

P7-2013-90

А. Г. Артюх ^{a,*}, А. Н. Воронцов ^{a,b}, Д. А. Кислуха ^{a,b},
С. А. Клыгин ^a, В. Е. Ковтун ^b, Г. А. Кононенко ^a,
С. М. Лукьянов ^a, Ю. Ц. Оганесян ^a, В. В. Осташко ^b,
Ю. Н. Павленко ^b, Ю. Э. Пенионжкевич ^a, Ю. М. Середа ^{a,b},
Г. Г. Чубарян ^{a,z}, Б. Эрдэмчимэг ^{a,d}

СЕПАРАТОР ВТОРИЧНЫХ ПУЧКОВ
(проект комбинации фрагмент-сепаратора **КОМБАС**
с ионным кетчером)

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

^a Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^b Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

^c Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Харьков,
Украина

^z Ереванский физический институт, Ереван

^d Монгольский государственный университет, Центр ядерных исследований,
Улан-Батор

* E-mail: artukh@jinr.ru

Артюх А. Г. и др.

P7-2013-90

Сепаратор вторичных пучков

(проект комбинации фрагмент-сепаратора КОМБАС с ионным кетчером)

Обсуждается создание экспериментального комплекса на базе светосильного фрагмент-сепаратора КОМБАС и быстродействующего ионного кетчера. Представлены основные характеристики фрагмент-сепаратора КОМБАС и ионного кетчера, определяющие перспективность предлагаемой комбинации. Ожидается, что реализуемый комплекс позволит получать вторичные пучки радиоактивных ядер более высокого качества по сравнению с пучками, получаемыми методом «in-flight» сепарации. Планируется использовать комплекс в тандеме с постускорителем для того, чтобы получать моноизотопные и монохроматические интенсивные вторичные пучки радиоактивных ядер в широком диапазоне массовых чисел A и атомных номеров Z . Предлагается перечень перспективных научных задач, для реализации которых требуются высокие интенсивности и качество получаемых вторичных пучков экзотических ядер.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2013

Artukh A. G. et al.

P7-2013-90

A Secondary Beam Separator

(Project of Combination of Fragment-Separator COMBAS with Ion Catcher)

The design of a facility basing on the combination of the high-luminosity fragment-separator COMBAS and fast Ion Catcher is discussed. The main characteristics of the COMBAS fragment-separator and Ion Catcher determining the prospects for application of the proposed combination are presented. The realized facility is expected to permit production of secondary radioactive beams of higher quality in comparison with the «in-flight» separator technique. It is planned to use the facility in a combination with a post-accelerator for producing mono-isotopic and mono-chromatic intensive secondary radioactive beams in a wide region of A and Z numbers. A list of perspective scientific problems which demand high-intensity and high-quality secondary radioactive beams is proposed.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2013

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что вторичные пучки радиоактивных ядер, получаемых в реакциях передачи и фрагментации с широкими импульсными и угловыми распределениями, обладают рядом недостатков при сепарации и формировании их методом «in-flight» сепарации [1, 2]. Основными из них являются следующие:

- 1) трудности в получении моноизотопных пучков, поскольку канал фрагмент-сепаратора транспортирует в фокальную плоскость широкий изотопный состав с разными атомными номерами Z , массовыми числами A , а также их ионы в различных зарядовых состояниях;
- 2) трудности в получении монохроматических изотопных пучков без существенных потерь их интенсивности;
- 3) не имеется возможности регулировать энергию получаемых вторичных пучков.

В настоящее время проблемы 1) и 2) пытаются разрешить строительством каскада из нескольких фрагмент-сепараторов [3, 4]. Этот весьма дорогостоящий метод получения моноизотопных и монохроматических вторичных пучков приводит к существенным потерям их интенсивности. Если учитывать значительные потери, указанный метод становится неприемлемым при получении вторичных пучков наиболее перспективных экзотических ядер вблизи границ ядерной стабильности в силу их образования с относительно низкими поперечными сечениями.

Более перспективным методом, решающим оптимальным образом все три указанные проблемы, является объединение «in-flight» сепарации с техникой ионного кетчера с последующим постускорением до нужных энергий [5, 6]. В последние годы в разработках ионного кетчера достигнуты чрезвычайно высокие результаты как по эффективности получения однозарядных ионных пучков (порядка 40–50 %), так и по быстрдействию их извлечения (порядка десятка миллисекунд).

Целью данной работы является создание экспериментального комплекса на базе светосильного фрагмент-сепаратора КОМБАС [7, 8], функционирующего в режиме «in-flight» сепарации, и быстродействующего высокоэффективного ионного кетчера, ориентированного на решение следующих задач:

- 1) изучение механизмов ядерных реакций с тяжелыми ионами в диапазоне энергий $20 \leq E \leq 100$ АМэВ, результаты исследований которых могут быть использованы для получения вторичных пучков радиоактивных ядер;
- 2) получение атомных пучков радиоактивных ядер максимальной интенсивности для последующего ускорения;
- 3) получение моноизотопных и монохроматических пучков радиоактивных ядер в широком диапазоне атомных номеров Z и массовых чисел A с использованием постускорителей;

- 4) изучение механизмов ядерных реакций с моноизотопными и монохроматическими вторичными пучками радиоактивных ядер, включая реакции синтеза нейтронно-избыточных изотопов тяжелых и сверхтяжелых элементов;
- 5) изучение структуры нейтронно-избыточных и протонно-избыточных ядер легких и средних элементов.

1. СТРУКТУРА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО КОМПЛЕКСА КОМБАС + ГАЗ-КЕТЧЕР

Предлагаемый комплекс состоит из трех функциональных частей (рис. 1):

1) светосильного фрагмент-сепаратора КОМБАС для получения и формирования вторичных пучков радиоактивных ядер и транспортировки их в выходной ахроматический фокус F_{a1} (рис. 1, *a*);

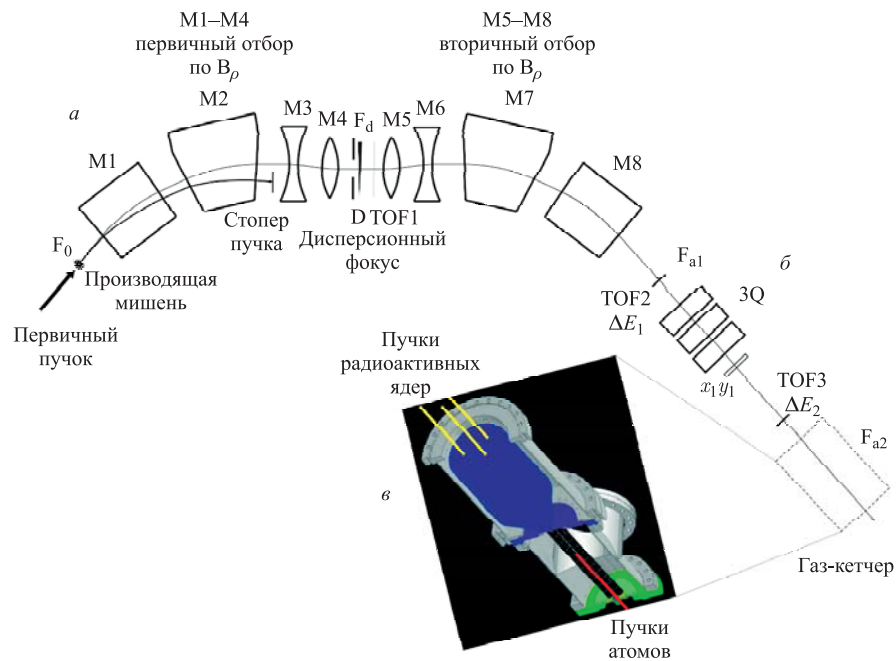


Рис. 1. Схематический вид экспериментальной установки, базирующейся на комбинации фрагмент-сепаратора КОМБАС и газ-кетчера: *a*) магнитооптическая схема фрагмент-сепаратора КОМБАС $F_0M1-M4F_dM5-M8F_{a1}$; *б*) секция ионно-оптического согласования выходного эмиттанта фрагмент-сепаратора КОМБАС F_{a1} с входным эмиттансом газ-кетчера F_{a2} , оборудованная квадрупольным триплетом с диагностическими детекторами на входе и выходе; *в*) газ-кетчер для получения низкоэнергетических пучков ионов методом термализации высокоэнергетических продуктов ядерных реакций и выделения однозарядных ионов для постускорения

2) секции ионно-оптического согласования выходного эмиттанта фрагмент-сепаратора КОМБАС F_{a1} с входным эмиттансом газ-кетчера, оборудованной квадрупольным триплетом с диагностическими детекторами на входе и выходе (рис. 1, б);

3) газ-кетчера для получения низкоэнергетических пучков однозарядных ионов методом термализации в He-газовой среде высокоэнергетических продуктов ядерных реакций и выделения однозарядных ионов для постускорения (рис. 1, в).

1.1. Фрагмент-сепаратор КОМБАС. Для максимального сбора короткоживущих ядер, получаемых в реакциях передачи и фрагментации при энергиях 20–100 АМэВ с широкими импульсными и угловыми распределениями, ионно-оптическая схема фрагмент-сепаратора КОМБАС была впервые реализована на принципах жесткой фокусировки [7, 8].

