

УДК 621.384.668.8

СЕПАРАЦИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ
ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ,
ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ
(ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР)

А. В. Еремин, А. Г. Попеко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	895
КИНЕМАТИЧЕСКИЕ СЕПАРАТОРЫ ЯДЕР ОТДАЧИ	899
МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАССЫ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР	909
МОДЕРНИЗИРОВАННЫЙ СЕПАРАТОР ВАСИЛИСА	911
МАСС-СЕПАРАТОР MASHA	922
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	924
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	925

УДК 621.384.668.8

СЕПАРАЦИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ, ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ (ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР)

А. В. Еремин, А. Г. Попеко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В последние годы в экспериментах по синтезу и изучению свойств радиоактивного распада изотопов трансформированных элементов широко используются кинематические сепараторы продуктов реакций полного слияния. Для идентификации вновь синтезируемых ядер в основном применяется метод последовательных $\alpha\alpha$ -корреляций. Получение высокоинтенсивных ускоренных пучков ^{48}Ca , использование которых дало возможность синтезировать новые нейтронно-избыточные ядра, близкие к предсказанной области повышенной стабильности ($Z = 114$, $N = 184$), потребовало дальнейшего развития методов сепарации и идентификации новых нуклидов. Для ядер, имеющих массу порядка 280–290 а. е. м., на модернизированном сепараторе ВАСИЛИСА получено массовое разрешение порядка 1,5%. В настоящее время в ЛЯР ОИЯИ создается масс-сепаратор с разрешением 0,3%.

Over the last years, the recoil separators have been widely used for the investigation of evaporation residues produced in complete fusion reactions induced by heavy ions. For identification of the newly synthesized nuclei, the delayed $\alpha\alpha$ correlation method has been mainly applied. Production of high-intensity accelerated beams of ^{48}Ca , which allowed one to synthesize new neutron-rich nuclei close to the predicted region of enhanced stability ($Z = 114$, $N = 184$), demands further development of the methods for separation and identification of new nuclides. Using the upgraded separator VASSILISSA, mass resolution at the level of 1.5% was obtained for nuclei having masses in the range of 280–290 a.m.u. At the present time, a mass separator with a resolution of 0.3% is being constructed at the FLNR, JINR.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение продуктов реакций полного слияния атомных ядер в последние 40 лет является наиболее перспективным направлением, связанным с синтезом тяжелых и сверхтяжелых элементов и с изучением характеристик ядерного распада нуклидов, удаленных от линии β -стабильности. Поперечные сечения образования испарительных продуктов ядерных реакций полного слияния с тяжелыми ионами не превышают 10^{-30} см² в области $Z \geq 82$ и с ростом атомного номера компаунд-ядра быстро уменьшаются. Однако,

несмотря на это, можно рассчитывать на получение значительного числа новых нуклидов (несколько десятков) в трансфермиевой области, так как высокая интенсивность пучков тяжелых ионов (до 10^{13} частиц/с) позволяет получать компаунд-ядра в ядерных реакциях с поперечными сечениями вплоть до 10^{-36} см² и даже ниже.

Большое число каналов реакций с тяжелыми ионами, поперечное сечение которых превышает 1 б (10^{-24} см²), сильно усложняет проблему идентификации искоемых редких ядер.

В экспериментах по синтезу трансфермиевых элементов первоначально использовались механические системы транспортировки продуктов реакций и методики с использованием газовой струи.

В первом случае ядра отдачи (ЯО) тормозились в сборнике и механически, с помощью диска, барабана или движущейся ленты, переносились к детекторам, регистрирующим α -частицы или осколки спонтанного деления, испускаемые при распаде исследуемого ядра [1, 2].

Во втором случае ядра отдачи тормозились в газе, выносились газовой струей из объема реакционной камеры, а затем осаждались на сборник [3, 4] или аэрозольный фильтр [5], возле которых располагались детекторы. Иногда для осаждения ядер отдачи на сборник применялось электростатическое поле [6, 7].

Экспериментальные установки такого типа были достаточно просты, но тем не менее именно с их использованием был развит метод корреляционного анализа, заключающийся в регистрации последовательных α -распадов, для идентификации новых нуклидов. Если цепочки α -распадов, начинающиеся в неизвестной области, приводят к изотопам с известными свойствами радиоактивного распада и если число зарегистрированных распадов позволяет быть уверенным, что ни одно из звеньев цепочки не пропущено, тогда можно определить массу и атомный номер первоначального изотопа, прослеживая последовательность распадов по цепочке назад. Ядра могут испытывать β -распад или электронный захват, что нарушит последовательность α -распадов. В этом случае необходимо регистрировать рентгеновские кванты и/или электроны, испускаемые при таких распадах.

Метод регистрации последовательных α -распадов применялся в работах по открытию и изучению свойств радиоактивного распада элементов с атомными номерами от 102 до 105 [3–5]. Впоследствии этот метод был развит с применением современных экспериментальных установок и позиционно-чувствительных детектирующих систем в экспериментах по синтезу элементов 107–112 [8].

Из методов, которые использовались или могут быть использованы для идентификации исследуемых нуклидов, назовем следующие:

- определение массы на установках типа ISOL (on-line масс-сепаратор с ионным источником),

- определение массы исследуемых ядер с использованием ионных ловушек,
- исследование химических свойств,
- рентгеновская и γ -спектроскопия.

В установках типа ISOL продукты ядерных реакций, вылетевшие из мишени, тормозятся в газе или твердотельном сборнике, затем транспортируются в ионный источник. В ионном источнике атомы приобретают определенный ионный заряд, затем транспортируются в ускоряющую секцию масс-сепаратора.

Одной из наиболее широко используемых в экспериментах установок типа ISOL является on-line масс-сепаратор в GSI (Дармштадт, Германия). На этом сепараторе ведутся исследования свойств радиоактивного распада ядер, имеющих $N \cong Z$ в области между дважды магическими (имеющими замкнутые нейтронные и протонные оболочки) ядрами ^{56}Ni и ^{100}Sn [9]. Чувствительность экспериментальной установки достаточна для определения массы исследуемых нуклидов в этой области ядер с точностью лучше 1 а. е. м. Так как основной модой распада ядер в этой области являются β^+ -распад и EC-электронный захват, то из детекторов наиболее часто используются пластиковые сцинтилляторы и Ge- γ -детекторы. Несколько экспериментов с использованием этой установки было выполнено при исследовании ядер с $Z \leq 80$.

Для изучения свойств короткоживущих ядер ($T_{1/2} \leq 0,1$ с) применяются установки IGISOL (Ion-Guide Isotope Separator On-Line) [10], являющиеся разновидностью ISOL-систем. В этих установках отсутствует ионный источник и исследуемые продукты ядерных реакций транспортируются прямо в ускоряющую секцию масс-сепаратора.

До настоящего времени установки типа ISOL не использовались для исследования тяжелых ядер с $Z \geq 100$.

Массу исследуемого ядра можно измерить с точностью $\Delta M/M$ лучше чем 10^{-4} , используя ионные ловушки (ion traps). Основным принципом прямого измерения массы является определение «циклотронной» частоты

$$\omega_c = Q/M \cdot B$$

иона в ловушке, имеющего отношение заряда к массе Q/M и помещенного в магнитное поле B . Обычно ионные ловушки используются после установок типа ISOL. Наиболее широко в экспериментах применяется установка ISOLTRAP (ЦЕРН) [11]. На этой установке были измерены массы более чем 100 ядер в области $70 \leq M \leq 150$ с точностью, превышающей $\Delta M/M \approx 10^{-6}$. Основным недостатком систем такого типа является малая эффективность, составляющая доли процента и меньше. В области тяжелых ядер эти установки не использовались.

Относительно новым и достаточно эффективным методом исследования свойств ядер и прямого измерения массы с высокой точностью (лучше чем 10^{-5}) являются накопительные кольца [12]. В отличие от ионных ловушек накопительные кольца могут аккумулировать отсепарированные ионы, имеющие большие распределения по энергиям и фазовым объемам. В основном исследуемые нуклиды производятся в реакциях фрагментации, сепарируются и инжектируются в накопительные кольца. До настоящего времени исследования проводились с относительно легкими ядрами ($A \leq 100$).

Для прямого измерения массы трансфермиевых ядер предназначена установка SHIPTRAP [13], т. е. ионная ловушка, расположенная после кинематического сепаратора — фильтра скоростей SHIP. В настоящее время эта установка готовится к первым тестовым экспериментам.

Исследование химических свойств нуклидов, образующихся в реакциях полного слияния с пучками тяжелых ионов, позволяет установить их принадлежность к определенным группам химических элементов и если известны свойства радиоактивного распада дочерних продуктов, то и атомный номер и массу, т. е. для идентификации конкретного изотопа применяется метод последовательных $\alpha\alpha$ -корреляций. К достоинствам метода «химической сепарации» можно отнести использование толстых мишеней (до 2 мг/см^2), что дает возможность, в отличие от кинематических сепараторов, улавливать ядра, вылетевшие из мишени под большими углами и с малыми скоростями [14].

Типичным примером являются эксперименты по изучению химических свойств Hs (элемента 108), в которых, в частности, был синтезирован новый изотоп ^{270}Hs [15]. При синтезе сверхтяжелых элементов, химические свойства которых могут быть достаточно сильно изменены по сравнению с их химическими гомологами в Периодической таблице элементов вследствие влияния релятивистских эффектов в электронных оболочках, химические методы используются в комбинации с физическими (исследованием свойств распада на кинематических сепараторах). Такие комбинированные эксперименты проводились при исследовании свойств элемента 112 [16, 17].

В последние годы рентгеновская и γ -спектметрия все более широко применяется в экспериментах по изучению свойств радиоактивного распада трансфермиевых элементов [18–20]. Вследствие невысокой эффективности регистрации (несколько процентов), большого набора возможных энергий рентгеновских и γ -квантов, частично перекрывающихся для различных химических элементов, рентгеновские и γ -детекторы могут использоваться только как дополнительные методы идентификации.

В настоящей работе наибольшее внимание будет уделено методам кинематической сепарации продуктов реакций полного слияния от ионов пучка и фоновых продуктов различных реакций, а также развитию методов определения массы тяжелых ядер — остатков испарения.

1. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ СЕПАРАТОРЫ ЯДЕР ОТДАЧИ

Наиболее адекватным и способным решить стоящие перед экспериментаторами задачи по синтезу и изучению свойств радиоактивного распада новых ядер является появившееся в конце 70-х гг. и бурно развивающееся в настоящее время методическое направление — использование кинематических сепараторов продуктов ядерных реакций. В этих установках разделение в пространстве ядер отдачи, бомбардирующих ионов и продуктов реакций многонуклонных передач происходит в электрических и магнитных полях благодаря различию их траекторий, вызванному различием их распределений по ионному заряду и энергии (скорости). В качестве примера в табл. 1 приведены расчетные значения энергий E , средних ионных зарядов $\langle Q \rangle$ (после прохождения ионом тонкой углеродной фольги), электрических E/Q и магнитных $B\rho$ жесткостей ядер отдачи, ионов пучка и упруго выбитых ядер мишени для реакций полного слияния, имеющих различную масс-асимметрию во входном канале. Использование для выделения исследуемых нуклидов кинематических характеристик (ионный заряд не относится к кинематическим характеристикам, но это не является принципиальным для изложения общих принципов) накладывает существенные ограничения на толщину используемых мишеней (100–500 мкг/см²), угол захвата ЯО (в основном не более $\pm 5^\circ$). В последнее время все чаще к отбору по вышеуказанным кинематическим характеристикам добавляется выделение искомым ядер по массе.

