( dt2 < T_COR_SET2) suc3 = true; else break;
for (m=k+1; m < cnt_crl; m++)
{
suc4=true;
e4 = mas[m].enr; ti4= mas[m].tim; dt3=ti4-ti3; if (e4<LOWC4) continue;
if (dt3 < T_COR_SET3) suc4 = true;else break;
if ( suc1==true && suc2==true && suc3==true && suc4==true)
{
sprintf(ch_wr, " %6.0f %6.0f %6.0f %6.0f %13.3f %6.3f %6.3f %7.3f ",
e1,e2,e3,e4,ti1, dt1,dt2,dt3);
to << ch_wr << endl;
if (ti1 > t_memo_cr) cnt_cor4++;
}
}
}
}
}

```



```

    t.memo_cr=t1;
  }
} // end 4th cycle
} // end 3d cycle
} // end 2nd cycle
} // 1st cycle end
to << " _____ " <<endl;
to.close();
Form1->Caption= " конец поиска a-a-a-a ";
}

```

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные подходы, методы, алгоритмы, программы успешно применялись в течение последнего десятилетия в экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов на пучке ионов ^{48}Ca на установке дубненский газонаполненный сепаратор. Благодаря применению метода «активных корреляций» цепочки распада сверхтяжелых ядер получались практически в бесфоновых условиях. Успех применения этого метода был бы невозможен без эмпирических приближений и компьютерного моделирования для измеренных значений сигнала энергии ядер, имплантируемых в фокальный PIPS-детектор. С другой стороны, успех долговременных облучений актинидных мишеней стал возможен с созданием интегрированной системы контроля параметров, особенно в части, касающейся безаварийной работы критически значимых узлов и модулей. Отметим, что данные системы, методы, алгоритмы постоянно развиваются как в плане детектирующих модулей, так и программного обеспечения. Предложенные подходы для оценки статистической значимости более точно отражают специфику метода «активных корреляций».

Данная работа частично поддержана грантом РФФИ, № 11-02-12066.

Дополнение 1

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ВЕЛИЧИНЫ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ЗАРЯДА В СЛУЧАЕ ИМПЛАНТАЦИИ НУКЛИДА В PIPS-ДЕТЕКТОР НА ГЛУБИНУ, МЕНЬШУЮ ИЛИ СРАВНИМУЮ С ЭФФЕКТИВНЫМ РАЗМЕРОМ ТРЕКА ПОСЛЕ ТЕРМАЛИЗАЦИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ

Рассмотрим трек после термализации неравновесных носителей, с концентрацией последних

$$n(r, t) = \frac{N}{4\pi DtR} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right) \quad (\text{см. [53]}),$$

а для количества рекомбинирующих пар, соответственно [54]:

$$dN_r \approx 2sR dr n(r, t) dt.$$

В этих выражениях D ($16 \text{ см}^2/\text{с}$) — коэффициент амбиполярной диффузии в кремнии; s — скорость поверхностной рекомбинации ($\text{см}/\text{с}$); R — пробег частицы (см); N — полное число генерированных электронно-дырочных пар; $n(r, t)$ — их концентрация; r, t — расстояние и время соответственно.

После введения параметра относительных рекомбинационных потерь, а именно $\lambda = \Delta N/N$, и полагая $\lambda \ll 1$, можно написать следующее соотношение для потерь заряда (см. [54]):

$$\lambda \approx 2sR \int_0^{T_{\text{pl}}} dt \int_0^\infty n(r, t) dr.$$

После интегрирования в [55] получено $\lambda_{\text{max}} = \lambda_0(R/\sqrt{\pi}R_{\text{pl}})$. Здесь $R_{\text{pl}} = \sqrt{DT_{\text{pl}}}$, $\lambda_0 = sT_{\text{pl}}/R$, а параметр T_{pl} не что иное, как плазменное время согласно модели Сейбта [55] — деструкция трека на основе токов, ограниченных пространственным зарядом. Соответственно, при моделировании спектра альфа-распада имплантированных ядер угловая зависимость рекомбинационной компоненты полного дефекта амплитуды ионизации принималась как

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

λ_{max} — в остальных случаях. θ — угол по отношению к нормали поверхности PIPS-детектора*.