Магнитная структура фрагмент-сепаратора КОМБАС (рис. 1, а и рис. 2) формируется каскадом широкоапертурных мультипольных магнитов, в которых методом профилирования полюсных наконечников генерируются квадрупольные, секступольные и октупольные компоненты магнитных полей, необходимые для минимизации аббераций 1-го, 2-го и 3-го порядков. Использование широкоапертурных мультипольных магнитов позволило полностью исключить применение отдельных квадрупольных, секступольных и октупольных линз, апертуры которых в основном и ограничивают апертуру сепарирующего канала. Сепарирующий канал КОМБАС построен из восьми М1–М8 мультипольных магнитов, формирующих широкоапертурный сепаратор с тройной фокусировкой частиц в выходном фокусе F_{a1} (по энергии, горизонтали и вертикали). Конфигурация сепаратора komponуется в виде двух идентичных секций М1–М4 и М5–М8 с плоскостью симметрии в средней части (дисперсионный фокус F_d). Первая анализирующая секция М1–М4 выполняет функции фильтра высокоэнергетических частиц по импульсу с режекцией первичного пучка, а вторая секция М5–М8 компенсирует дисперсию первой секции и минимизирует эффекты аббераций в выходном ахроматическом фокусе F_{a1} .

На рис. 2 сплошной линией показана дисперсионная функция $D(S)$. Из рисунка видно, что дисперсионная функция $D(S)$ в средней части сепаратора в позиции промежуточного фокуса F_d имеет нулевую производную. Такое поведение дисперсионной функции обеспечивает зеркальную симметрию обеих частей сепаратора, которая необходима для реализации ахроматизма транспортируемых частиц в выходном фокусе F_a . К тому же такой вид дисперсионной функции позволяет использовать в промежуточном фокусе F_d деградер (D, рис. 1, а), не нарушая ахроматизма фокусировки частиц в выходном фокусе F_a . На рис. 2 в координатной части показаны поведения функции огибающей пучка частиц в медианной плоскости X_m при трех вариантах импульсного захвата частиц $\Delta p/p = 0, 6$ и 10% и функции

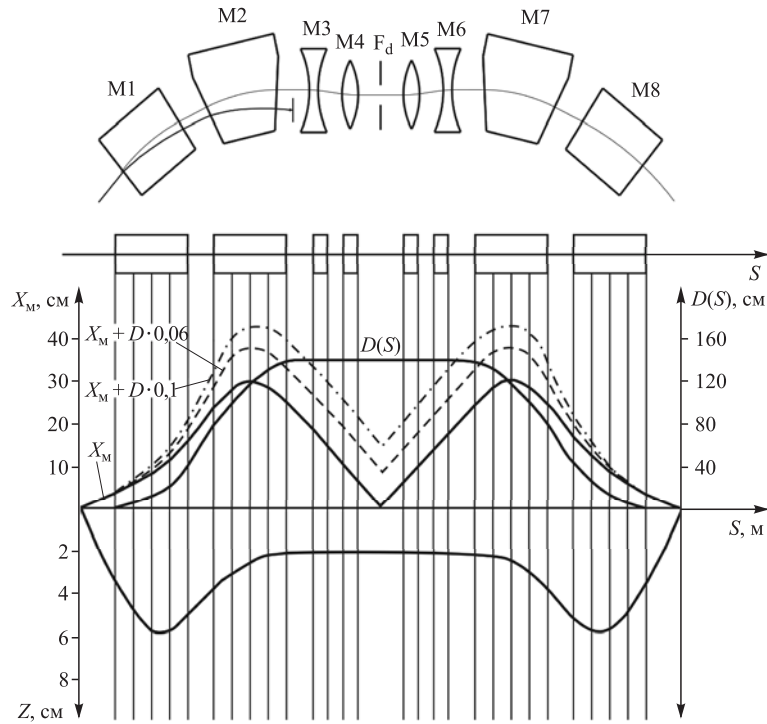


Рис. 2. Магнитооптическая схема сепарирующего канала КОМБАС. В верхней части рисунка изображена магнитная структура фрагмент-сепаратора. В ионно-оптической части рисунка (координатная сетка) показаны огибающие пучка частиц в медианной плоскости X_M при трех импульсных захватах: сплошная линия X_M — огибающая пучка частиц с нулевым разбросом по импульсу (т. е. для монохроматических частиц); штрихпунктирная $X_M + D \cdot 0,1$ — огибающая $\pm 10\%$ импульсного захвата частиц и $X_M + D \cdot 0,06$ — огибающая $\pm 6\%$ импульсного захвата частиц. На правой ординатной оси указана шкала дисперсионной функции $D(S)$ (сплошная линия). Нулевая производная дисперсионной функции в средней части сепаратора (в позиции фокуса F_d) обеспечивает зеркальную симметрию между второй и первой секциями сепаратора — условие, необходимое для реализации ахроматичности в выходном фокусе. В нижней части координатного рисунка показана огибающая пучка частиц в вертикальной плоскости движения

огибающей пучка частиц в вертикальной плоскости Z вдоль трассы сепаратора S .

Возможности использовать прострельную фольгу (деградер) в позиции максимальной дисперсии F_d радикально улучшает изотопную сепарацию второй секцией вследствие различных ионизационных потерь энергии в фольге деградера для сепарируемых и сателлитных продуктов ядерных реакций.

Кроме того, база пролета второй секции, в которой отсутствует интенсивный пучок первичных частиц, может быть эффективно использована для время-пролетных измерений TOF, необходимых для идентификации изотопов по массовому числу в спорных случаях (из-за перекрытий широких импульсных распределений сепарируемых нуклидов и присутствия различных зарядовых состояний этих нуклидов). Быстродействие сепарации определяется временем пролета полной базы магнитного канала (от десятков до сотен наносекунд).

В такой конфигурации фрагмент-сепаратор КОМБАС с высокой светосилой выполняет одновременно сепарацию частиц по импульсу P , удельным ионизационным потерям $\Delta E/\Delta X$ (деградер) и времени пролета TOF. Это позволяет достигать высокой селективности нуклидов по массовому числу A и атомному номеру Z при приемлемом исключении фона частиц первичного пучка. В качестве старт-стопных TOF-детекторов используются тонкие прострельные лавинные счетчики (или тонкие сцинтилляторы). Старт-стопная база, отмеченная на рис. 1, *a* и *б* лавинными счетчиками в F_d TOF1 и в F_a TOF2, определяет времяпролетный интервал TOF.

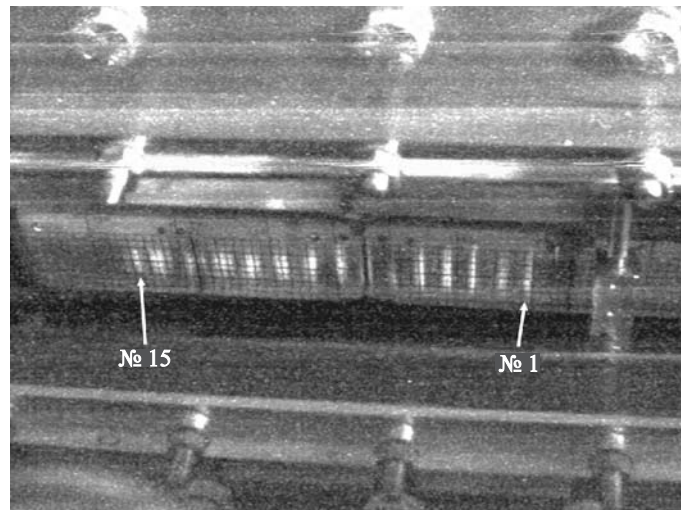


Рис. 3. Вид дисперсионной фокальной плоскости (F_d) фрагмент-сепаратора КОМБАС, снятый видеокамерой на пучках ^{11}B с энергией 33 АМэВ. Серия светлых вертикальных полос № 1–15 на координатной сетке люминофорной платформы получена ионизацией люминофора первичным пучком монохроматических частиц ^{11}B путем изменения магнитной жесткости $\Delta B_\rho/B_\rho$ первой секцией М1–М4 с шагом $\Delta B_\rho/B_\rho = 1\%$ (или по импульсу $\Delta p/p = 1\%$). Число вертикальных полос 15 определяет максимальный импульсный акцептанс фрагмент-сепаратора КОМБАС $(\Delta p/p)_{\text{max}} = 15\%$, что эквивалентно захвату частиц по энергии $(\Delta E/E)_{\text{max}} = 30\%$. Расстояние ΔX между соседними вертикальными полосами на люминофорной координатной сетке, в свою очередь, демонстрирует дисперсию фрагмент-сепаратора КОМБАС, а именно $\Delta X = 15$ мм на 1% $\Delta p/p$

Важнейшим параметром фрагмент-сепаратора, удовлетворяющим требованиям максимального сбора продуктов ядерных реакций передачи и фрагментации, является величина его импульсного акцептанса. Для демонстрации влияния величины импульсного акцептанса фрагмент-сепаратора КОМБАС на рис. 3 показана дисперсионная фокальная плоскость (F_d) с позициями первичного пучка ^{11}B (33 АМэВ). Позиции пучка перемещались магнитной жесткостью первой секции М1–М4 с шагом $1\% \Delta B_p/B_p$. Количество пучковых засветок отражает максимальный импульсный акцептанс (на рисунке видно их более 15 позиций $1\% \Delta p/p$, что эквивалентно $30\% \Delta E/E$). Расстояния ΔX между позициями первичного пучка демонстрируют дисперсию фрагмент-сепаратора (≈ 15 мм на $1\% \Delta p/p$).