Таблица 1. Расчетные значения энергий, средних ионных зарядов, электрических и магнитных жесткостей ядер отдачи, ионов пучка и упруго выбитых ядер мишени

Ион	E , МэВ	$\langle Q \rangle$	$E/\langle Q \rangle$, МВ	$B\rho$, Тл·м
$^{22}\text{Ne} + ^{248}\text{Cm}$				
^{266}Sg	9,5	9,38	1,01	0,77
^{22}Ne	116	9,50	12,2	0,76
^{248}Cm	35	17,2	2,03	0,78
$^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$				
$^{283}112$	37,7	18,3	2,06	0,81
^{28}Ca	230	17,3	13,29	0,87
^{238}U	125	30,3	4,12	0,82
$^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$				
^{265}Hs	63	23,5	2,68	0,79
^{58}Fe	290	22,0	13,8	0,85
^{208}Pb	200	35,7	5,06	0,82

Кинематические сепараторы обеспечивают высокую эффективность ($\varepsilon_{\text{sep}} \simeq 5\text{--}60\%$) и малое время ($T_{\text{sep}} \geq 10^{-6}$ с) транспортировки ядер отдачи от мишени к детекторам, хорошую очистку от бомбардирующих ионов и фоновых продуктов.

По принципу действия кинематические сепараторы можно разделить на несколько групп: фильтры скоростей (установки с комбинированными магнитными и электростатическими полями), электростатические сепараторы, газонаполненные электромагнитные сепараторы. Отдельной группой можно считать кинематические масс-спектрометры, составными частями которых могут быть фильтры скоростей или другого типа сепараторы, используемые для разделения траекторий ядер отдачи и фоновых продуктов. В последнее время в связи с увеличением энергий ускоряемых тяжелых ионов (до 100 МэВ/нуклон и более) появился новый тип установок — так называемые фрагмент-сепараторы (см., например, [21, 22] и ссылки в этих обзорах). Для упрощения описания ионно-оптических систем экспериментальных установок введем следующие обозначения: LQ — квадрупольная магнитная линза; MD — дипольный магнит; ED — электростатический конденсатор.

1.1. Фильтры скоростей. Одним из наиболее известных кинематических сепараторов, с использованием которого получен большой объем экспериментальной информации о новых трансфермиевых элементах, протонной радиоактивности ядер и механизмах реакций «холодного слияния», является фильтр скоростей SHIP [23, 24], работающий в GSI (Дармштадт, Германия). Этот сепаратор выполнен по схеме LQ–LQ–LQ–ED–MD–MD–MD–MD–ED–LQ–LQ–LQ–MD. Комбинация из двух электрических и четырех магнитных полей образует два фильтра скоростей. Дисперсия по скорости максимальна в средней плоскости сепаратора, где производится отделение продуктов испарения компаунд-ядер от бомбардирующих ионов. Дисперсия по скорости компенсируется во второй половине системы. Два триплета квадрупольных магнитных линз, расположенных до и после фильтров скоростей, обеспечивают фокусировку продуктов реакций полного слияния, вылетающих из мишени в направлении первичного пучка в пределах конуса с угловым расстройом 3° и имеющих 20%-й разброс по ионному заряду и 10%-й разброс по скоростям.

В случае реакций «холодного слияния» (энергия возбуждения компаунд-ядра $E^* = 10\text{--}20$ МэВ) в области трансфермиевых компаунд-ядер фактор подавления фона от рассеянных бомбардирующих ионов в фокальной плоскости сепаратора составляет $10^{10}\text{--}10^{13}$. Это дает возможность размещать детектирующую систему, состоящую из трех времяпролетных детекторов и позиционно-чувствительных кремниевых полупроводниковых детекторов, непосредственно в фокальной плоскости. Вращающаяся, синхронизированная с импульсами ускоренного пучка мишень позволяет использовать пучки тяжелых ионов от ^{40}Ar до ^{86}Kr с интенсивностями до 0,8 частиц · мкА. В насто-

ящее время ведутся работы по повышению интенсивности ускоренных пучков на мишени в 3–4 раза, для этого разрабатывается и тестируется система газового охлаждения мишени в комплексе с системой дифференциальной откачки [25]. Давление газа (He) в районе мишени должно быть на уровне нескольких Торр, тогда как в самой экспериментальной установке вакуум должен быть не хуже $1 \cdot 10^{-6}$ Торр.

Установка SHIP начала работать на эксперимент в 1978 г., неоднократно модернизировалась во время эксплуатации. В экспериментах на сепараторе SHIP с использованием реакций «холодного слияния» были синтезированы новые элементы с атомными номерами от 107 до 112 [8]. Для повышения коэффициентов подавления фоновых продуктов в 1994 г. на сепараторе SHIP был установлен дополнительный дипольный магнит после второго триплета квадрупольных линз. Магнит поворачивает ядра отдачи на $7,5^\circ$ и обеспечивает увеличение очистки от рассеянных ионов пучка в 10–100 раз в зависимости от степени масс-асимметрии в комбинации налетающий ион — ядро мишени. В экспериментах на сепараторе SHIP впервые были использованы позиционно-чувствительные стриповые детекторы, расположенные в фокальной плоскости сепаратора, в которые вбивались исследуемые ядра отдачи, пролетевшие через сепаратор [26]. Для идентификации исследуемых нуклидов был применен метод поиска коррелированных по позиции и времени последовательных α -распадов, ведущих в область известных ядер. Восстановление цепочки распада от известных нуклидов позволяло идентифицировать атомный номер и массу исследуемого ядра.

В некоторых случаях сепараторы, созданные на базе фильтра скоростей, дополняются дипольным магнитом и фокусирующими квадрупольными магнитными линзами для получения массового разрешения продуктов ядерных реакций, проходящих через сепаратор. Сепараторы такого типа были созданы в Мичигане, США [27], и Дарсбери, Великобритания [28]. В отличие от сепаратора SHIP, имеющего разнесенные в пространстве магнитные и электрические поля, эти сепараторы имеют фильтр скоростей со скрещенными электрическими и магнитными полями. Фильтр скоростей дополняется магнитным спектрометром типа MD–LQ–LQ–LQ. Сепараторы включают в себя секступольные магнитные линзы для корректировки наиболее значительных aberrаций. Основной областью применения таких сепараторов было изучение ядер — продуктов реакций с массами от 100 до 200 а. е. м. В середине 90-х гг. сепаратор из Дарсбери был перевезен в Окридж, США, и сейчас используется для исследований в области ядерной астрофизики [29].

В 2000 г. в GANIL (Франция) был проведен первый эксперимент по синтезу 106-го элемента на сепараторе LIZE3, представляющем собой два последовательно расположенных фильтра скоростей со скрещенными электрическими и магнитными полями [30].

1.2. Электростатические сепараторы. В случае реакций полного слияния с тяжелыми ионами продукты испарения компаунд-ядра имеют примерно такой же импульс, как и ионы пучка, средние заряды также примерно равны (см. табл. 1). В большинстве случаев для эффективного решения проблемы разделения траекторий продуктов ядерных реакций и ионов пучка используются фильтры скоростей или электростатические дефлекторы.

Для многих задач электростатические сепараторы, где главная часть — один или несколько электростатических дефлекторов (конденсаторов), являются вполне подходящим техническим решением. Они достаточно просты в изготовлении и настройке и могут иметь небольшие габаритные размеры.

Примером простых устройств с одним электростатическим конденсатором могут служить сепараторы, использовавшиеся в Стони-Брук, университет Нью-Йорка, США [31], и Институте Макса Планка (Гейдельберг, Германия) [32]. Благодаря небольшим размерам указанных установок нет необходимости применять фокусирующие элементы типа квадрупольных линз. Эти установки обеспечивают высокую эффективность сепарации продуктов ядерных реакций (от 10 до 60 %) и неплохие факторы подавления фона от пучка ускоренных ионов (10^6 – 10^7).

Примером двухступенчатого электростатического сепаратора может служить работающая в Леньяро (Падуя, Италия) экспериментальная установка [33]. Факторы подавления фона от пучка бомбардирующих ионов составляют 10^7 – 10^8 . Размеры этого сепаратора также невелики (расстояние от мишени до детекторов порядка 1,5 м), поэтому дополнительные фокусирующие элементы не используются. Вышеупомянутые сепараторы применялись для изучения ядерных реакций, имеющих поперечные сечения не ниже 1 мб.

Трехступенчатый электростатический сепаратор ВАСИЛИСА используется в ЛЯР ОИЯИ (Дубна) [34, 35]. Он выполнен по схеме LQ–LQ–LQ–ED–ED–ED–LQ–LQ–LQ. Выбор схемы, включающей в себя три ступени сепарации и фокусирующие элементы, был обусловлен стремлением получить максимально возможные значения эффективности транспортировки продуктов реакций полного слияния, образующихся в асимметричных комбинациях налетающий ион — ядро мишени, наряду с достаточно высокими факторами подавления фоновых продуктов, позволяющими использовать сложные многодетекторные детектирующие устройства в фокальной плоскости.

С помощью установки ВАСИЛИСА изучаются поперечные сечения образования и свойства радиоактивного распада ядер отдачи, образующихся в реакциях полного слияния с тяжелыми ионами в широких диапазонах масс-асимметрии во входном канале реакций ($0,07 \leq A_{\text{ion}}/A_{\text{targ}} \leq 0,3$) и энергий возбуждения ($20 \leq E^* \leq 150$ МэВ) компаунд-ядра.

В процессе экспериментальной работы была проведена оптимизация ионно-оптических параметров сепаратора, анализ эксплуатационных характеристик и последовательное улучшение детектирующей системы и отдельных

узлов сепаратора. В 1995 г. после второго триплета квадрупольных линз был установлен дополнительный дипольный магнит, осуществлявший поворот пучка ядер отдачи на 8° и обеспечивавший дополнительный фактор очистки от рассеянных ионов пучка порядка 10–20 в зависимости от комбинации налетающий ион — ядро мишени [36]. В 1997 г. в фокальной плоскости сепаратора была установлена новая детектирующая система, состоящая из 5 многостриповых детекторов, образующих сборку в виде «колодца». Каждый детектор имеет размер 60×60 мм и 16 стрипов [37]. Фокальный детектор, образующий дно «колодца», имеет позиционную чувствительность вдоль стрипов.