Дополнение 2

НЕЧЕТКО ЗАДАННАЯ ПОЗИЦИЯ ЯДРА ОТДАЧИ ПРИ ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДА «АКТИВНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ»

Иногда существует потребность не имплантировать нуклиды в PIPS-детектор, а тормозить ядро полностью в фольге, расположенной в некоторой довольно близкой окрестности поверхности детектора. Разумеется, при этом предполагается, что геометрическая эффективность регистрации альфа-распадов значима. В группе ГНС (ЛЯР ОИЯИ) создан времяпролетный газовый

*Более актуально для сравнительно низкоомных детекторов ($\rho(\text{Si}) \sim 1 \text{ КОм} \cdot \text{см}$ или ниже).

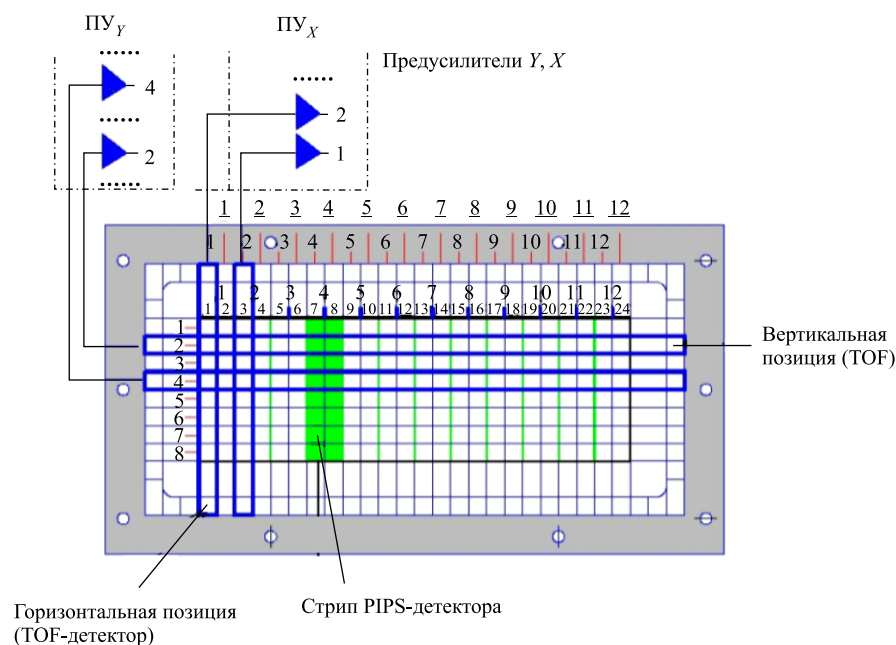


Рис. 22. Конфигурация TOF-детектора с позиционно-дискретной чувствительностью (схематично: вид со стороны пучка). Соответствие блоков: $ПУ_Y \rightarrow ADC_Y$, $ПУ_{X1} \rightarrow ADC_X1$, $ПУ_{X2} \rightarrow ADC_X2$. Соответствующие АЦП располагаются в крейте контроллера КК-012. Опрос — при наличии ненулевого времени пролета основного крейта (с автономным контроллером)

модуль с дискретно-разделенными секциями катода камеры «Стоп». При этом данное устройство совмещают со стрипами PIPS-детектора, если смотреть со стороны пучка циклотрона (рис. 22). На рисунке схематично показаны сигналы, которые применяют для фиксации корреляции типа ядро отдачи – альфа-распад в данном случае.

Ниже приведен фрагмент кода, соответствующий данному случаю, для поиска потенциального указателя на корреляцию.

```
// C++ Borland 4.5 ; DOS 6.22
void alo_cam (void) // это просто, чтение КАМАК КСР-21 (см. [23] и, например, рис. 5a)
{
    pp = (unsigned*) МК_FP(base_adr, 0x400*KSR21);
    for(j=0; j<16; j++) ww[j]=*pp;
    asm nop;
}
```

```

        correlation = 0;
        e=0; ew =0; e_total=0;
        pp = (unsigned*) MK_FP(base_adr, 0x400*KSR21+20);
        *pp=1;
        q1=0;
        pp = (unsigned*) MK_FP(base_adr, 0x400*KSR21+2*26);
        *pp=1;
        ksr++;
        tof = ww[9]%1024;
// определяем амплитуду времени пролета с общего тракта TOF
}
// alo_tof выполняется в блоке main, только если tof > 0 — определение
координаты ER
// и временного матричного элемента матрицы рекойлов
void alo_tof (void) {
int wwx, wwy, strTOF, pixTOF, amp1, amp2;
tim_EVR = 6.5536*float(ww[11]) +(0.0001*float(ww[12]));
// соседние сигналы по X разведены по разным мультиплексорам для умень-
шения граничных эффектов (рис. 22). Соответственно, после чтения обоих
АЦП (соответствующих своим мультиплексорам) начинаем искать соответ-
ствие позиции, определенной из TOF-измерений, таковой для PIPS-детектора.