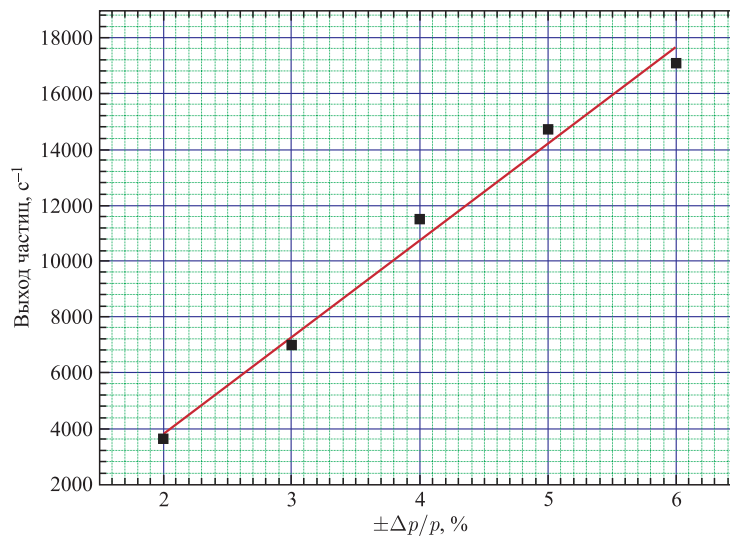


Рис. 4. Эволюция выхода ядер ^8He в фокусе F_{a1} с ростом импульсного акцептанса сепаратора КОМБАС. Отсчет $\pm \Delta p/p$ производился в обе стороны относительно осевой линии фрагмент-сепаратора. Увеличение акцептанса с 4% ($\pm \Delta p/p = 2\%$) до 12% ($\pm \Delta p/p = 6\%$) обеспечивает пятикратный прирост сбора экзотических пучков ^8He в F_a

На рис. 4 показано влияние величины акцептанса на эффективность сбора экзотических ядер ^8He в выходном фокусе F_{a1} . Пучки ядер ^8He были получены в реакции фрагментации ^{11}B (33 АМэВ) на ядрах мишени ^9Be . Увеличение акцептанса с 4% ($\pm \Delta p/p = 2\%$) до 12% ($\pm \Delta p/p = 6\%$) обеспечивает пятикратный прирост сбора экзотических ядер ^8He . Это свойство сепаратора является чрезвычайно важным при сборе экзотических ядер с малым выходом (вдоль границ ядерной стабильности), к тому же наличие значительного

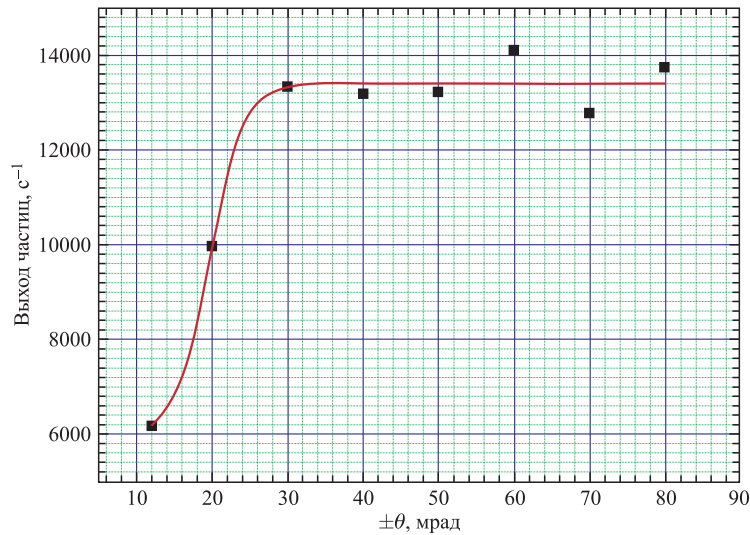


Рис. 5. Эволюция сбора ядер ^8He в зависимости от величины горизонтального угла захвата сепаратором КОМБАС. Увеличение угла захвата сепаратором в интервале от ± 10 до ± 30 мрад (в три раза) приводит к возрастанию эффективности сбора ядер более чем в два раза

акцептанса сепаратора открывает перспективу использования более толстых производящих мишеней.

Величина углового захвата продуктов ядерных реакций передачи и фрагментации также оказывает существенное влияние на эффективность сбора радиоактивных ядер. Эволюция сбора ядер ^8He фрагмент-сепаратором КОМБАС с ростом горизонтального угла захвата показана на рис. 5, которые были получены в реакции ^{11}B (33 АМэВ) на ядрах мишени ^9Be . Из рисунка видно, что горизонтальный угол захвата сепаратора (по техническим причинам варьировать входной угол можно было только в медианной плоскости), обеспечивающий возрастающий сбор ядер ^8He , не превышает ± 30 мрад (приблизительно $\pm 2^\circ$). Видно также, что увеличение угла сбора в интервале от ± 10 до ± 30 мрад (в три раза) приводит к возрастанию эффективности сбора ядер более чем в два раза.

При согласовании эмиттанса фрагмент-сепаратора КОМБАС с эмиттансом ионного кетчера с минимальными потерями инжектируемых частиц одной из важнейших характеристик сепаратора является геометрический размер сфокусированного вторичного пучка радиоактивных ядер в выходном ахроматическом фокусе F_a . На рис. 6, *a-g* представлены экспериментальные распределения событий ^8He (*a, б*) и ^6He (*в, г*) по X -координате (левые части рисунка) и по Y -координате (правые части) соответственно, измерен-

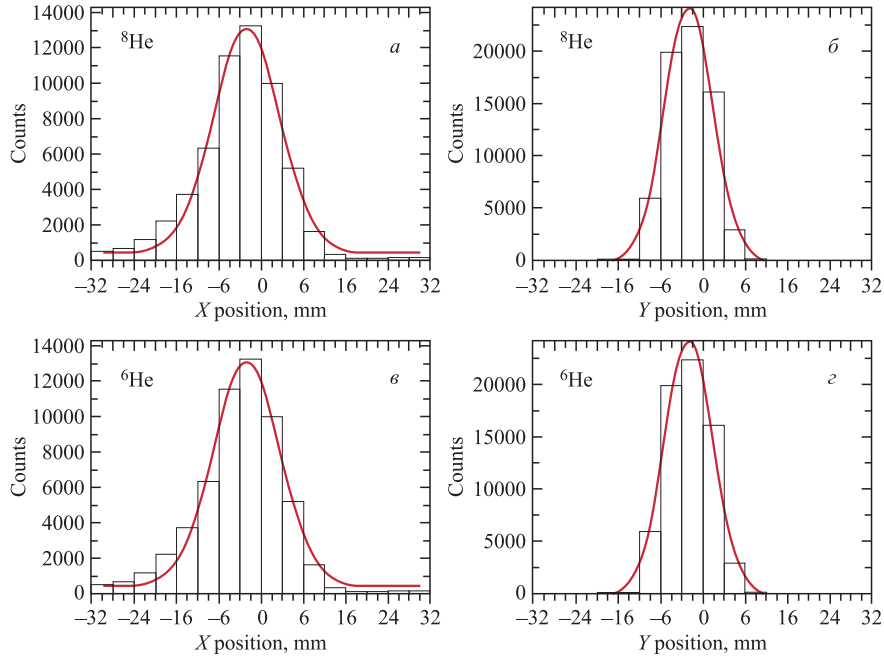


Рис. 6. Формы распределений пучков ядер в выходном ахроматическом фокусе F_a сепаратора КОМБАС: ^8He (*a*, *б*), ^6He (*в*, *z*), измеренных при импульсном захвате $\Delta p/p = \pm 6,6\%$ (или $26,4\%$ по энергии) и использовании непрофилированного толстого деградера из Al толщиной 400 мк в дисперсионной фокальной плоскости (F_d). Левые части рисунка показывают распределения по горизонтали X, а правые — распределения по вертикали Y. Ионная оптика сепаратора КОМБАС в реальных условиях приводит к увеличению в два-три раза изображения транспортируемого радиоактивного пучка в позиции ахроматического фокуса F_a по сравнению с размером первичного пучка на производящей мишени

ные при широком импульсном захвате $\Delta p/p = \pm 6,6\%$. Размер первичного пучка на производящей мишени (позиция F_0) при этом диафрагмировался коллиматором диаметром 6 мм. Из рис. 6 видно, что ширины распределений по горизонтали X (в медианной плоскости) на половине высоты достигают для ^8He 12–13 мм (*a*) и ^6He 16–17 мм (*в*). А ширины распределений по вертикали Y достигают для ^8He 10 мм (*б*) и для ^6He 11 мм (*z*). Уширение размеров ^8He - и ^6He -пучков по X-координате по сравнению с Y-координатой при столь большом импульсном захвате ($26,4\%$ захват по энергии) обусловлено в основном разбросом ^8He и ^6He по энергии в относительно толстой производящей мишени и в толстом непрофилированном деградере (400 мк Al), а также влиянием аббераций в широкоапертурных магнитах. Таким образом,

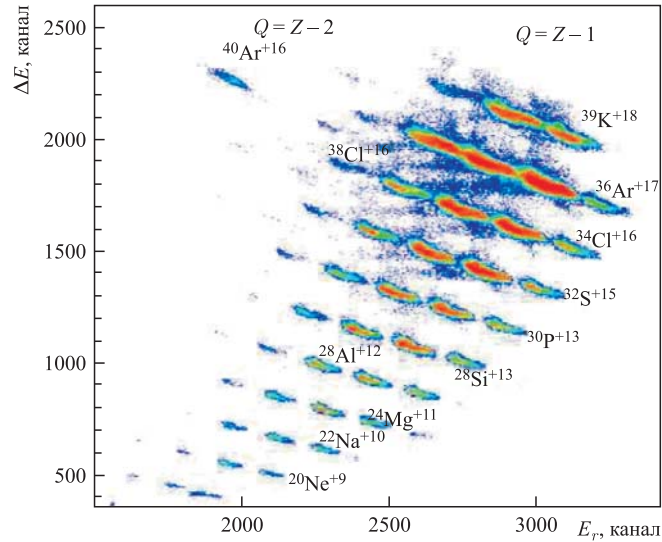


Рис. 7. Идентификационная матрица продуктов, полученных в ядерных реакциях передачи и фрагментации ^{40}Ar (40 АМэВ) + ^9Be . Сепарированные продукты детектировались в выходном ахроматическом фокусе F_a фрагмент-сепаратора КОМБАС телескопом $\Delta E \times E_r$. $Q = Z - 2$ и $Q = Z - 1$ обозначают зарядовые состояния зарегистрированных продуктов ядерных реакций

ионная оптика сепаратора КОМБАС в реальных условиях приводит к увеличению в два-три раза изображения транспортируемого радиоактивного пучка в позиции ахроматического фокуса F_a .