В 2001–2002 гг. была осуществлена замена 8° -го магнита, находящегося после второго триплета линз перед детектирующей системой, на новый дипольный магнит, отклоняющий ядра отдачи на 37° . Новый магнит обеспечивает дополнительную, большую, чем предыдущий магнит, очистку от фоновых продуктов ядерных реакций и рассеянных ионов пучка, а также возможность проводить анализ исследуемых ядер отдачи по массе.

1.3. Масс-спектрометры ядер отдачи. Дальнейшее развитие экспериментальной техники с использованием электростатических дефлекторов привело к созданию нового класса кинематических сепараторов — масс-спектрометров ядер отдачи. Между электростатическими конденсаторами в этих установках расположен дипольный магнит, т. е. используется схема ED–MD–ED, что позволяет достигать хорошего массового разрешения для тяжелых продуктов ядерных реакций (лучше чем 1/200) при достаточно высоких факторах подавления фоновых продуктов (лучше чем 10^7 для рассеянных ионов пучка). В числе первых установок такого типа был созданный в Рочестере, США, масс-спектрометр ядер отдачи [38], выполненный по схеме LQ–LQ–LQ–ED–MD–ED–LQ–LQ–LQ.

Одной из наиболее интенсивно используемых на пучках тяжелых ионов экспериментальных установок такого класса является масс-спектрометр ядер отдачи CAMEL, установленный в Национальной лаборатории Леньяро (Падуа, Италия) [39]. Спектрометр выполнен по схеме LQ–LQ–ED–MD–ED. Дублет квадрупольных линз, расположенный после мишени, служит для фокусировки пучка ядер отдачи. Первый электростатический дефлектор разделяет в пространстве траектории ядер отдачи и ионов первичного пучка. Бомбардирующие ионы тормозятся в пластине первого электростатического дефлектора, создавая тем самым источник фона от рассеянных частиц, отношение E/q для которых близко к тому, что имеют ЯО. В результате из-за достаточно высокого фона от рассеянных ионов пучка предел для поперечных сечений исследуемых реакций составляет десятки микробарн. Дипольный магнит и второй электростатический дефлектор производят очистку ЯО от фоновых продуктов и обеспечивают разрешение по массе для ЯО в фокальной плоскости спектрометра порядка 1/200. В качестве детектора используется позиционно-чувствительная ионизационная камера. Интересной

технической особенностью этого спектрометра является возможность перемещения его под разными углами (от 0 до 45°) по отношению к направлению первичного пучка. Эта возможность позволяет измерять с хорошей точностью угловые распределения продуктов ядерных реакций. В последнее время масс-спектрометр в Леньяро интенсивно используется в on-line экспериментах вместе с 4 π - γ -спектрометром GASP.

Впоследствии спектрометры такого типа были созданы и начали работать на эксперимент в Осаке, Япония [40], Окридже, США [41], Аргонне, США [42], Токай, Япония [43], и Нью-Дели, Индия [44]. От используемого в Леньяро эти спектрометры в основном отличаются только различными комбинациями фокусирующих квадрупольных линз и детекторами, устанавливаемыми в фокальной плоскости. Последние два из перечисленных масс-сепараторов [43, 44] в целях уменьшения фона рассеянных ионов от пучка, тормозящегося в аноде первого электростатического дефлектора, имеют разрезной электрод. Это позволяет пучку проходить сквозь пластину, существенно улучшая фоновые условия. Предельный уровень поперечных сечений ядерных реакций, которые можно изучать с использованием этих сепараторов, составляет величину около 1 нб.

В последнее время только два спектрометра применялись для измерения сечений образования и изучения свойств радиоактивного распада продуктов реакций с тяжелыми ионами в диапазоне масс более 200 а.е.м.: FMA в Аргонне [42] использовался для исследования протонной радиоактивности нейтронно-дефицитных изотопов Pb и Bi [45], и JAERI-RMS в Токай [43] — для исследования свойств радиоактивного распада изотопов Sg в реакции $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$ [46]. Но в последнем случае спектрометр использовался не в режиме высокого массового разрешения.

1.4. Газонаполненные электромагнитные сепараторы. Одним из классов кинематических сепараторов, использующих для разделения в пространстве траекторий ЯО и ионов пучка магнитные поля, являются газонаполненные сепараторы. Их главная особенность заключается в использовании различий магнитных жесткостей ЯО и ионов пучка при перезарядке в газовой среде. При использовании перезарядки в газовой среде становится возможным применение дипольного магнита как основной ступени сепарации ЯО от ионов пучка с неплохим массовым разрешением $\Delta M/M \approx 1/20-1/50$.

Газонаполненные сепараторы отличает относительная простота изготовления и настройки, связанная с малым числом элементов сепаратора, отсутствием высокого напряжения и небольшими размерами. К недостаткам следует отнести использование газа в камере дипольного магнита, что требует применения разделительных входных и выходных окон и затрудняет использование микроканальных пластин для времяпролетных детекторов. В качестве времяпролетных детекторов могут применяться ионизационные камеры. Торможение медленных ЯО во входных и выходных окнах и фольгах

ионизационных камер становится существенным и затрудняет регистрацию ЯО детекторами, расположенными в фокальной плоскости. Тем не менее, несмотря на указанные недостатки, газонаполненные сепараторы получили достаточно широкое распространение в связи со своей относительной простотой и высокой эффективностью сепарации, в некоторых случаях превышающей эффективность других типов сепараторов.

Таблица 2. Кинематические сепараторы, использовавшиеся в экспериментах с пучками тяжелых ионов

Название установки	Научный центр (город)	Страна
Кинематические масс-спектрометры		
FMA	Аргонн	США
JAERI-RMS	Токай	Япония
CAMEL	Леньяро	Италия
HIRA	Нью-Дели	Индия
RMS-HRIBF	Окридж	США
Фильтры скоростей		
SHIP	GSI	Германия
RS*	Дарсбери	Великобритания
LIZE3	GANIL	Франция
Газонаполненные сепараторы		
ГНС	Дубна	Россия
NASE (HECK)**	Дармштадт	Германия
RITU	Ювяскюля	Финляндия
SASSY***	Беркли	США
BGS	Беркли	США
GARIS	Саитама	Япония
Электростатические сепараторы		
Сепаратор**	Гейдельберг	Германия
Сепаратор**	Стони-Брук, Нью-Йорк	США
PIG	Леньяро	Италия
ВАСИЛИСА	Дубна	Россия
* Перемещен в Окридж, США.		
** Выведен из эксплуатации.		
*** Перемещен в Йель, США.		

Первый в мире газонаполненный сепаратор (БЭМС) на пучке тяжелых ионов был создан в ЛЯР ОИЯИ в конце 60-х гг. для поиска протонного

распада из основного состояния [47]. При работе с этой экспериментальной установкой было обнаружено аномальное уменьшение равновесного заряда при переходе к редкоземельным элементам [48]. Аномалия повторяется в заурановой области, ее важно учитывать при калибровках сепараторов для работы с трансурановыми элементами [48, 49].

Газонаполненные сепараторы были построены в нескольких научных центрах: SASSY в Беркли, США [49], GARIS в Саитама, Япония [50], ГНС в Дубне, Россия [51], NASE в Дармштадте, Германия [52], и RITU в университете Ювяскюля, Финляндия [53]. Сепараторы SASSY, ГНС и NASE выполнены по схеме MD-LQ-LQ, остальные сепараторы отличаются дополнительными фокусирующими элементами, расположенными перед дипольным магнитом. В настоящее время сепаратор NASE не используется, а сепаратор SASSY перевезен в Йельский университет, где будет применяться для изучения продуктов реакций полного слияния с тяжелыми ионами [54]. В 1999 г. в Беркли, США, начал работать газонаполненный сепаратор BGS [55], состоящий из одной квадрупольной линзы, фокусирующей ЯО по вертикали, и двух дипольных магнитов с фокусирующими краями.

Сепараторы ГНС, GARIS и BGS в настоящее время интенсивно используются в экспериментах по синтезу трансфермиевых элементов с атомными номерами $Z \geq 110$, сепаратор RITU применяется в основном для изучения свойств распада ядер в области $82 \leq Z \leq 102$.

Перечень кинематических сепараторов, использовавшихся в экспериментах с пучками тяжелых ионов, приведен в табл. 2.

Таблица 3. Параметры некоторых кинематических сепараторов, использующихся в экспериментах по синтезу трансфермиевых нуклидов в настоящее время

Название установки, научный центр (город)	SHIP, GSI	JAERI-RMS, Токай	ГНС, Дубна	ВАСИЛИСА, Дубна	GARIS, RIKEN
Параметр отбора	V	$E/Q \times B\rho$	$B\rho$	E/Q	$B\rho$
Дисперсия, мм/%	—	15 (M)	7,5 ($B\rho$)	18 ($B\rho$)	2 ($B\rho$)
I	12–110	28–130	16–48	40–86	40–86
D	ЯО, α, f, γ	ЯО, α	ЯО, α, f	ЯО, α, f	ЯО, α, f
$\Delta M/M$	—	1/300	—	—	—
$\varepsilon_{\text{sep}}, \%$	1–60	10–30	5–45	5–40	5–60
R	$\geq 10^4$	*	$\geq 10^4$	$\geq 10^4$	$\geq 10^3$
W	10^{10} – 10^{13}	10^8 – 10^{10}	10^{10} – 10^{13}	10^{10} – 10^{13}	10^{10} – 10^{13}

* Нет данных.

Окончание табл. 4

Реакция	Составное ядро	1n		2n		3n		4n		5n		Установка
		σ_{\max}		σ_{\max}		σ_{\max}		σ_{\max}		σ_{\max}		
48Ca + 204Pb	252No	58 ⁺¹⁶ ₋₁₇ нб		13,2 ^{+10,1} _{-6,7} нб		30 ⁺⁹ ₋₇ нб		0,26 ^{+0,19} _{-0,13} нб		1,1 нб*		ГНС
48Ca + 206Pb	254No			500 ⁺¹⁰⁰ ₋₁₀₀ нб						1,7 нб*		ГНС
48Ca + 207Pb	255No			1310 ⁺⁴³⁰ ₋₄₁₀ нб						3,5 нб*		ГНС
48Ca + 208Pb	256No			2050 ⁺⁴⁶⁰ ₋₃₄₀ нб						2,5 нб*		ГНС
26Mg + 238U	264Rf							0,24 нб*		lim 1,6 нб		ГНС
22Ne + 242Pu	266Rf							0,9 нб*		0,4 нб*		ГНС
22Ne + 244Pu	270Sg							80 нб*				ГНС
22Ne + 248Cm	272Hs											ГНС
34S + 238U	278U											ГНС
40Ar + 238U	278U											ГНС
34S + 244Pu	292U											ГНС
48Ca + 244Pu	292U											ГНС
48Ca + 243Am	291U											ГНС
48Ca + 245Cm	293U											ГНС
48Ca + 248Cm	296U											ГНС
48Ca + 249Cf	297U											ГНС
64Ni + 208Pb	272U	17 ⁺⁷ ₋₆ пб										GARIS
64Ni + 209Bi	273U	2,6 ^{+1,2} _{-0,9} пб										GARIS
70Zn + 209Bi	279U	lim 0,2 пб										GARIS
86Kr + 208Pb	294U	lim 1,2 пб										GARIS
86Kr + 208Pb	294U	lim 5 пб										LIZE3
30Si + 238U	268Sg							180 ⁺²⁴⁰ ₋₁₂₀ пб*				JAERI-RMS

* Измерения проводились при фиксированной энергии пучка, поэтому сечение могло быть измерено не в максимуме функции возбуждения.