ADC_X1,2 и ADC_Y — соответствующие АЦП (номера станций в крейте
КАМАК)
pp = (unsigned*) MK_FP(base_adr, 0x400*ADC_X1);
wwx1=*pp;
pp = (unsigned*) MK_FP(base_adr, 0x400*ADC_X2);
wwx2=*pp;
pp = (unsigned*) MK_FP(base_adr, 0x400*ADC_Y);
wwy=*pp;
strTOF=wwx1/4096; amp1 = wwx1%4096;
strTOF2=wwx2/4096; amp2 = wwx2%4096;
pixTOF=wwy/4096;
strTOF= (amp2 >=amp1) ? strTOF2 : strTOF;
// в неоднозначной ситуации берем стрип, соответствующий наибольшему
сигналу
if (strTOF >-1 &&strTOF< 12 && pixTOF >-1 && pixTOF < 9) reco
[strTOF][pixTOF]=tim_evr;
}....
// в подпрограмме поиска корреляции, соответствующий фрагмент, см. ниже
if ( e > EAMIN && e < EAMAX && ww[14] < МЕТКАМАХ ) {
dt = tim1 - reco[strip][npix];

```

```

if (e > 9800 && e <= 11000) EPSILEN=0.0025*(11000.0-e);
// блок условий epsilen
if (EPSILEN==0) EPSILEN=0.00002;

```

т. е. этот фрагмент упрощается... Разумеется, часть сигналов будет потеряна, так как альфа-распад следует в 2π (смотрим только переднюю полусферу!), а минимальное расстояние до фольги-сборника не может быть менее одного миллиметра по конструкционным особенностям модуля детектирования).

Отметим, что приведенный здесь алгоритм находится в стадии тестовых испытаний.

Дополнение 3

О ВЕЛИЧИНЕ СДВИГА СПЕКТРА ЯДЕР ОТДАЧИ ПО ОТНОШЕНИЮ К «КИНЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ»

В работе [26] ядро отдачи ^{252}No рассматривалось как «кинематическая модель» для регистрации более тяжелых ядер, масса которых, однако, находится в некоторой малой окрестности массы 252, т. е. выполнено предположение, что $(A - 252)/252 \ll 1$. При этом для величины массового числа синтезированного нуклида было получено соотношение

$$A \approx 252 + h\Delta E_{\text{meas}},$$

где $h \approx 14$ а. е. м./МэВ — расчетный параметр для модуля детектирования.

Поскольку установка ГНС является наиболее эффективной физической установкой в области СТЭ, возможен более прямой метод калибровки, т. е. определения параметра h в случае, когда синтезируется достаточное количество сверхтяжелых нуклидов с определенной массой. Так, для $A = 288$ из реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{288}115 + 3n$ были проведены три калибровки из реакции $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$, со средним значением центроиды измеренного спектра ядра отдачи ^{252}No $E_{\text{meas}}(252) = 13,165$ МэВ [56]. Для ядра $Z = 115$ $E_{\text{meas}}(288) \approx 11,5$ МэВ. Таким образом, измеренное грубо в линейном приближении значение параметра h следует считать, как $h \approx 21,6$ а. е. м./МэВ.