Изотопную сепарирующую способность анализирующей линии КОМБАС можно видеть на рис. 7. Здесь представлено четкое разделение изотопов-продуктов реакций передач и фрагментации ^{40}Ar (40 АМэВ) + ^9Be (при фиксированной магнитной жесткости), полученных в тестовом эксперименте на сепараторе КОМБАС. Таким образом, использование трех параметров: магнитной жесткости B_ρ сепаратора, ионизационных потерь в прострельном детекторе $\Delta E/E$ и измерений остаточной энергии E_r — обеспечивает надежную идентификацию по A и Z продуктов ядерных реакций в широком диапазоне атомных номеров и массовых чисел.

Используя деградер в дисперсионной плоскости F_d , можно существенно снизить в выходном фокусе F_a интенсивность сателлитных продуктов фрагментации ^{40}Ar при настройке жесткости сепарирующей линии КОМБАС, например, на интересующий изотоп ^{39}Cl . На рис. 8 показано качество очистки деградером и второй секцией сепаратора (M5–M8) нужного продукта ^{39}Cl от массива сателлитных продуктов ядерных реакций, представленных на рис. 7. При оптимально подобранной толщине деградера ~ 100 мкм Al-фольги сте-

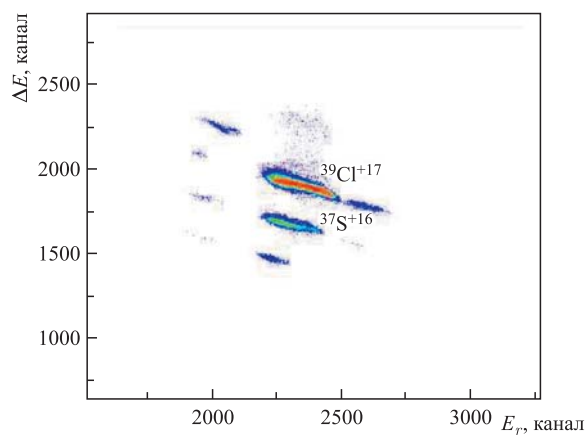


Рис. 8. Вид идентификационной матрицы продуктов ядерных реакций в ахроматическом фокусе F_a после установки деградерной фольги ~ 100 мкм Al в дисперсионном фокусе F_d сепаратора КОМБАС

пень очистки изотопа ^{39}Cl была достигнута 70–80 % (от полной суммы доставленных в F_a продуктов ядерных реакций).

В настоящее время фрагмент-сепаратор КОМБАС находится в рабочем состоянии. На рис.9 показан общий вид фрагмент-сепаратора КОМБАС,

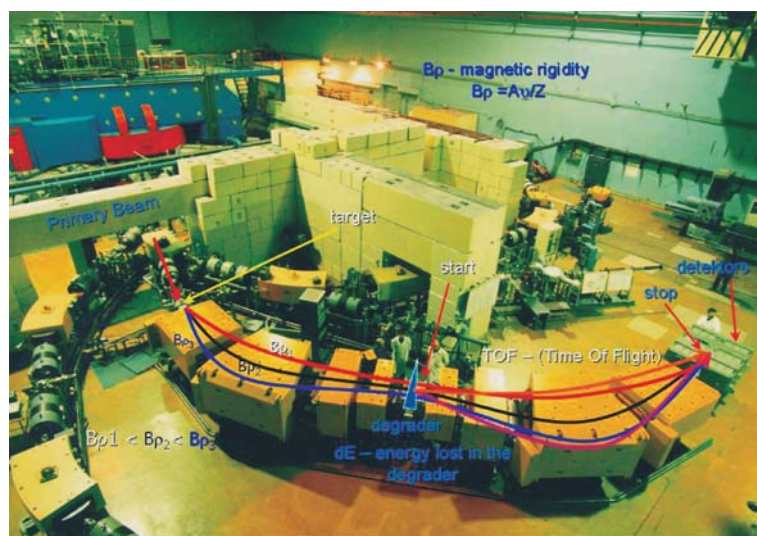


Рис. 9. Размещение фрагмент-сепаратора КОМБАС в экспериментальном зале циклотрона У-400М Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ

установленного в экспериментальном зале циклотрона У-400М Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований (Дубна, Россия).

Однако для приема высоких интенсивностей первичного пучка требуется:

- 1) установка новой вращающейся производящей мишени в позиции F_0 ;
- 2) изготовление и установка стопора первичного пучка с принудительным охлаждением в вакуумном объеме между М1- и М2-магнитами сепаратора;
- 3) установка новых безмасляных насосов высокого вакуума вдоль трассы сепарирующего канала;
- 4) модернизация привода координатного коллиматора в дисперсионной плоскости F_d с целью для регулировки импульсного захвата, установки деградера и лавинных счетчиков.

В табл. 1 приведено сравнение основных характеристик аналогичных фрагмент-сепараторов, функционирующих в исследовательских лабораториях Франции, США, Японии и Германии. Из таблицы видны преимущества широкоапертурного фрагмент-сепаратора КОМБАС по импульсному (в 4–10 раз) и угловому (в 1,5–6,4 раза) акцептансам, величины которых являются важными для увеличения сбора вторичных пучков радиоактивных ядер (см. рис. 4 и 5).

Таблица 1. Сравнение параметров существующих фрагмент-сепараторов

Сепаратор	Ω , мср	$\Delta p/p$, %	$B\rho$, Тл · м	Разрешающая способность
LISE (Франция) [1]	1,0	5,0	3,2	800
A1200 (США) [3]	0,8–4,3	3,0	5,4	700–1500
RIPS (Япония) [2]	5,0	6,0	5,76	1500
FRS (Германия) [4]	0,7–2,5	2,0	9–18	240–1500
КОМБАС (Россия) [7, 8]	6,4	20	4,5	4300

1.2. Ионно-оптический канал согласования эмиттансов КОМБАС и газ-кетчера. Для согласования выходного эмиттанса сепаратора КОМБАС с эмиттансом газ-кетчера разработана триплетная квадрупольная система (рис. 1, б), которая необходима для инжекции транспортируемого пучка вторичных радиоактивных ядер с минимальными потерями интенсивности во входное устройство газ-кетчера. Ионно-оптическая схема и техническая документация основного элемента канала согласования, а именно квадрупольного триплета, разработаны в НИИЭФА им. Д. В. Ефремова НТЦ «Синтез» в комплекте с фрагмент-сепаратором КОМБАС.

Ионно-оптический канал на базе квадрупольных линз с диагностическими траекторными детекторами предоставит:

- 1) возможность формировать более корректно без потерь пучки радиоактивных ядер, транспортируемые в газ-кетчер;
- 2) базу для установки в секции канала двухкоординатных пропорциональных камер и старт-стопных TOF-детекторов, которые необходимы как для мониторинга формы и угловой расходимости пучка частиц на входе в газ-кетчер, так и для времяпролетных измерений;
- 3) возможность измерять энергию частиц-продуктов ядерных реакций в рабочем диапазоне импульсного захвата сепаратора по времени пролета TOF между F_{a1} и F_{a2} ;
- 4) возможность идентифицировать «на лету» изотопный состав радиоактивного пучка на базе F_{a1} и F_{a2} методом $[\Delta E, \text{TOF}]$.

1.3. Газ-кетчер. Схематически структуру ионного кетчера можно представить в виде следующих функциональных частей (рис. 10):

- 1) секции формирования, диагностики и предварительного замедления (ΔE -детектором) вторичного пучка радиоактивных ядер (рис. 10, *а*);
- 2) секции термализации радиоактивных ядер в He-наполненной ячейке, состоящей из каскада ускоряющих электростатических линз и фокусирующих радиочастотных квадруполь RFQ (рис. 10, *б*);
- 3) секции эвакуации He-газа и извлечения из газового объема однозарядных ионов, ускоренных до десятков киловольт энергии в ячейке RFQ. Секция заканчивается масс-спектрометром высокого разрешения (рис. 10, *в*) для сепарации продуктов от молекулярных примесей и идентификации их по A и Z . Отобранные таким образом низкоэнергетические однозарядные

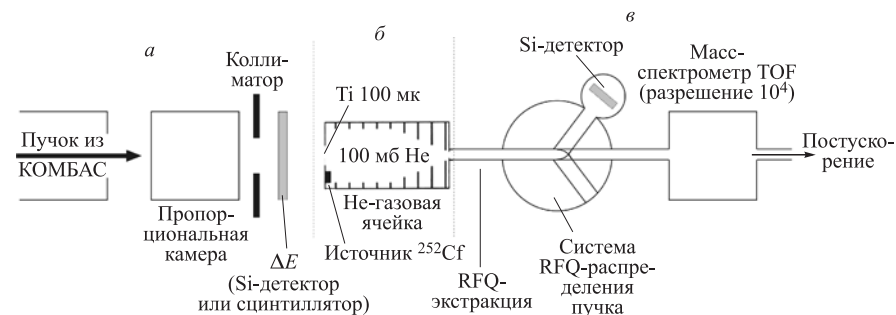


Рис. 10. Схематический вид сопряжения сепаратора КОМБАС с ионным кетчером: *а*) секция формирования, диагностики и предварительного замедления (ΔE — Si-детектором или сцинтиллятором) вторичного пучка радиоактивных ядер; *б*) секция термализации радиоактивных ядер в гелиевой среде с каскадом ускоряющих электростатических линз и фокусирующих радиочастотных квадруполь; *в*) секция эвакуации He-газа, извлечения однозарядных ионов, ускоренных каскадом электростатических линз и фокусирующих элементов RFQ, с последующей их сепарацией от молекулярных примесей и идентификацией по A и Z в масс-спектрометре высокого разрешения

ионы продуктов с конкретными величинами Z и A далее могут быть доставлены в ускоритель для их постускорения (система DRIBS-III).