Основные параметры некоторых, характерных для каждого класса экспериментальных установок, кинематических сепараторов, использовавшихся в экспериментах по изучению ЯО трансфермиевых элементов, представлены в табл. 3. В таблице приняты следующие обозначения: V — скорость ЯО; E/Q — электрическая жесткость ЯО; $B\rho$ — магнитная жесткость ЯО; ε_{sep} — эффективность транспортировки ЯО; D — регистрируемые моды распада ЯО; R — фактор подавления продуктов реакций многонуклонных передач; W — фактор подавления частиц, подобных пучку; I — диапазон масс бомбардирующих ионов, используемых в экспериментах на данном сепараторе; $\Delta M/M$ — массовое разрешение сепаратора. Дисперсия для различных типов сепараторов указана для массы (M) или для импульса ($B\rho$) ядра отдачи.

В табл. 4 приведены экспериментальные данные для сечений образования, полученные на кинематических сепараторах в экспериментах по синтезу и изучению свойств ядер с атомными номерами $Z \geq 96$.

Для тех случаев, когда измерялись функции возбуждения, в табл. 4 приведены максимальные значения сечений образования для каждого канала реакции. В случае, если измерения проводились при фиксированной энергии пучка, сечения могли быть измерены не в максимуме функции возбуждения.

Экспериментальные данные для сечений образования, полученные на сепараторе ВАСИЛИСА в экспериментах по синтезу и изучению свойств ядер с атомными номерами $Z \geq 96$, приведены в [56]. В табл. 4 не отражены результаты некоторых экспериментов, в которых синтезировались новые изотопы трансфермиевых элементов (см., например, [57]), так как в них не измерялись сечения образования ядер отдачи.

2. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАССЫ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Кинематические сепараторы продуктов реакций полного слияния обладают высокой эффективностью транспортировки ядер — продуктов испарения и высокой степенью подавления рассеянных ионов и других фоновых продуктов. В основном в экспериментах по синтезу и изучению свойств радиоактивного распада изотопов трансфермиевых элементов для идентификации вновь синтезируемых ядер применялся метод последовательных $\alpha\alpha$ -корреляций.

С получением высокоинтенсивных ускоренных пучков ^{48}Ca в ЛЯР ОИЯИ появилась возможность синтезировать новые нейтронно-избыточные ядра, близкие к предсказанной области повышенной стабильности ($Z = 114$, $N = 184$) (см., например, [58–60]).

В результате экспериментальных исследований, проведенных в 1999–2003 гг., в реакциях полного слияния наиболее тяжелых изотопов элементов U, Pu, Am, Cm и Cf, доступных в качестве мишеней, и ^{48}Ca как пучка

ускоренных ионов были зарегистрированы распады следующих тяжелых изотопов: $^{279,281}_{110}$, $^{279,280}_{111}$, $^{283-285}_{112}$, $^{283,284}_{113}$, $^{286-289}_{114}$, $^{287,288}_{115}$, $^{290,291,293}_{116}$ и $^{294}_{118}$ [61–64]. В экспериментах использовались газонаполненный сепаратор ГНС [51] и электростатический сепаратор ВАСИЛИСА [36]. Экспериментальные результаты, полученные в ЛЯР, обобщены на рис. 1.

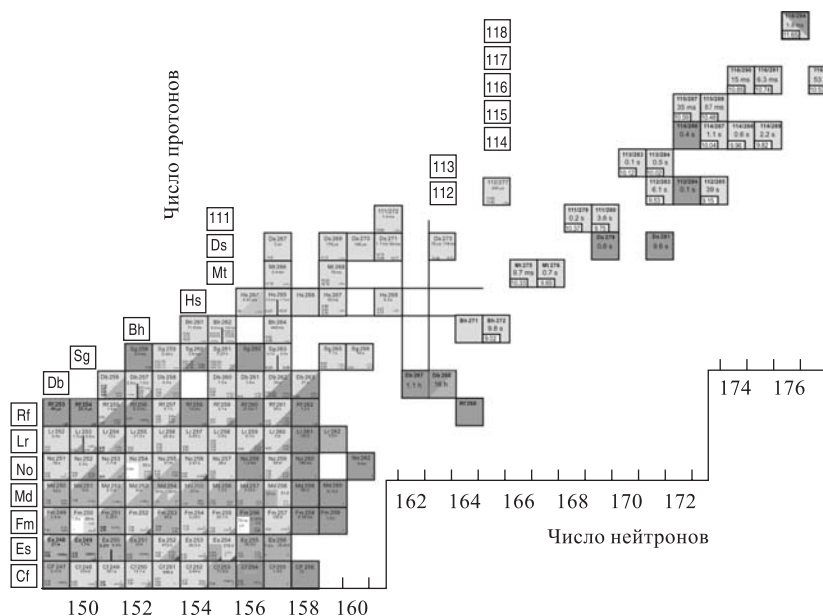


Рис. 1. Часть карты изотопов, включающая вновь синтезированные в реакциях с ионами ^{48}Ca изотопы с атомными номерами $Z = 110-118$

Как уже упоминалось выше, для идентификации новых нуклидов, в основном испытывающих α -распад, широко применялся метод последовательных $\alpha\alpha$ -корреляций [8]. При использовании нейтронно-избыточного изотопа ^{48}Ca в качестве пучка бомбардирующих ионов реакции полного слияния с трансактинидными мишенями приводят в неисследованную область. Теоретические предсказания [65,66] говорят о том, что все цепочки распадов, начинающиеся с нейтронно-избыточных изотопов ($N = 174-178$) элементов 114–118, после нескольких α -распадов будут заканчиваться спонтанным делением изотопов элементов 104–112. Вновь синтезированные изотопы с использованием ускоренных ионов ^{48}Ca образуют изолированный остров, где цепочки распадов начинаются и заканчиваются в неизвестной области. Многие результаты носят предварительный характер, эксперименты на пучке ^{48}Ca в ЛЯР ОИЯИ продолжаются, поэтому вид этой части карты изотопов может измениться.

Для идентификации тех или иных изотопов могут быть приведены различные аргументы: энергетический баланс реакции, перекрестные реакции, в которых должен получаться один и тот же изотоп, последовательная смена мишеней, отличающихся на одну α -частицу. Дополнительную сложность добавляет тот факт, что некоторые короткие цепочки распада, заканчивающиеся спонтанным делением, могут принадлежать изотопам в области Pu–Fm, образовавшимся в реакциях многонуклонных передач при периферийном взаимодействии ускоренных ионов ^{48}Ca и трансактинидных мишеней (U–Cf).

При использовании ускоренных ионов ^{48}Ca решающим методом, позволяющим разделить продукты реакций полного слияния, приводящие к сверхтяжелым нуклидам, и продукты реакций многонуклонных передач, а также провести идентификацию новых изотопов, является измерение массы продуктов реакций.

В первом случае достаточно иметь массовое разрешение на уровне 1,5–2,5 % (для тяжелых ядер — остатков испарения с массами 270–290 а. е. м.).

Во втором случае (для однозначной идентификации сверхтяжелых нуклидов) необходимо создавать экспериментальную установку, имеющую массовое разрешение $\Delta M/M$ на уровне 1/1000 (0,3 % для тяжелых ядер).

Поставленная задача может быть решена в два этапа. На первом этапе проводится модернизация существующей экспериментальной установки (сепаратор ВАСИЛИСА) путем добавления дипольного магнита — масс-анализатора. Такой вариант позволяет получить массовое разрешение на уровне 1–2 %. Расчеты показывают, что лучшего разрешения добиться сложно вследствие достаточно больших размеров пучка на мишени (5–10 мм в диаметре) и значительных зарядовых и энергетических разбросов ядер — остатков испарения, вылетающих из мишени.

Для получения массового разрешения на уровне 0,3 % необходимо использовать системы, уравнивающие и выравнивающие ионный заряд (обычно до 1+) и энергию (обычно до 40–60 кэВ) ядра — остатка испарения. Удовлетворяют этим критериям достаточно широко распространенные установки типа ISOL. Экспериментальная установка такого типа — MASHA (Mass Analyzer of Super Heavy Atoms) [61, 67–69] в настоящее время проходит испытания в ЛЯР ОИЯИ.

3. МОДЕРНИЗИРОВАННЫЙ СЕПАРАТОР ВАСИЛИСА

С целью продолжения экспериментов по синтезу и изучению свойств радиоактивного распада сверхтяжелых ядер в 2001–2002 гг. была проведена модернизация сепаратора ВАСИЛИСА. Была осуществлена замена 8°-го магнита, находящегося после второго триплета линз перед детектирующей системой, на новый дипольный магнит, отклоняющий ядра отдачи на 37°.

Также были установлены новые широкоапертурные временные детекторы, регистрирующие время пролета (TOF) ядер отдачи, и новая сборка полупроводниковых детекторов, которая регистрирует имплантируемые в нее ЯО и их радиоактивный распад. Схема модернизированной установки ВАСИЛИСА с магнитным анализатором представлена на рис. 2.