Так, если иметь в виду для среднего сдвига спектра событий $Z = 117, 118$ (см. рис. 14) значение 1,978 МэВ, то можно получить для среднего эффективного значения массового числа $\bar{A} \approx 252 + 21,6 \cdot 1,978 \approx 294,7$, что является более чем удовлетворительным. Разумеется, с той же величиной статистической ошибки, приведенной в работе [57]. В качестве дополнительного обоснования приведенной процедуры на рис. 23 показана эмпирическая зависимость центроиды ядра отдачи для разных экспериментов, в которых

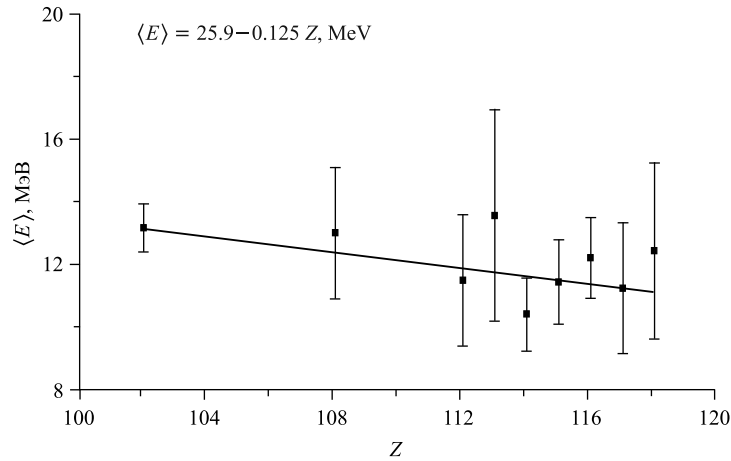


Рис. 23. Зависимость положения центра тяжести спектра ядер отдачи от порядкового номера компаунд-ядра для PIPS-детектора ГНС. В качестве ошибки — расчетное стандартное отклонение (см. [58]). Приводимая величина случайной ошибки примерно соответствует 95 %-му доверительному интервалу

применялась детектирующая система ГНС. Отметим, что сама по себе приведенная на рис. 23 линейная зависимость может рассматриваться как специальная характеристика детектирующего модуля при некоторых фиксированных условиях. Соответственно, в рамках допущений модели [26] легко вычислить значение параметра h . А именно:

$$h \equiv -\frac{1}{dE/dA} = -\frac{1}{\text{slope}} \frac{dA}{dZ} \approx -\frac{1}{\text{slope}} \frac{252}{102} \approx \frac{1}{0,133} 2,47 \approx (19,8 \pm 7) \text{ а. е. м./МэВ.}$$

Полученный таким образом параметр неплохо согласуется с вышеизложенным (параметр $\text{slope} = -0,13302$, рис. 23).

Дополнение 4

ОПЫТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ФОРМЫ ПУЧКА

Данные опыты проводились с применением игольчатого сканера пучка [59]. Программа набора данных снимала массивы по 48 каналам для двух распределений, X и Y . Изображение двух спектров наблюдалось как в

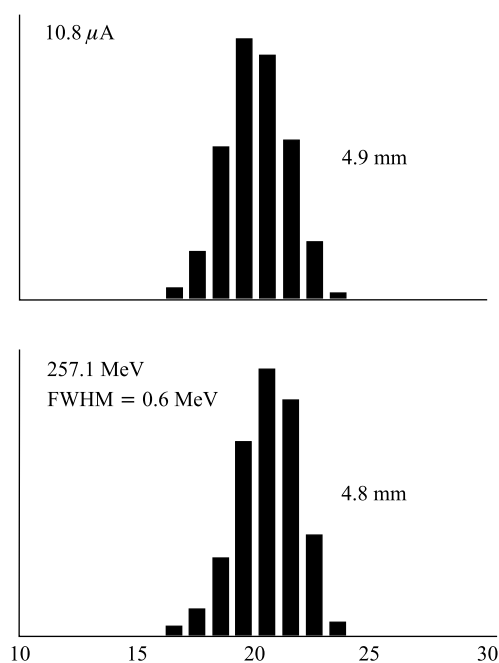


Рис. 24. Спектры распределений (X , Y), показывающие характерный размер ≈ 5 мм по обоим направлениям. Интенсивность пучка ионов ^{48}Ca также измерена при помощи электромеханического сканера [59]

комнате дистанционного контроля установки ГНС, так и на пульте У-400 дежурным оператором, что позволяло производить подстройку пучка. На рис. 24 показаны два спектра, соответствующие горизонтальной и вертикальной проекциям. Отметим, что при стабильной работе циклотрона именно приведенные на рисунке размеры (ПШПМ=FWHM) следует считать характерными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104, No. 14. P. 142502.
2. *Subotic K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 481. P. 71.
3. *Lazarev Yu. A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1903.
4. *Lazarev Yu. A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 624.
5. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 064609.
6. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Ibid. V. 69. P. 054607.

7. *Tsyganov Yu. S.* // Part. Nucl., Lett. 2009. V. 6, No. 1. P. 59–62.
8. *Tsyganov Yu. S.* // Proc. of NEC'2007, Varna, Bulgaria, Sept. 10–17. Dubna, 2008. P. 430–433.
9. *Wittwer D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2010. V. 268. P. 28–35.
10. *Dmitriev S. N. et al.* // Proc. of TAN07, Sept. 2007.
11. *Жучко В. Е., Цыганов Ю. С.* Сообщ. ОИЯИ Р7-89-451. Дубна, 1989.
12. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 513. P. 413–416.
13. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 525. P. 213–216.
14. *Лазарев Ю. А. и др.* // Тр. XVII симп. по ядерной электронике, Варна, Болгария, 15–21 сент. 1997 г. Дубна, 1998. С. 202–205.