Основным компонентом установки ионного кетчера является газовая ячейка, разработанная в Аргонской национальной лаборатории (США) [5]. Газовый объем ячейки работает при гелиевом давлении порядка 100 мбар [6], что соответствует приблизительно 0,9–1,8 мг/см² Al-эквивалента для 50–100 см длины пробега. Каскад ускоряющих электростатических линз (DC) и фокусирующих радиочастотных квадруполь (RFQ) направляет замедленные и термализованные ионы в выпускное отверстие. Потоком эвакуируемого He-газа ионы выталкиваются из газовой ячейки через сопло в следующую секцию из DC- и RFQ-элементов, в которой они фильтруются от He-газа с помощью откачки He-мощным безмасляным насосом с высокой скоростью (порядка 5000 м³/ч). В результате при начальном давлении в 100 мбар внутри газовой ячейки и выходном отверстии диаметром 1,6 мм формируется давление порядка 10⁻² мбар. Затем ионы направляются в новую DC- и RFQ-секцию, давление в которой поддерживается порядка 10⁻⁵ мбар. В этой секции поток ионов, полностью отфильтрованный от He-газа, направляется в камеру Si-детектора для считывания радиоактивных ионов по их β -распадам в контрольных целях (для определения коэффициента потерь) и далее поступает в масс-спектрометр высокого разрешения.

Широкополосный масс-спектрометр с разрешающей способностью 10⁴ служит для очистки однозарядных ионов от одно- и двухзарядных молекулярных примесей (в основном молекул воды и гидроуглеродов). Высокая разрешающая способность спектрометра позволяет надежно отфильтровать в выходном фокусе однозарядные ионы по массовому числу, которые затем по каналу транспортировки могут быть отправлены на постускорение до нужных энергий.

Основными характеристиками ионного кетчера являются эффективность получения атомных пучков и время экстракции ионных пучков.

Контроль за суммарной эффективностью может осуществляться сравнением счета числа радиоактивных ядер, зарегистрированных Si-детектором (или сцинтилляционным детектором) на входе в газ-кетчер (рис. 10, *a*), с числом однозарядных ионов, зарегистрированных в фокальной плоскости масс-спектрометра (рис. 10, *б*) или вторым контрольным Si-детектором.

Быстродействие экстракции ионных пучков чрезвычайно важно в исследованиях короткоживущих экзотических ядер, особенно наиболее перспективных вблизи границ ядерной стабильности. Измеренное время пролета TOF между Si-детектором (или сцинтиллятором (рис. 10, *a*)) на входе в газ-кетчер и детектором в фокальной плоскости масс-спектрометра служит критерием быстродействия всей системы конвертирования быстрых вторичных пучков радиоактивных ядер во вторичные пучки медленных однозарядных ионов.

На пучках релятивистских радиоактивных ядер в GSI (Дармштадт, Германия) в комбинации FRS + газ-кетчер в прямых экспериментах [6] было получено время экстракции атомных пучков порядка десяти миллисекунд, эффективность конвертирования пучков радиоактивных ядер в пучки однозарядных ионов достигала 40–50 %.

Сепаратор вторичных пучков может обеспечить следующие режимы работы:

1) получение и формирование жестких вторичных пучков радиоактивных ядер в ахроматическом фокусе F_{a2} фрагмент-сепаратора КОМБАС;

2) термализацию высокоэнергетических вторичных пучков радиоактивных ядер, конвертирование их в пучки однозарядных ионов в газ-кетчере с последующей транспортировкой атомных пучков в ускоритель для их постускорения;

3) получение моноизотопных и монохроматических пучков радиоактивных ядер, которые можно будет эффективно использовать как в исследованиях реакций передачи и фрагментации, включая реакции синтеза новых изотопов тяжелых и сверхтяжелых элементов на вторичных пучках радиоактивных ядер, так и в спектроскопических исследованиях структуры экзотических ядер.

2. НАУЧНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ПРОЕКТА

Тематика получения вторичных пучков радиоактивных ядер и исследования свойств экзотических ядер является одной из наиболее актуальных в исследовательских программах ведущих центров США, Европы и Японии и в настоящее время широко обсуждается на международных форумах. Активизации этих исследований способствуют современные достижения в ускорительной и сепараторной технике, позволяющей получать достаточной интенсивности вторичные пучки короткоживущих ядер.

Исследования на пучках радиоактивных ядер показали, что в сильноасимметричных по N/Z ядрах структура драматически эволюционирует от оболочечноподобной в области стабильных ядер к кластерной структуре для ядер вблизи границы нуклонной стабильности (развитие деформаций, исчезновение оболочек с «магическими» числами, гало-структура и т. д.). Поэтому систематические исследования свойств ядер с аномальным отношением N/Z в зависимости от изоспина позволяют не только изучить пределы применимости концепции среднего поля, на базе которой строятся различные модификации модели оболочек, но и получить важную информацию о свойствах ядерной материи с плотностью, отличающейся от плотности в стабильных ядрах [9–11]. Значительные перспективы также открываются для синтеза новых нейтронно-избыточных изотопов тяжелых и сверхтяжелых элементов на вторичных пучках радиоактивных ядер.

2.1. Изучение механизмов образования новых нуклидов при промежуточных энергиях 20–100 АМэВ и получение вторичных пучков радиоактивных ядер. Ядерные реакции с тяжелыми ионами при промежуточных энергиях, особенно в переходной области энергии Ферми, представляют значительный интерес как для изучения ядерной динамики, так и получения вторичных пучков радиоактивных ядер с аномальным отношением N/Z [9–13]. Известно, что ядерные взаимодействия при энергиях ниже энергии Ферми характеризуются в основном однопольной динамикой и интерпретируются в терминах среднего поля, поскольку нуклон-нуклонные столкновения принципом Паули запрещены. В области энергии Ферми относительные скорости сталкивающихся ядер становятся сравнимыми с внутриядерным движением нуклонов. Создается благоприятная ситуация для обмена нуклонами между взаимодействующими ядрами с перспективой образования ядер с аномальным N/Z , в том числе ядер вблизи границы нуклонной стабильности. С ростом энергии сталкивающихся партнеров в динамику взаимодействия включается конкурирующий механизм нуклон-нуклонных столкновений, поскольку блокирующий фактор Паули снимается. При энергиях выше энергии Ферми эффекты среднего поля ослабевают, и динамика нуклон-нуклонных столкновений становится доминирующей. При значительно более высоких энергиях столкновения в действие вступают процессы фрагментации и мультифрагментации взаимодействующих ядер.

Интерес представляют исследования выходов нейтронно-избыточных и протонно-избыточных изотопов с $3 \leq Z \leq 40$ в реакциях передачи и фрагментации [14–18] при взаимодействии тяжелых ядер-снарядов, таких как ^{40}Ar , $^{40-48}\text{Ca}$, $^{58-64}\text{Ni}$, $^{64-70}\text{Zn}$, $^{78-86}\text{Kr}$ и т. д., с энергиями в окрестности энергии Ферми $E = 20-100$ АМэВ с легкой мишенью ^9Be (малый изоспиновый параметр) и тяжелой мишенью, например ^{197}Au (высокий изоспин). В переднеугловых измерениях, где концентрируются выходы продуктов реакций при промежуточных энергиях, на сепараторе КОМБАС будут изучены скоростные, изотопные и элементные распределения радиоактивных ядер, из которых можно будет сформировать вторичные пучки экзотических ядер, перспективные как для синтеза нейтронно-обогащенных изотопов тяжелых и сверхтяжелых элементов, так и для использования их в исследованиях ядерных реакций на пучках экзотических ядер.