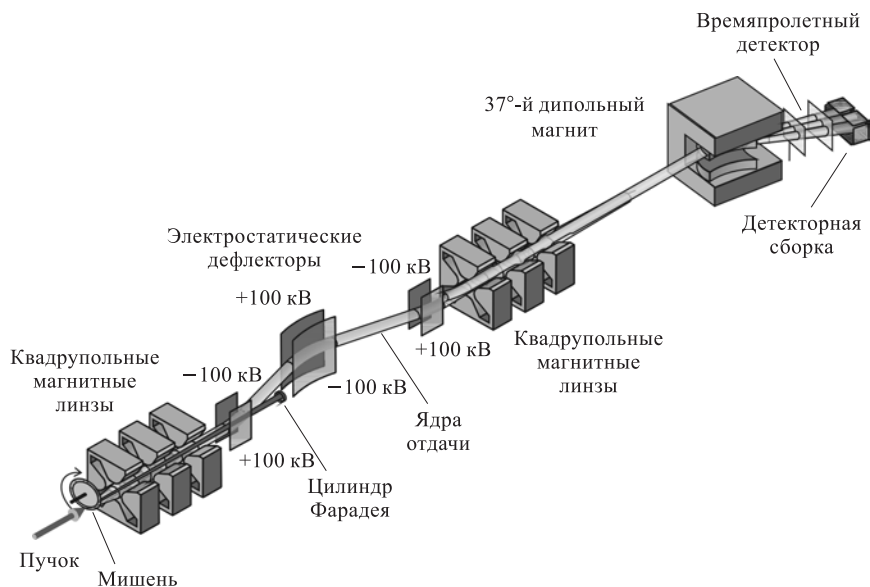


Рис. 2. Схема модернизированной установки ВАСИЛИСА с магнитным анализатором

При расчете нового дипольного магнита и ионно-оптической системы модернизированного сепаратора в целом использовались программные коды VASFIT [70] и COSY INFINITY (Version 8.0) [71]. Новый магнит обеспечивает дополнительную, большую, чем предыдущий магнит, очистку от фоновых продуктов ядерных реакций и рассеянных ионов пучка, а также возможность проводить анализ исследуемых ЯО по массе. Радиус поворота магнита 1,043 м, эффективная длина 68,8 см, вертикальная апертура (зазор) 114 мм. Входная и выходная границы магнитного диполя имеют наклоны $\epsilon_1 = +46^\circ$ и $\epsilon_2 = -42^\circ$ соответственно. Для уменьшения хроматических aberrаций входная и выходная границы имеют радиусы кривизны +0,5 и -0,5 м. Конфигурация поля в магните и угол отклонения рассчитывались таким образом, чтобы в фокальной плоскости сепаратора обеспечивалось приемлемое разделение в пространстве ядер отдачи с различной магнитной жесткостью (p/Q или $B\rho$). Схема дипольного магнита — масс-анализатора представлена на рис. 3.

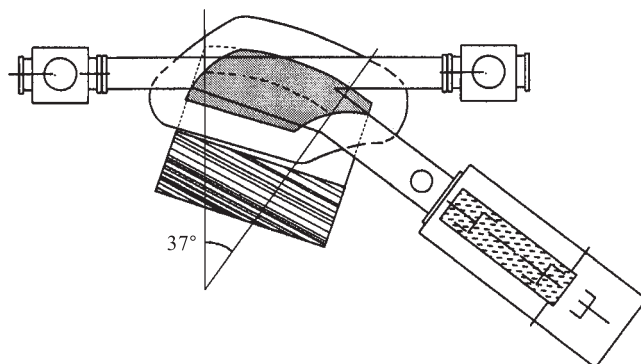


Рис. 3. Схема 37°-го дипольного магнита — магнитного анализатора

Для регистрации тяжелых ЯО в фокальной плоскости магнита была разработана новая детектирующая система, имеющая размер 120×60 мм, состоящая из 32 стрипов и окруженная 6 боковыми детекторами (см. рис. 4). Каждый стрип является позиционно-чувствительным в вертикальном направлении, позиционное разрешение вдоль стрипов было измерено в тестовых экспериментах. Величина 0,6 мм (ПШПВ) была получена для последовательных $\alpha\alpha$ -распадов, 1,0 мм — для ЯО- α и 1,5 мм — для ЯО-SF корреляционных событий (SF — спонтанное деление). Энергетическое разрешение для α -частиц с энергией от 6 до 10 МэВ составило 20 кэВ. Размер стрипа по горизонтали равняется 3,5 мм, что определяет пространственное разрешение по горизонтали для одиночных событий ($\Delta B\rho/B\rho \approx 0,45\%$).

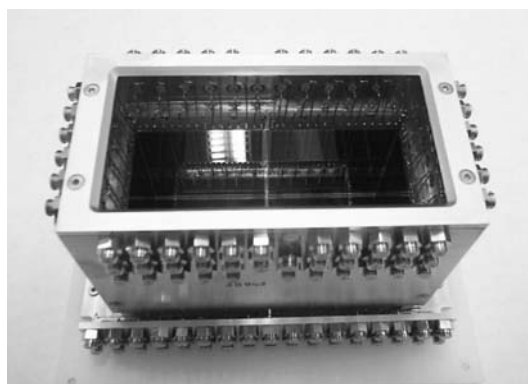


Рис. 4. Общий вид сборки полупроводниковых детекторов, расположенной в фокальной плоскости сепаратора, для определения массы ЯО при угле отклонения 37°

Тестовые измерения проводились с α -источником ^{226}Ra . Источник располагался перед 37° -м магнитом, пучок α -частиц был квазипараллельным

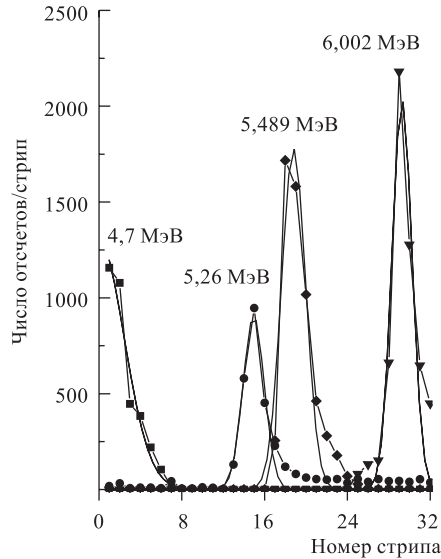


Рис. 5. Распределение в фокальной плоскости сепаратора α -пики различной энергии от источника ^{226}Ra . Полученное энергетическое разрешение составляет около 2 %, дисперсия по энергии — 3,8 мм/%

3.1. Основные положения. Базовыми соотношениями для определения массы исследуемых ядер являются следующие выражения:

$$B\rho \doteq \sqrt{AE}Q^{-1}, \quad E \doteq Av^2,$$

где $B\rho$, A , E , Q и v — магнитная жесткость, масса, энергия, ионный заряд и скорость ядра отдачи, зарегистрированного в фокальной плоскости. Из этих двух выражений можно вывести формулу для определения массы ЯО:

$$A = 9,6525B\rho(\text{Тл} \cdot \text{м}) \cdot (v(\text{см/нс}))^{-1}Q.$$

Таким образом, для определения массы зарегистрированного ЯО необходимо измерить скорость или время пролета и магнитную жесткость (координату в фокальной плоскости — номер стрипа) для имплантированных в детекторы

(источник имел размер 1 мм, на расстоянии 10 см от источника помещалась диафрагма диаметром 1,5 мм). После прохождения через магнитный анализатор в фокальной плоскости сепаратора α -пики с разной энергией разделились. Центр пика с энергией 4,7 МэВ находился в 1-м стрипе, центр пика с энергией 5,26 МэВ — в 15-м стрипе, центр пика с энергией 5,489 МэВ попал в 18-й стрип, а центр пика с энергией 6,0024 МэВ — в 29-й стрип. Измерения показали, что энергетическая дисперсия нового магнита составляет 3,8 мм/% (дисперсия по $B\rho$ — 7,4 мм/%) и разрешение по энергии около 2 % (см. рис. 5).

В качестве времяпролетных детекторов (старт и стоп) в новой детектирующей системе применяется комбинация из двух широкоапертурных (80×140 мм) детекторов на основе прямоугольных микроканальных пластин размером 70×90 мм. Тонкие ($30\text{--}40$ мкг/см²) формваровые или майларовые пленки с напыленным слоем Au (≈ 10 мкг/см²) используются в качестве эмиттеров вторичных электронов.

ЯО, имеющих ионный заряд Q . В таких координатах ($B\rho$ -ТОФ) различные зарядовые состояния ЯО хорошо разделяются [72–75]. Зарядовые состояния Q могут быть найдены решением системы уравнений

$$\begin{aligned} A &= 9,6525(B\rho)_{Q,i} v_{Q,i}^{-1} Q, \\ A &= 9,6525(B\rho)_{Q+1,j} v_{Q+1,j}^{-1} (Q+1), \\ A &= 9,6525(B\rho)_{Q+2,k} v_{Q+2,k}^{-1} (Q+2), \dots \end{aligned}$$

Временное разрешение для времяпролетной системы сепаратора ВАСИЛИСА было измерено и составило 0,7 нс, что соответствует величине порядка 1 % для медленных ядер отдачи с энергиями 20–40 МэВ (скорость в пределах $0,5 \div 0,6$ см/нс) и массовым числом более 200, образующихся в реакциях с ионами Ag и Ca (время пролета составляет $65 \div 80$ нс на базе 40 см). Для каждого ЯО, пролетевшего через сепаратор и зарегистрированного детектором в фокальной плоскости, измеряются время пролета (скорость v для ЯО) и позиция имплантации / номер стрипа (магнитная жесткость $B\rho$ для ЯО).

3.2. Тестовые эксперименты. С использованием модернизированного сепаратора ВАСИЛИСА был проведен ряд тестовых экспериментов, в которых мишени ^{164}Dy , ^{208}Pb облучались ионами ^{40}Ag и мишени $^{204,206,208}\text{Pb}$ облучались ионами $^{44,48}\text{Ca}$.

С помощью специально рассчитанных ионно-оптических установок сепаратора в фокальной плоскости регистрировались энергетические, позиционные и ТОФ-распределения рассеянных ионов ^{40}Ag . Данные были использованы для проверки времяпролетного детектора и калибровки соотношения между номером стрипа (углом отклонения) и магнитной жесткостью $B\rho$ ионов, достигших фокальной плоскости.

Способность модернизированного сепаратора ВАСИЛИСА определять массы продуктов реакций была проверена вначале для изотопа ^{198}Po , являющегося продуктом реакции полного слияния $^{164}\text{Dy}(^{40}\text{Ag}, 6n)^{198}\text{Po}$ ($\langle E_{\text{Po}} \rangle = 31,8$ МэВ). На рис. 6 представлено расположение ионно-оптических элементов сепаратора и расчетные траектории ионов ^{198}Po .

Фокальная плоскость сепаратора «перекрывает» для ЯО ^{198}Po область магнитных жесткостей $0,55 < B\rho < 0,65$ Тл·м, и $B\rho$ было рассчитано для каждого события согласно калибровке

$$B\rho(\text{Тл} \cdot \text{м}) = B_0\rho_0 + 0,00343(N_{\text{str}} - 16,5),$$

где B_0 — магнитная индукция вдоль центральной траектории; N_{str} — номер стрипа.