15. *Tsyganov Yu. S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 582/2. P. 696–700.
16. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 477. P. 406–409.
17. *Subbotin V. G. et al.* // Acta Phys. Polonica. 2003. V. 34, No. 4. P. 2159.
18. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 392. P. 197–201.
19. *Tsyganov Yu. S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 608. P. 183–184.
20. *Tsyganov Yu. S.* // Part. Nucl., Lett. 2007. V. 4, No. 4. P. 363–366.
21. *Бонюшкина А. Ю. и др.* Препринт ОИЯИ Р10-95-284. Дубна, 1995.
22. *Журавлев Н. И. и др.* Сообщ. ОИЯИ 10-11636. Дубна, 1978.
23. *Сухов А. М. и др.* Сообщ. ОИЯИ Р13-96-371. Дубна, 1996.
24. *Tsyganov Yu. S.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1999. V. 25. P. 937–940.
25. *Tsyganov Yu. S.* // Proc. of NEC'1997, Varna, Bulgaria, Sept. 15–21, 1997. Dubna, 1998. P. 206–210.
26. *Цыганов Ю. С.* // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40, вып. 6. С. 1563–1602.
27. *Tsyganov Yu. S.* // Proc. of IEEE Real-Time Conf., June 2010, Lisbon, Portugal.
28. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Proc. of HPC-ASIA'97 Conf., Seoul, Korea, 2 May, 1997. California, 1997.
29. *Tsyganov Yu. S.* JINR Commun. E10-99-36. Dubna, 1999.
30. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N.* // Appl. Rad. Isotopes. 1996. V. 47, No. 4. P. 451–454.
31. *Сухов А. М., Поляков А. Н., Цыганов Ю. С.* // Письма в ЭЧАЯ. 2010. Т. 7, вып. 5. С. 603–615.
32. *Tsyganov Yu. S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 378. P. 356–359.
33. *Haines E. L., Whitehead A. B.* // Rev. Sci. Instr. 1966. V. 3. P. 190.
34. *Wilkins B. D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 92. P. 381.
35. *Кушнирук В. Ф., Цыганов Ю. С.* // ПТЭ. 1998. № 3. С. 30–33.
36. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 363. P. 611–613.

37. Цыганов Ю. С. Сообщ. ОИЯИ P13-96-340. Дубна, 1996.
38. Tsyganov Yu. S. // Proc. of NEC'2007, Varna, Sept. 10–17. Dubna, 2008. P. 423.
39. Hoffmann S. et al. // Eur. Phys. A. 2007. V. 32. P. 251.
40. Schmidt K.-H. et al. // Z. Phys. A. 1984. V. 316. P. 19.
41. Zloказov V. B. // Eur. Phys. A. 2000. V. 8. P. 81–86.
42. Цыганов Ю. С. Сообщ. ОИЯИ P7-2008-189. Дубна, 2008.
43. Oganessian Yu. Ts. et al. // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 034611.
44. Viola V. E., Seaborg G. T. // J. Inorg. Chem. 1966. V. 28. P. 741–744.
45. Stoyer N. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 455. P. 433–441.
46. Oganessian Yu. Ts. // J. Phys. G: Part. Nucl. Phys. 2007. V. 34. P. 165.
47. Eichler R. et al. // Nature. 2007. V. 447/3. P. 72.
48. Eichler R. et al. // Radiochem. Acta. 2010. V. 9. P. 133.
49. Dmitriev S. N. // Mendeleev Commun. (submitted).
50. Tsyganov Yu. S. JINR Commun. E10-2010-127. Dubna, 2010.
51. Tsyganov Yu. S. // Proc. of NPS-2010 Symp., Pilani, India, Dec. 20–24, 2010. P. 728.
52. Исаев А. В. и др. // ПТЭ. 2010. № 6. С. 1–5.
53. Кушнирук В. Ф. Сообщ. ОИЯИ P13-11933. Дубна, 1978.
54. Tsyganov Yu. S. // Appl. Rad. Isotopes. 1997. V. 48, No. 9. P. 1211–1213.
55. Seibt W., Sundström K. E., Tove P. A. // Nucl. Instr. Meth. 1973. V. 113. P. 317.
56. Oganessian Yu. Ts. et al. // Phys. Rev. C (submitted).
57. Tsyganov Yu. // Part. Nucl., Lett. 2011. V. 8, No. 1(164). P. 63–67.
58. Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N. // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 558. P. 329–332.
59. Tsyganov Yu. S., Sukhov A. M., Polyakov A. N. JINR Commun. E10-99-36. Dubna, 1999.