В качестве примера на рис. 11 приводятся расчетные трехмерные диаграммы поперечных сечений образования множества изотопов, предсказанные в работах [17, 18], для реакций $^{40}\text{Ca}(100 \text{ АМэВ}) + \text{Be}$ и $^{48}\text{Ca}(100 \text{ АМэВ}) + \text{Be}$. Из данных диаграмм видно значительное превосходство пучка нейтронно-избыточного стабильного ядра ^{48}Ca по сравнению с ^{40}Ca в широком диапазоне поперечных сечений образования от 10^{-6} до 100 мб. В результате фрагментации ^{48}Ca образуется нейтронно-избыточных изотопов почти в восемь

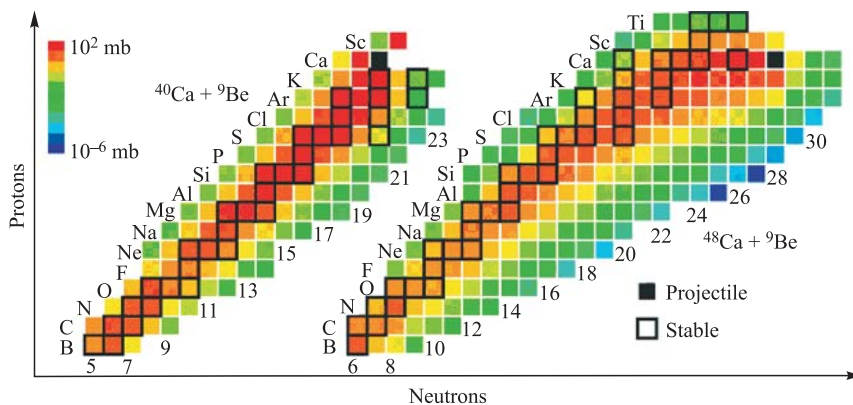


Рис. 11. Расчетные трехмерные диаграммы поперечных сечений образования изотопов в плоскости N (число нейтронов) и Z (число протонов) для реакций фрагментации ионов ^{40}Ca и ^{48}Ca на Be-мишени

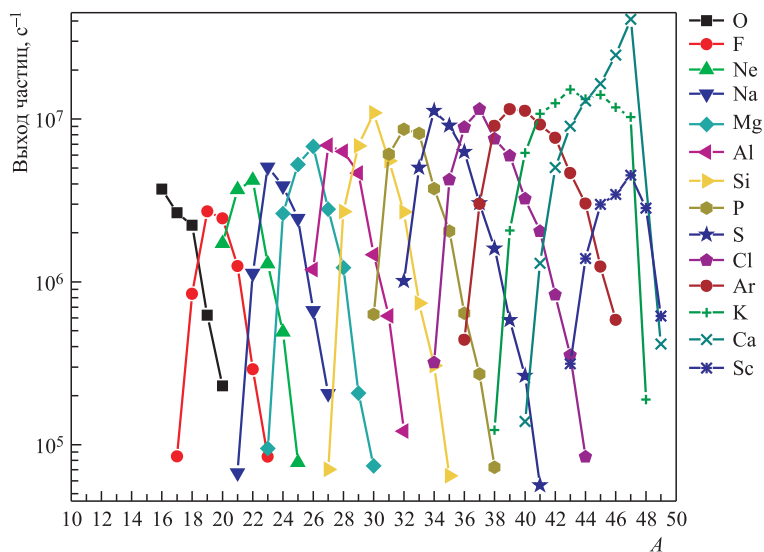


Рис. 12. Ожидаемые значения интенсивностей пучков нейтронно-избыточных ядер, предсказанные в работах [17, 18], для реакций фрагментации ионов ^{48}Ca с энергиями в диапазоне 30–50 АМэВ. Оценка выходов произведена при следующих условиях: интенсивности пучка ионов ^{48}Ca 1 $\mu\text{кА}$, толщине производящей мишени Be около 300 $\mu\text{м}$, импульсном захвате фрагмент-сепаратора, равном $\pm 2\%$

раз больше, чем в случае аналогичной реакции с пучками более легкого стабильного изотопа ^{40}Ca .

Используя известные, а для некоторых изотопов расчетные значения [17, 18] поперечных сечений образования фрагментов, можно оценить интенсивности пучков перспективных нейтронно-избыточных ядер, ожидаемые в реакциях фрагментации ядер ^{48}Ca с энергиями 30–50 АМэВ. На рис. 12 приведены оценки выходов изотопов для элементов от кислорода ($Z = 8$) до скандия ($Z = 22$), полученные в следующих предположениях: интенсивности пучка ионов ^{48}Ca 1 $\mu\text{мкА}$, толщине производящей мишени Ве около 300 $\mu\text{м}$, импульсном захвате фрагмент-сепаратора, равном $\pm 2\%$. Как видно из представленных изотопных распределений, интенсивность вторичных пучков радиоактивных ядер $^{42-47}\text{K}$ и $^{41-42}\text{Ar}$, перспективных для использования в качестве бомбардирующих частиц, может достигать 10^7 с^{-1} . Интенсивность пучков экзотических изотопов более легких элементов может достигать 10^5 с^{-1} .

Для сравнения на рис. 13 показаны две расчетные карты изотопов, заселяемых в реакциях передачи и фрагментации для более тяжелых систем $^{58,64}\text{Ni}$ (30–50 АМэВ) + ^9Be . Можно также отметить преобладающее количество нейтронно-избыточных изотопов, которое ожидается на пучках более тяжелой частицы ^{64}Ni по сравнению с фрагментацией более легкого ядра ^{58}Ni . Однако преимущество пучков ^{64}Ni над ^{58}Ni не такое значительное, как в случае использования уникальных пучков кальция ^{48}Ca по сравнению с ^{40}Ca .

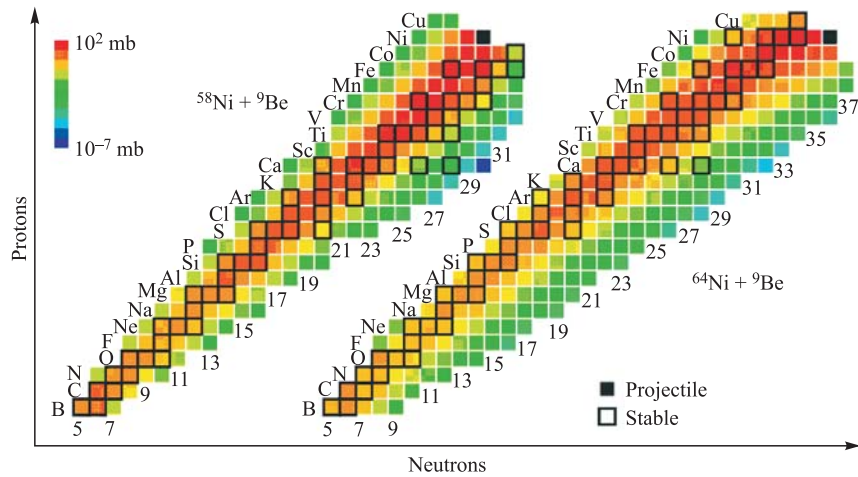


Рис. 13. Расчетные трехмерные диаграммы поперечных сечений образования изотопов в плоскости N (число нейтронов) и Z (число протонов), предсказанных в работах [17, 18], для реакций фрагментации ионов ^{58}Ni и ^{64}Ni на Ве-мишени

2.2. Изучение упругого рассеяния экзотических ядер. Ожидается, что большие поперечные сечения упругого рассеяния обеспечат достаточную чувствительность и высокую информативность в экспериментальных исследованиях свойств экзотических ядер [19–22], которые получают в основном в реакциях передач нуклонов или фрагментации с относительно низкими интенсивностями (порядка 10^6 частиц в секунду и меньше). Известно, что поперечное сечение упругого рассеяния тяжелых ионов при низких и средних энергиях показывает фраунгоферовы осцилляции в переднем угловом интервале. Малый передний угловой интервал соответствует далеким периферийным столкновениям, поэтому поперечное сечение упругого рассеяния, можно сказать, определяется «хвостами» одночастичных распределений ядерной материи на периферии ядра. Таким образом, из экспериментов по упругому рассеянию мы можем получить важную информацию как о среднеквадратичных радиусах одночастичных распределений ядерной материи, так и о деталях ядро-ядерного потенциала при очень низких плотностях ядерной материи на периферии. Более того, период дифракционных осцилляций Фраунгофера позволяет определять радиус сильного поглощения ядер с использованием соотношения: угловой период осцилляций $\Delta\Theta = \pi/k R_{\text{abs}}$, где k — волновое число, R_{abs} — радиус сильного поглощения и π — число пи.

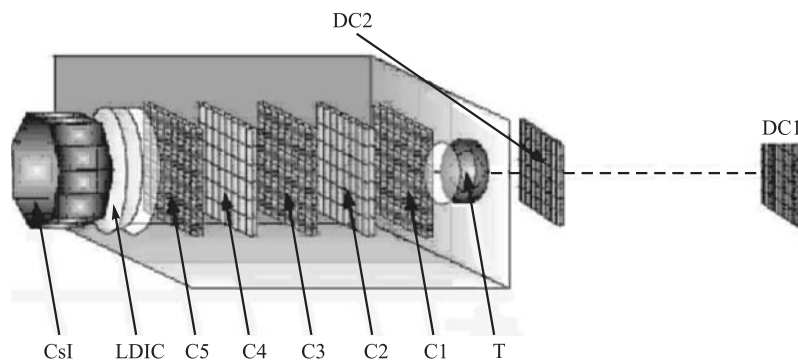


Рис. 14. Детектирующая система для изучения упругого рассеяния экзотических ядер. Конфигурация представляет каскад многопроволочных камер: DC1, DC2 — диагностические прокмеры пучка радиоактивных частиц (до второй мишени); T — тонкая водородосодержащая полиэтиленовая мишень (C_2H_4) n (или углеродная); C1–C5 — двухкоординатные прокмеры для траекторных измерений продуктов рассеяния; LDIC — дрейфовая ионизационная камера для измерения ионизационных потерь частиц $\Delta E/\Delta X$; CsI — сцинтилляционные детекторы для измерения энергии длиннопробежных частиц. Пара (LDIC, CsI) детекторов обеспечивает идентификацию по A и Z продуктов рассеяния