В случае реакции $^{40}\text{Ag} + ^{164}\text{Dy}$, в которой сечения образования ЯО после испарения из компаунд-ядра нескольких нейтронов составляют величину,

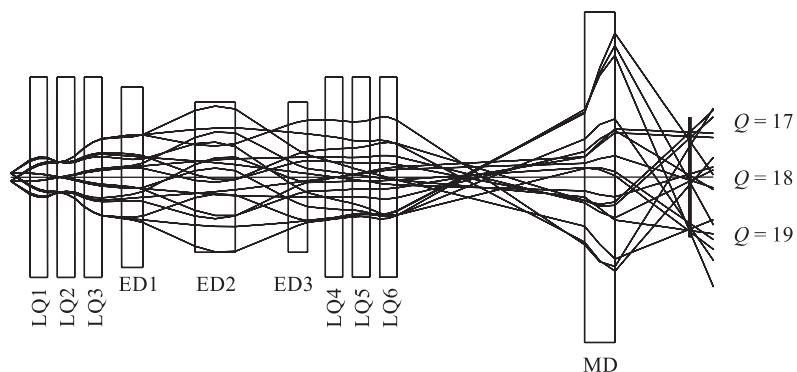


Рис. 6. Ионно-оптические элементы сепаратора ВАСИЛИСА и расчетные траектории для различных ионных зарядовых состояний ^{198}Po

равную сотням микробарн, на двумерном спектре время пролета — номер стрипа хорошо выделились области, соответствующие различным зарядовым состояниям или различным изотопам (см. рис. 7). Так как энергия бомбардирующих ионов ^{40}Ar соответствовала расчетному максимуму реакции $^{164}\text{Dy}(^{40}\text{Ar}, 6n)^{198}\text{Po}$ ($E_\alpha = 6,125$ МэВ) и остальные испарительные каналы

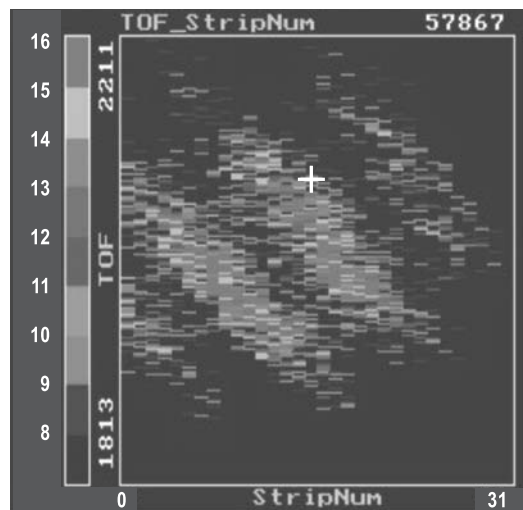
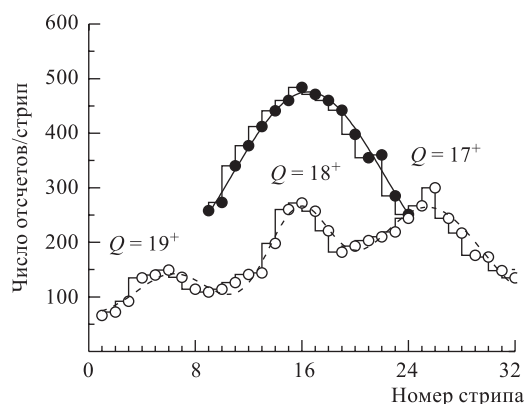


Рис. 7. Двумерный спектр время пролета — позиция (номер стрипа) распределения для ЯО ^{198}Po в фокальной плоскости сепаратора. Спектр снят с монитора компьютера, анализирующего экспериментальные данные

имели сечения как минимум на порядок более низкие, то наблюдавшиеся группы событий принадлежат различным зарядовым состояниям ЯО с массой 198. С использованием методики расчета зарядовых состояний ЯО, прошедших через углеродную фольгу [76], были получены следующие результаты: для зарядовых состояний ($Q = 17, 18, 19$) массы изотопа, зарегистрированного в фокальной плоскости, равны $A = 198,1 \pm 2, 197,8 \pm 2, 198,4 \pm 2$ соответственно. С учетом того, что расчеты производились для изотопа ^{198}Po , продукта реакции $^{164}\text{Dy}(^{40}\text{Ar}, 6n)^{198}\text{Po}$, полученное массовое разрешение составляет величину порядка $\pm 1\%$.

Рис. 8. Распределение в горизонтальной плоскости (по стрипам фокального детектора) ядер отдачи ^{198}Po , образовавшихся в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{164}\text{Dy} \rightarrow ^{204}\text{Po}^*$: \circ — распределение в случае магнитного анализатора и фокального детектора, имеющего 32 стрипа; \bullet — распределение ядер отдачи для прежнего варианта (8° -й магнит и 16-стриповый детектор)



На рис. 8 представлены экспериментально измеренные распределения в горизонтальной плоскости (по стрипам фокального детектора) ядер отдачи ^{198}Po , образовавшихся в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{164}\text{Dy} \rightarrow ^{204}\text{Po}^*$, для прежнего варианта сепаратора ВАСИЛИСА (магнит с углом поворота 8° , фокальный детектор из 16 стрипов, горизонтальный размер 60 мм) и для варианта с магнитным анализатором, осуществляющим поворот (импульса частицы) на угол 37° (32 стрипа, горизонтальный размер 120 мм). Магнитный анализатор разделяет различные зарядовые состояния ЯО (три в нашем случае) и увеличивает изображение в фокальной плоскости.

В случае реакции $^{40}\text{Ar} + ^{164}\text{Dy} \rightarrow ^{204}\text{Po}^*$ поперечные сечения образования ядер отдачи составляют сотни микробарн и для набора хорошей статистики достаточно нескольких минут. Если сечения образования значительно меньше, то для набора статистики требуется больше времени и особое внимание нужно уделять стабильности источников питания высоковольтных генераторов и магнитного анализатора, так как изображение пучка ядер отдачи в фокальной плоскости может размываться, разрешение между различными зарядовыми состояниями становится не столь ярко выраженным.

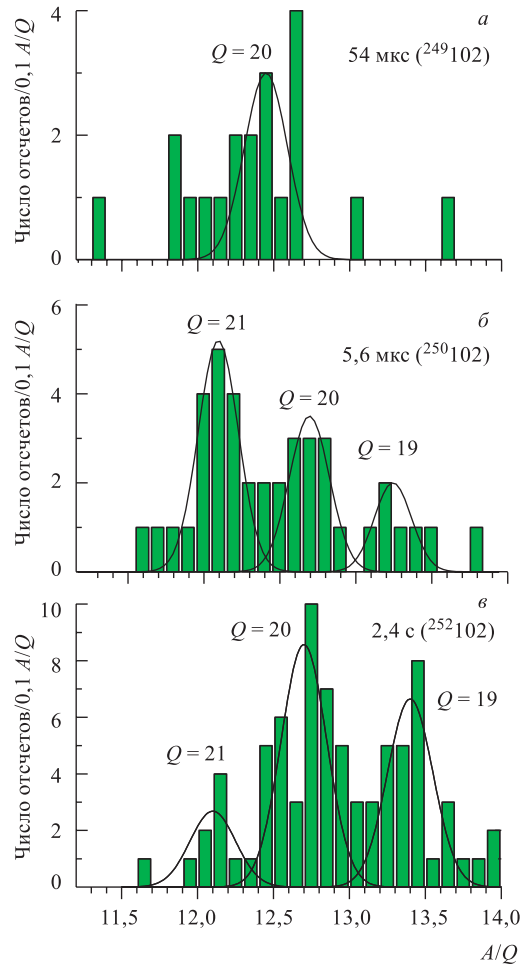


Рис. 9. Распределения A/Q для 54-мкс, 5,6-мкс и 2,4-с спонтанно делящихся активностей, наблюдавшихся в реакциях $^{44,48}\text{Ca} + ^{204,206}\text{Pb}$ (гистограммы). Сплошные линии — результат фитирования экспериментальных данных гауссовским распределением. Предполагаемые зарядовые состояния ЯО обозначены

В случае реакции $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{248}\text{Fm}^*$ сечения образования испарительных остатков лежат в области 10–20 нб. При изучении реакции $^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2n)^{246}\text{Fm}$ и сравнении результатов с полученными ранее при использовании дипольного магнита с углом поворота 8° было определено, что новый магнит дал дополнительный фактор 10 очистки от рассеянных ионов пучка, были получены очень чистые α -спектры. Из сравнения с литератур-

ными данными [77] было получено, что эффективность транспортировки ЯО ^{246}Fm составляет величину около 20 %, что хорошо совпало с расчетной величиной $\varepsilon_{\text{сер}} \simeq 23\%$ [70, 78]. Массовые значения для ЯО ^{246}Fm , рассчитанные по измеренным времени пролета и номеру стрипа, находились в пределах от 244,5 до 247,2, что соответствует точности порядка 2 % [72–74].

Подобная процедура определения массы ЯО по измеренным времени пролета и номеру стрипа применялась при обработке данных, полученных в экспериментах по облучению мишеней $^{204,206,208}\text{Pb}$ ионами $^{44,48}\text{Ca}$ [79]. В ходе этих экспериментов наблюдались три спонтанно делящихся (SF) активности с различными периодами полураспада (54 мкс, 5,6 мкс и 2,4 с). С помощью анализа ЯО–SF–корреляций позиции (номера стрипов) и соответствующие времена пролета ЯО (отнесенные к событию спонтанного деления с определенным временем жизни) были получены при обработке экспериментальных данных. Результаты обработки приведены на рис. 9 в виде числа отсчетов, соответствующего определенному значению A/Q для различных временных распределений ЯО–SF–корреляций.

Для всех наблюдавшихся спонтанно делящихся активностей фитирование гауссовской функцией позволило получить наиболее вероятные массовые значения для наиболее вероятных зарядовых состояний, предполагаемых для ЯО. Результаты обработки экспериментальных данных представлены в табл. 5. Для наблюдавшихся спонтанно делящихся активностей приведены атомные массовые номера, соответствующие предполагаемым зарядовым состояниям ЯО. Из таблицы видно, что усредненные массы, определенные для наблюдавшихся спонтанно делящихся активностей, близки к массам компаунд-ядер, образовавшихся в соответствующих реакциях полного слияния, и к массам ядер — остатков испарения, образовавшихся после испарения из возбужденного компаунд-ядра нескольких нуклонов.

Таблица 5. Атомные массовые номера для SF-активностей, наблюдавшихся в реакциях $^{44,48}\text{Ca} + ^{204,206}\text{Pb}$

Зарядовое состояние	^{249}No	^{250}No	^{252}No
18			$249,6 \pm 2,4$
19		$253,3 \pm 1,8$	$253,1 \pm 0,8$
20	$248,2 \pm 1,5$	$254,3 \pm 1,1$	$255,8 \pm 0,7$
21	$251,0 \pm 2,9$	$255,5 \pm 0,9$	$254,9 \pm 1,3$
Усредненная масса	$248,8 \pm 1,3$	$254,8 \pm 0,7$	$254,5 \pm 0,9$

В ряде экспериментов, приводящих к компаунд-ядрам ^{222}Th , ^{246}Cf и $^{254,256}\text{No}$, в реакциях между ускоренными ионами ^{48}Ca и мишенями ^{174}Yb ,

^{178}Pt , $^{206,208}\text{Pb}$ был набран большой массив данных по позициям имплантации (номеру стрипа) и соответствующим временам пролета для ядер отдачи с различными массовыми числами. Ядра отдачи и, соответственно, их массовые числа идентифицировались по известным свойствам радиоактивного распада (энергии α -частиц и периодам полураспада). Из измеренных позиций имплантации ЯО и времени пролета рассчитывались $B\rho$ и v , определялось соответствующее отношение A/Q для каждого ЯО. Из этих отношений для известных масс вычислялись значения ионных зарядовых состояний ЯО (см. табл. 6).