В экспериментах по упругому рассеянию планируется изучить эволюцию формы экзотических ядер с возрастанием нейтронного избытка для серии изотопов элемента натрия $^{23-32}\text{Na}$ (в дальнейших экспериментах и изотопов O, F, Ne и Mg). Детектирующая система [23, 24] сепаратора КОМБАС в F_a будет работать в основном с внешней композиционной полиэтиленовой мишенью $(\text{C}_2\text{H}_4)_n$ или углеродной мишенью, результаты рассеяния на которой представляют самостоятельный интерес, а также важны для оценки вкладов от углерода в рассеянии на композиционной полиэтиленовой мишени. Водородная мишень H по причине безструктурности протона (элементарная частица) представляет наибольший интерес, так как в измерениях упругого и неупругого рассеяния ядер элементов Ne–Al будет отражаться только структура формы этих экзотических ядер без влияния безструктурного ядра мишени. Полученный опыт использования простейшего варианта композиционной мишени чрезвычайно важен для развития работ по созданию перспективного варианта комбинации мишень–детектор («активной мишени»), когда в качестве ядер мишени можно будет использовать ядра атомов газового наполнения пропорциональной камеры метаном (CH_4). Вариант «активной мишени» в настоящее время находится в активной фазе разработки. Конфигурация детектирующей системы с внешней мишенью (рис. 14) представляет каскад многопроволочных пропорциональных камер DC1, DC2, T, C1–C5, LDIC, CsI.

2.3. Изучение кластерной структуры ядер легких элементов вблизи границы ядерной стабильности. Чтобы понять механизм структурных изменений в ядрах с ростом изоспина, планируется изучить эволюцию кластерной структуры с ростом нейтронного избытка N/Z в цепочке изотопов легких элементов ^{6-11}Li , ^{9-14}Be и $^{10-17}\text{B}$. В теоретических исследованиях, выполненных в работах [25–28], предсказывается значительное усиление формирования кластеров в нейтронно-избыточных ядрах легких элементов (рис. 15, пример для изотопов бора). Вследствие этого по мере приближения к границе нуклонной стабильности компонента деформированных ядер существенно возрастает. В деформированных ядрах отношение поверхности к объему возрастает, что способствует увеличению объема нейтронного скина в кластеризованных ядрах.

На рис. 16 показаны энергии порогов развала на кластеры и энергии эмиссии нейтронов для изотопов Li, Be и B. Из рисунка видно, что энергия сепарации нейтронов с ростом нейтронного избытка в представленных цепочках изотопов уменьшается, в то время как энергия порогов развала кластерного распада увеличивается. Следовательно, кластерные резонансы в ядрах следует искать при высоких энергиях возбуждения (до десятка МэВ) в области, где доминирует континуум одночастичных возбуждений.

Для получения информации о спектре кластерных резонансов в ядре-кандидате в данном проекте предлагается использовать метод определения

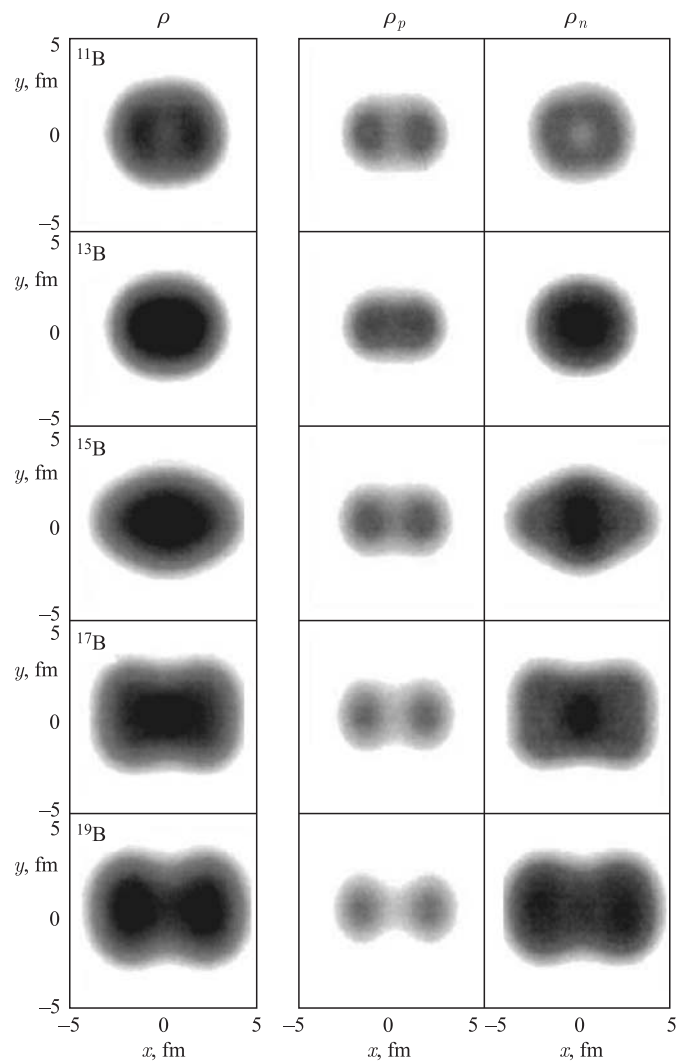


Рис. 15. Расчетные проекции распределения плотностей нейтронов ρ_n , протонов ρ_p и нуклонов ρ в изотопах бора $^{11-19}\text{B}$, полученные в работах [25–28]

относительной энергии продуктов развала. Из законов сохранения импульса и энергии для реакции кулоновского развала следует известное выражение для относительной энергии:

$$E_{\text{rel}} = 1/2\mu v_{\text{rel}}^2, \quad (1)$$

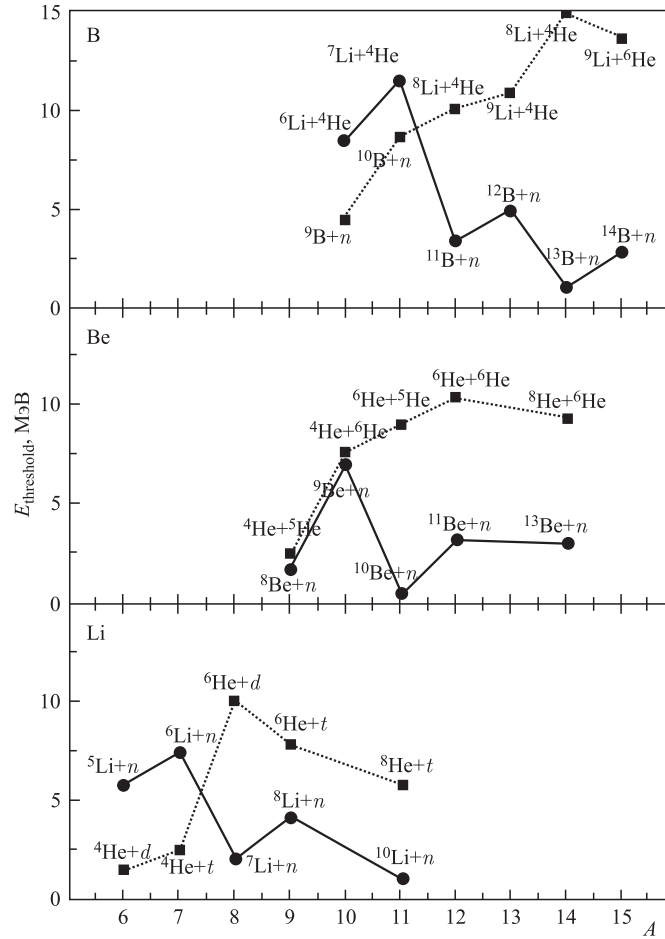


Рис. 16. Энергии порогов развала на кластеры и эмиссии нейтронов для группы изотопов Li, Be и B

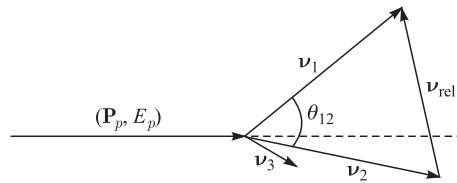


Рис. 17. Диаграмма скоростей двухчастичного кулоновского развала ядра ^{11}B с импульсом P_p и энергией E_p на кластеры ^4He (ν_1) и ^7Li (ν_2), инициированного в реакции ^{11}B (35 АМэВ) + ^{12}C . ν_3 — скорость ядра отдачи ^{12}C , ν_{rel} — относительная скорость кластеров, θ_{12} — угол разлета обоих кластеров

где E_{rel} — относительная энергия продуктов кулоновского развала исходного ядра, μ и ν_{rel} — приведенная масса и относительная скорость продуктов развала соответственно.

На рис. 17 в качестве примера представлена скоростная диаграмма двухчастичного развала ядра ^{11}B на кластеры $^4\text{He}(\nu_1)$ и $^7\text{Li}(\nu_2)$, инициированного в реакции $^{11}\text{B}(35 \text{ AMэВ}) + ^{12}\text{C}$. В этом случае относительную энергию E_{rel} можно выразить следующим соотношением:

$$E_{\text{rel}} = A_2 E_1 / (A_1 + A_2) + A_1 E_2 / (A_1 + A_2) - 2(A_1 + A_2) \cos \theta_{12} (A_1 E_1 A_2 E_2)^{1/2}, \quad (2)$$

где A_1 , E_1 и A_2 , E_2 — массовые числа и кинетические энергии кластеров $^4\text{He}(\nu_1)$ и $^7\text{Li}(\nu_2)$ соответственно, θ_{12} — угол разлета обоих кластеров.