Таблица 6. Ионные зарядовые состояния, значения A/Q и атомные массовые номера $\langle A \rangle$ для изотопов ^{214}Ra , ^{216}Th , ^{217}Th , ^{242}Cf , ^{252}No , ^{254}No и $^{283}\text{112}$

Реакция	$Z_{\text{ЯО}}$	$A_{\text{ЯО}}$	$E_{\text{ЯО}}$, МэВ	$E_{\text{лаб}(1/2)}$, МэВ	$Q_{\text{эксп}}$	$\langle Q_{\text{эксп}} \rangle$	$A/Q_{\text{эксп}}$	$\langle A \rangle_{\text{эксп}}$
$^{48}\text{Ca} + ^{174}\text{Yb}$	Th	217	44,5	216	23^+ (22,0 %) 22^+ (28,8 %) 21^+ (33,8 %) 20^+ (15,4 %)	21,57	$9,53 \pm 0,17$ $9,89 \pm 0,12$ $10,32 \pm 0,15$ $10,75 \pm 0,15$	$217,1 \pm 3,0$
$^{48}\text{Ca} + ^{174}\text{Yb}$	Th	216	44,5	216	23^+ (32,0 %) 22^+ (41,0 %) 21^+ (27,0 %)	22,05	$9,47 \pm 0,18$ $9,86 \pm 0,18$ $10,24 \pm 0,18$	$216,5 \pm 3,7$
$^{48}\text{Ca} + ^{174}\text{Yb}$	Ra	214	44,5	216	22^+ (66,6 %) 21^+ (33,4 %)	21,7	$9,70 \pm 0,18$ $10,24 \pm 0,18$	$214,2 \pm 3,7$
$^{48}\text{Ca} + ^{198}\text{Pt}$	Cf	242	39,5	215	19^+ (24,7 %) 18^+ (39,8 %) 17^+ (35,5 %)	18,0	$12,56 \pm 0,15$ $13,30 \pm 0,15$ $14,00 \pm 0,15$	$238,7 \pm 3,4$
$^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$	No	254	38,2	218	20^+ (9,9 %) 19^+ (42,3 %) 18^+ (35,9 %) 17^+ (11,9 %)	18,5	$12,93 \pm 0,17$ $13,48 \pm 0,18$ $14,17 \pm 0,22$ $14,76 \pm 0,20$	$255,1 \pm 3,4$
$^{48}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$	No	252	38,3	217	19^+ (30,0 %) 18^+ (38,2 %) 17^+ (31,8 %)	18,0	$13,20 \pm 0,20$ $13,92 \pm 0,20$ $14,60 \pm 0,24$	$250,0 \pm 3,5$
$^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$	112	283	35,7	234	18^+ 17^+	$\approx 17,5$	$16,01 \pm 0,32$ $16,68 \pm 0,32$	$285,7 \pm 5,7$

Полученные распределения A/Q для ядер отдачи ^{217}Th и ^{254}No , образующихся в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{174}\text{Yb}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ соответственно, представлены на рис. 10.

Точность определения отношения A/Q и, соответственно, массы исследуемых нуклидов составляет $\pm 1,0 \dots \pm 1,5\%$ для ЯО, имеющих достаточно высокие поперечные сечения образования, когда статистика позволяет набрать

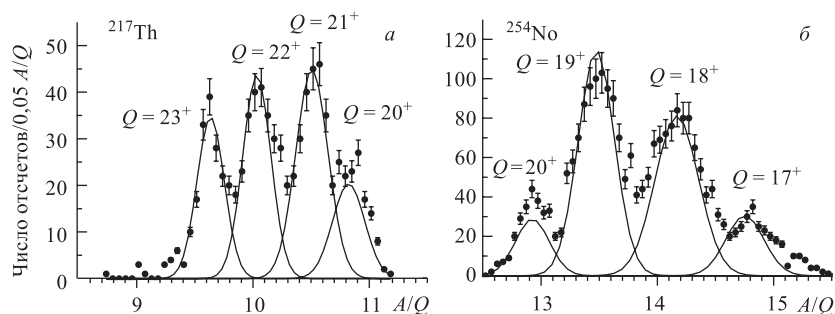


Рис. 10. Распределения A/Q для ядер отдачи ^{217}Th (а), ^{254}No (б). Сплошные линии — результат фитирования экспериментальных данных гауссовским распределением. Предполагаемые зарядовые состояния ЯО обозначены

несколько десятков событий в пике при построении A/Q -распределений. Для одиночных событий точность определения массы составляет $\pm 2,0 \dots \pm 2,5\%$. Для ЯО, имеющих массы более 250 а. е. м., такая точность приводит к неопределенности измерения массы на уровне $\pm 5 \dots \pm 7$ а. е. м. Этого недостаточно для прямой идентификации исследуемых нуклидов, но вполне достаточно для определения принадлежности ЯО к продуктам реакций полного слияния и исключения возможности имитации цепочек распада продуктами реакций многонуклонных передач.

В табл. 6 (см. две нижние строки) представлены экспериментальные результаты, полученные для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow 112^*$. Эта работа была повторением эксперимента 1998 г. [80] на модернизированном сепараторе ВАСИЛИСА, обладающем новым качеством — возможностью определения массы ядра отдачи. Среднее значение массы для двух зарегистрированных ядер отдачи составило $\langle A \rangle = 285,7 \pm 5,7$. Ограничив верхний предел массой компаунд-ядра $A_{\text{CN}} = 286$, получим интервал масс A от 280 до 286. Как уже говорилось выше, полученный результат однозначно указывает на то, что исследуемый нуклид образовался как продукт реакции полного слияния $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$.

Необходимо отметить, что ошибка в определении ионного заряда ядра отдачи на одну единицу заряда в сторону больших или меньших значений приводит к существенной переоценке или недооценке соответственно для массовых чисел примерно на ± 15 а. е. м. В этом случае измеренные значения ТОФ и вычисленные исходя из этих величин значения v и энергии ЯО будут находиться в противоречии с соответствующими значениями $B\rho$, извлеченными из номера стрипа, в который ЯО было имплантировано.

В заключение можно отметить, что тестовые эксперименты наглядно показали, что использование сепаратора ВАСИЛИСА с новым магнитным анализатором позволяет надежно измерять массу исследуемых ядер с точностью 1,5–2 % и, соответственно, определять, что исследуемое ядро образовалось как продукт испарительных каналов девозбуждения компаунд-ядра — результата реакции полного слияния ядра мишени с бомбардирующим тяжелым ионом.

4. МАСС-СЕПАРАТОР MASHA

Если массовое разрешение экспериментальной установки лучше чем 0,5 % (для тяжелых ядер, имеющих массы в области 270–290 а. е. м.), то становится возможным проведение прямой идентификации исследуемого изотопа. До настоящего времени наилучшее разрешение (порядка 1 %) для ядер — продуктов реакций полного слияния с пучками тяжелых ионов было получено на масс-спектрометрах ядер отдачи, рассматривавшихся выше. Как уже упоминалось, только два спектрометра использовались для измерения сечений образования и изучения свойств радиоактивного распада продуктов реакций с тяжелыми ионами в диапазоне масс более 200 а. е. м. — FMA в Аргонне [42] и JAERI-RMS в Токай [43]. Но эти установки обладают недостаточно высокими коэффициентами транспортировки ядер отдачи и подавления фоновых продуктов для того, чтобы использоваться в экспериментах, нацеленных на достижение поперечных сечений образования исследуемых нуклидов на уровне нескольких пикобарн. В дополнение можно заметить, что массовое разрешение $\Delta M/M$ на уровне 1/200–1/300 является недостаточным для однозначной идентификации тяжелых ядер.

Для достижения разрешения $\Delta M/M$ лучше 1/1000 необходимо выравнять ионный заряд (оптимально до состояния 1+) и энергию (оптимально до 40–60 кэВ) исследуемых ядер отдачи. Таким требованиям отвечают упоминавшиеся выше системы типа ISOL.

В Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова в настоящее время создается экспериментальная установка такого типа — MASHA [61, 67–69], которая рассчитана на работу с достаточно долгоживущими ядрами ($T_{1/2} \geq 1$ с), образующимися с поперечными сечениями на уровне нескольких пикобарн.

Основной принцип работы экспериментальной установки представлен на рис. 11. Выбитые из мишени ядра отдачи тяжелых и сверхтяжелых элементов, образовавшиеся в реакциях полного слияния между ионами ускоренного пучка и ядрами мишени, имплантируются в сборник, нагретый до температуры порядка 1500–2000 °С. Потери энергии и пробеги ядер отдачи в рабочем веществе мишени определяют толщину мишени. Например, в реакции

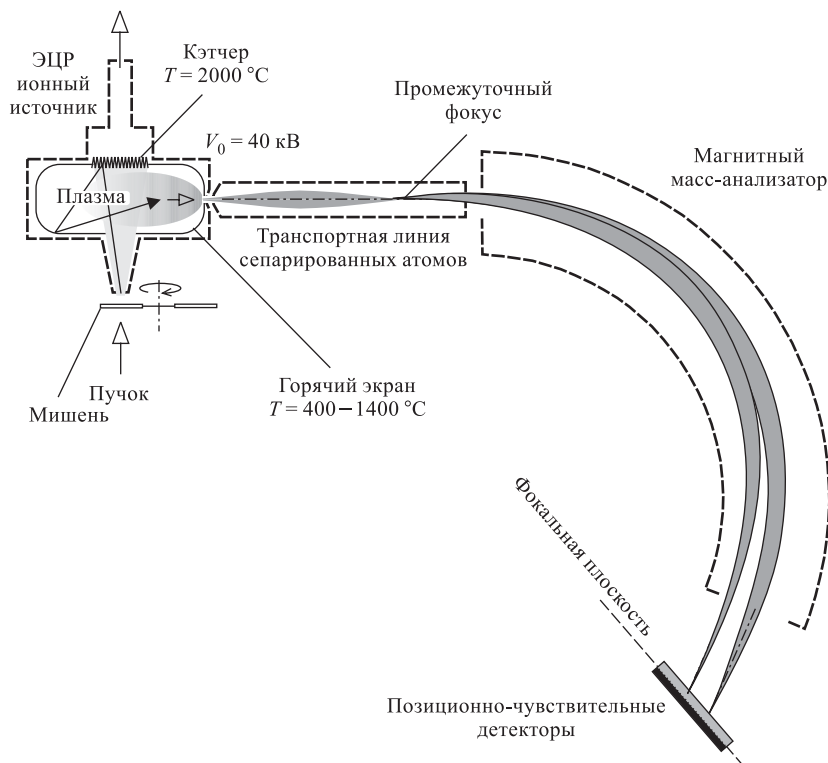


Рис. 11. Принципиальная схема масс-анализатора тяжелых ядер MASHA

$^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ более 80% атомов элемента 114 вылетят из мишени толщиной $1,5 \text{ мг/см}^2$ в конусе $\Theta_L = \pm 10^\circ$ по отношению к оси пучка. Потери энергии пучка в слое мишени составят порядка 15 МэВ, что превышает ширину функции возбуждения реакции, приводящей к образованию изотопа с данной массой. В интервале энергий, близких к барьеру слияния, одновременно могут образовываться от одного до трех соседних изотопов. Разброс энергий ядер отдачи, выбитых из мишени, будет достаточно велик, но максимальная глубина имплантации в материал сборника (молибден или тантал) не превысит 1–2 мкм. Время диффузии атомов Pb (в соответствии с предсказаниями 114-й элемент является химическим гомологом свинца) из материала сборника, нагретого до $T = 2000 \text{ }^\circ\text{C}$, согласно расчетам и имеющимся экспериментальным данным [81] составит величину порядка нескольких секунд. Атомы, диффундировавшие из сборника, попадают в ЭЦР-источник, работающий на частоте 2,45 ГГц. Рассматриваются различные варианты расположения сборника относительно ионного источника. Он может находиться непосредственно в ис-

точнике, как показано на рис. 11, или может быть соединен с источником нагреваемой трубкой, имеющей температурный градиент.

Эксперименты, проведенные с ионами He, Ar и Kr, показывают, что при частоте $f_0 = 2,45$ ГГц и выделяемой в ЭЦР-источнике мощности порядка 10–20 Вт более 90 % ионов приобретают заряд $Q = 1+$. Из ЭЦР-источника ионы вытягиваются специальной оптикой и ускоряются до энергии 40 кэВ. Линия транспортировки сепарированных атомов предназначена для отделения исследуемых нуклидов от фоновых продуктов. Анализатор, состоящий из двух дипольных магнитов и электростатического дефлектора, должен обеспечить массовое разрешение $\Delta M/M \simeq 1/1000$. В фокальной плоскости спектрометра располагаются стриповые полупроводниковые детекторы. Ширина одного стрипа составляет 1,25 мм, общая длина фокального детектора в горизонтальной плоскости равна 240 мм. Расчеты показывают, что ширина пика (ПШПВ) для одной массы (диапазон масс 270–290 а. е. м.) составляет 2,6 мм, расстояние между центрами двух соседних пиков равно 12 мм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современные экспериментальные установки позволяют выделять и транспортировать к детектирующим системам исследуемые ядра с высокими эффективностями, достигающими 50–60 % от числа первоначально образовавшихся нуклидов. Высокие факторы подавления первичного пучка и фоновых продуктов, а также новые технологии изготовления мишеней и контроля их целостности дают возможность использовать пучки ускоренных тяжелых ионов с интенсивностями, превышающими 10^{13} частиц/с. В результате чувствительность экспериментов позволяет достигать сечений образования сверхтяжелых нуклидов до 1 пб за время менее 1 недели. Современные детектирующие системы дают возможность регистрировать различные моды распада исследуемых ядер (α -частицы, осколки спонтанного деления, рентгеновские и γ -кванты).

Основными направлениями дальнейшего развития методов синтеза и исследования свойств тяжелых и сверхтяжелых нуклидов являются повышение чувствительности экспериментов (повышение интенсивности пучков ускоренных ионов и связанное с этим повышение факторов подавления фоновых продуктов) и улучшение надежности при идентификации этих ядер. Современные тенденции в развитии методов синтеза (использование нейтронно-избыточных изотопов в качестве ускоренных ионов) делают традиционные методы идентификации непригодными и требуют развития новых подходов. Наиболее перспективным является метод прямого измерения массы исследуемых ядер. Работы в этом направлении интенсивно ведутся в Лаборатории

ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ, получены первые многообещающие результаты.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 02-02-16116.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 239. P. 353.
2. *Oganessian Yu. Ts. et al.* JINR Preprint D7-87-392. Dubna, 1987.
3. *Загер Б. А. и др.* // АЭ. 1966. Т. 20. С. 230.
4. *Ghiorso A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. P. 1317.
5. *Друин В. А. и др.* // ЯФ. 1971. Т. 13. С. 251.
6. *Донец Е. Д., Щеголев В. А., Ермаков В. А.* // АЭ. 1965. Т. 19. С. 109.
7. *Ghiorso A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 6. P. 473.
8. *Hofmann S.* // Rep. Prog. Phys. 1998. V. 61. P. 639.
9. *Roedel E. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 204. P. 53.
10. *Dendooven P.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1997. V. 126. P. 182.
11. *Bollen G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 368. P. 675.
12. *Münzenberg G.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 682. P. 88c.
13. *Sikler G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 204. P. 482.
14. *Türler A.* // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 15. P. 271.
15. *Tuerler A. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2003. V. 17. P. 505.
16. *Yakushev A. B. et al.* // Radiochimica Acta. 2003. V. 91. P. 433.
17. *Gäggeler H. et al.* // Proc. of the VIII Intern. Conf. «Nucleus–Nucleus Collisions», Moscow, June 17–21, 2003; Nucl. Phys. (to be published).
18. *Heßberger F. P. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 12. P. 57.
19. *Uustalo J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 204. P. 638.
20. *Janssens R. V. F.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 682. P. 54c.
21. *Münzenberg G.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1992. V. 70. P. 265.
22. *Münzenberg G.* // Experimental Techniques in Nuclear Physics. Berlin; N. Y., 1997. P. 375.
23. *Münzenberg G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1979. V. 161. P. 65.
24. *Münzenberg G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1987. V. 26. P. 294.
25. *Heßberger F. P.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 204. P. 597.
26. *Hofmann S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1984. V. 223. P. 312.
27. *Harwood L. H., Nolen J. A.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1981. V. 186. P. 435.
28. *James A. N. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1988. V. 267. P. 144.
29. *Bardayan D.* // Proc. of Workshop «Big DRAGON: A Recoil Separator for ISAC II at TRIUMF», Vancouver, Canada, July 18–19, 2002.

30. *Peter J. et al.* // Proc. of Intern. Symp. on Exotic Nuclei, Lake Baikal, Russia, July 24–28, 2001, Singapore, 2002. P. 41.
31. *Schicker R. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1988. V. 269. P. 585.
32. *Dahlinger M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1984. V. 219. P. 513.
33. *Beghini S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1985. V. 239. P. 585.
34. *Yeremin A. V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1989. V. 274. P. 528.
35. *Yeremin A. V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 350. P. 608.
36. *Yeremin A. V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1997. V. 126. P. 329.
37. *Malyshev O. N. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 40. P. 86.
38. *Cormier T. M.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1987. V. 37. P. 537.
39. *Spolaore P. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1985. V. 238. P. 381.
40. *Morinobu S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1992. V. 70. P. 331.
41. *Cole J. D. et al.* // Ibid. P. 343.
42. *Davids C. N. et al.* // Ibid. P. 358.
43. *Ikezoe H. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 376. P. 420.
44. *Sinha A. K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 339. P. 543.
45. *Poli G. L. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 044304.
46. *Ikezoe H. et al.* // Eur. Phys. J. A. 1998. V. 2. P. 379.
47. *Бачо И. и др.* // ПТЭ. 1970. Т. 2. С. 43.
48. *Петров Л. А., Карнаухов В. А., Богданов Д. Д.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 1926.
49. *Ghiorso A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1988. V. 269. P. 192.
50. *Morita K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1992. V. 70. P. 220.
51. *Lazarev Yu. A. et al.* // FLNR JINR Scientific Report 1991–1992. Dubna, 1992. P. 203.
52. *Hofmann S. et al.* // Proc. of the 6th Intern. Conf. on Nuclei far from Stability and the 9th Intern. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants, Bernkastel-Kues, July 19–24, 1992. Instr. Phys. Conf. Ser. No. 132: Sec. 4. London, 1993. P. 469.
53. *Leino M., Aysto J.* // Proc. of Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, May 10–15, 1993. Dubna, 1993. V. 2. P. 433.
54. *Ressler J. J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 204. P. 141.
55. *Ninov V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1104.
56. *Yeremin A. V. et al.* // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66, No. 6. P. 1042.
57. *Ninov V. et al.* // Z. Phys. A. 1996. V. 356. P. 11.
58. *Sobiczewski A.* // Part. Nucl. 1994. V. 25. P. 295–311.
59. *Smolanczuk R., Skalski J., Sobiczewski A.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 1871–1880.
60. *Moeller P., Nix J. R.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1994. V. 20. P. 1681–1747.
61. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 682. P. 108c.
62. *Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K., Moody K. J.* // Phys. At. Nucl. 2001. V. 64. P. 1349.
63. *Oganessian Yu. Ts. et al.* JINR Preprint E7-2003-178. Dubna, 2003. 10 p.; Phys. Rev. C (submitted).

64. *Oganessian Yu. Ts. et al.* JINR Preprint D7-2002-287. Dubna, 2002. 9 p.
65. *Smolańczuk R.* // *Phys. Rev. C.* 1997. V. 56. P. 812.
66. *Möller P. et al.* // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1995. V. 59. P. 185.
67. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // *J. Nucl. Radiochem. Sci.* 2002. V. 3. P. 217.
68. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. B.* 2003. V. 204. P. 606.
69. *Oganessian Yu. Ts.* JINR Preprint E7-2002-64. Dubna, 2002. 10 p.
70. *Popoko A. G. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1999. V. 427. P. 166.
71. *Berz M.* <http://cosy.nsl.msu.edu/>
72. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // *Proc. of Intern. Conf. «Nuclear Physics at Border Lines» (NPBL-2001), Lipari (Messina), Italy, May 21–24, 2001.* P. 376.
73. *Popoko A. G. et al.* // *Proc. of Intern. Symp. on Exotic Nuclei (EXON-2001), Baikal Lake, Russia, July 24–28, 2001.* P. 34.
74. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // *Part. Nucl., Lett.* 2002. No. 1[110]. P. 5.
75. *Popoko A. G. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2003. V. 510. P. 371.
76. *Popoko A. G., Sagaidak R. N., Yeremin A. V.* // *Proc. of Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, May 10–15, 1993.* V. 2. P. 511.
77. *Münzenberg G. et al.* // *Z. Phys. A.* 1981. V. 302. P. 7.
78. *Popoko A. G. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. B.* 1997. V. 126. P. 294.
79. *Belozеров A. V. et al.* // *Eur. Phys. J. A.* 2003. V. 16. P. 447.
80. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // *Eur. Phys. J. A.* 1999. V. 5. P. 63.
81. *Kirchner R.* GSI Scientific Report GSI-91-40. Darmstadt, 1991.