Измеряя в совпадении кинетические энергии обоих продуктов развала E_1 и E_2 и угол их разлета θ_{12} , получаем спектральную функцию кластерных возбуждений ядра $E^* = E_{\text{rel}} - Q_{gg}$, где Q_{gg} представляет порог развала ядра на кластеры. Из уравнения (2) видно, что спектральная функция кластерных резонансов зависит только от таких кинематических параметров продуктов развала, как E_1 , E_2 и θ_{12} , и не зависит от энергии E пучка разваливающихся частиц.

Этот фактор позволяет использовать немонахроматические пучки ядер-кандидатов для кластерного развала. Это особенно важно в изучении структуры экзотических ядер вдоль границ нуклонной стабильности, которые образуются с малыми поперечными сечениями и широкими импульсными распределениями. Кроме того, предоставляется возможность использовать более толстые производящие мишени, чтобы получать необходимые интенсивности экзотических частиц.

Можно отметить также следующие достоинства метода регистрации в совпадении продуктов развала:

1) высокую селективность отбора распадов кластерных состояний из спектра одночастичных возбуждений высокой плотности (в области высоких возбуждений);

2) высокие кинетические энергии распадающихся экзотических ядер (30–50 AMэВ), что позволяет эффективно использовать кинематический фактор переднеугловой фокусировки в лабораторной системе координат (особенно в реакциях с обратной кинематикой);

3) угловой диапазон измерений продуктов развала, который вследствие высокой селективности метода совпадений может быть расширен в область очень малых углов, вплоть до нуля градусов, где данные очень чувствительны к величине переданного углового момента в реакции. Это принципиально важно, так как кластеры в ядрах формируются в состояниях с высокими спинами.

В экспериментах планируется измерить энергетические и угловые корреляции продуктов развала ядер ${}^6\text{-}^{11}\text{Li}$, ${}^9\text{-}^{14}\text{Be}$ и ${}^{10}\text{-}^{17}\text{B}$ в «плоскости» и вне «плоскости» реакции, что позволит не только изучить спектральную функцию резонансов, но и определить спины резонансов без использования модельных представлений. Ожидается, что полученная информация будет важной как для оценки границ применимости оболочечных моделей в теории ядра [29], так и для понимания фундаментальных аспектов ядерной динамики многих тел [30, 31].

Необходимые интенсивности пучков указанных изотопов легких элементов были получены и сепарированы (табл. 2) на фрагмент-сепараторе КОМБАС.

Из табл. 2 видно, что для получения пучков ядер ${}^6\text{-}^{11}\text{Li}$, ${}^9\text{-}^{14}\text{Be}$ и ${}^{10}\text{-}^{17}\text{B}$ перспективными являются реакции фрагментации ядер ${}^{18}\text{O}$ и ${}^{22}\text{Ne}$ при промежуточных энергиях (от 30 до 50 АМэВ) [32].

Программу исследований кластерной структуры планируется расширить, включив перспективные ядра тяжелых изотопов углерода, азота и кислорода.

Таблица 2. Скорости образования нейтронно-избыточных изотопов Li, Be, B, C и N элементов, полученные в реакциях ${}^{18}\text{O}$ (35 АМэВ) + ${}^9\text{Be}$ и ${}^{22}\text{Ne}$ (40 АМэВ) + ${}^9\text{Be}$ при интенсивности первичного пучка 5 емкА и толщине мишени 200 мг/см²

Изотоп ($\tau_{1/2}$, с)	Скорость образования частиц, с ⁻¹	
	${}^{18}\text{O}$ (5 емкА) ($E = 35$ АМэВ)	${}^{22}\text{Ne}$ (5 емкА) ($E = 40$ АМэВ)
${}^9\text{Li}$ (0,18)	$2,5 \cdot 10^5$	—
${}^{11}\text{Li}$ (0,008)	$3 \cdot 10^3$	—
${}^{11}\text{Be}$ (13,8)	$1,5 \cdot 10^5$	—
${}^{12}\text{Be}$ (0,024)	$1,5 \cdot 10^5$	—
${}^{14}\text{Be}$ (0,004)	$3 \cdot 10^2$	—
${}^{13}\text{B}$ (0,017)	$1 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^6$
${}^{14}\text{B}$ (0,014)	$2,5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$
${}^{15}\text{B}$ (0,01)	$1,5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^4$
${}^{17}\text{B}$ (0,005)	—	$4 \cdot 10^2$
${}^{15}\text{C}$ (2,45)	$5 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$
${}^{16}\text{C}$ (0,747)	$1 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^5$
${}^{17}\text{C}$ (0,19)	—	$1 \cdot 10^5$
${}^{18}\text{C}$ (0,09)	—	$1,5 \cdot 10^5$
${}^{17}\text{N}$ (4,17)	—	$5 \cdot 10^5$
${}^{18}\text{N}$ (0,63)	—	$1 \cdot 10^6$
${}^{19}\text{N}$ (0,33)	—	$1,5 \cdot 10^6$

Значительный интерес представляют исследования закономерностей в эволюции кластерной структуры с ростом нейтронного избытка в цепочке изотопов кислорода ^{16}O – ^{24}O , так как они могут пролить свет на наблюдаемую в экспериментах нестабильность изотопов ^{26}O с $N = 18$ и $Z = 8$ и ^{28}O с магическими числами $N = 20$ и $Z = 8$.

2.4. Поиск и изучение структуры ^{26}O и ^{28}O резонансов в реакциях передачи. Многочисленные попытки [33–42] синтезировать нейтронно-избыточные ядра кислорода ^{26}O и ^{28}O с магическими числами $Z = 8$ и $N = 18$ и 20 в реакциях фрагментации и передач в экспериментах с предельной чувствительностью указывают на их ядерную нестабильность. Результаты этих исследований показали, что структура границы ядерной стабильности для элемента кислорода заканчивается последним изотопом с числом нейтронов $N = 16$ (изотоп ^{24}O), а не с магическим числом $N = 20$. В то же время нейтронно-избыточные изотопы соседнего элемента фтора с $Z = 9$ являются ядерно-стабильными со значительно более высоким нейтронным избытком ($N = 22$).

Чтобы понять причину нарушения предсказаний стандартной оболочечной модели, представляется крайне важным изучить эволюцию структуры связанных состояний по мере увеличения нейтронного избытка в изотопах кислорода 20 – ^{24}O , включая поиск резонансов несвязанных состояний в ядрах $^{26,28}\text{O}$. Для заселения связанных и несвязанных состояний тяжелых изотопов кислорода планируется использовать реакции свободного выбивания протона из ядер фтора или двух протонов из ядер неона [38, 42].

Для получения пучков радиоактивных ядер ^{27}F , ^{28}F , ^{28}Ne и ^{30}Ne предлагается использовать реакции фрагментации ^{36}S , ^{40}Ar и ^{48}Ca с энергией 40–50 АМэВ на ядрах бериллиевой мишени (табл. 3). Сепарация и формирование пучков радиоактивных ядер ^{27}F , ^{28}F , ^{28}Ne и ^{30}Ne будут выполнены на «in-flight» сепараторе КОМБАС. Импульсный захват сепаратора, содержащего Al-деградер в промежуточном фокусе F_d , не должен превышать 2%.

Таблица 3. Оценки выходов вторичных пучков нейтронно-избыточных изотопов $^{25,27,29}\text{F}$ и $^{24,26,28}\text{O}$, ожидаемых в реакциях фрагментации ^{36}S , ^{40}Ar и ^{48}Ca с энергией 40 АМэВ и интенсивностью 5 е мкА на $200 \text{ мг/см}^2 \text{ } ^9\text{Be}$ -мишени

Продукт реакций	Пучок ^{36}S , с^{-1}	Пучок ^{40}Ar , с^{-1}	Пучок ^{48}Ca , с^{-1}
^{25}F	$7 \cdot 10^4$	10^4	10^5
^{27}F	500	100	1000
^{29}F	2	0,2	10
^{24}O	700	200	2000
^{26}O	5	1	10
^{28}O	10^{-4}	10^{-3}	0,1

Таблица 4. Оценки поперечных сечений реакций срыва протона из ядер вторичных пучков ^{24}F , ^{25}F и ^{26}F в диапазоне энергий бомбардирующих частиц фтора 40–50 АМэВ

Продукт	$(^{24}\text{F}, X)$, мб	$(^{25}\text{F}, X)$, мб	$(^{26}\text{F}, X)$, мб
^{24}O	—	$3,8 \pm 0,6$	$4,1 \pm 1,4$
^{23}O	$6,6 \pm 1,0$	$6,4 \pm 0,9$	$8,9 \pm 2,4$
^{22}O	$11,6 \pm 1,6$	$13,1 \pm 1,5$	$12,4 \pm 2,9$
^{21}O	$15,1 \pm 1,7$	$13,0 \pm 1,4$	$13,1 \pm 3,0$
^{20}O	$13,0 \pm 1,9$	$8,9 \pm 1,3$	$9,4 \pm 2,2$

Траекторный анализ вторичных пучков ^{27}F , ^{28}F , ^{28}Ne и ^{30}Ne (до мишени) выполняется парой двухкоординатных пропорциональных камер (или лавинных счетчиков), которые необходимы для определения углового разброса и размера пучка на второй мишени ^{12}C в фокусе F_a . Изотопный состав по A и Z указанных ядер однозначно определяется по времени пролета TOF, измеряемому по стартовым сигналам из лавинного счетчика в дисперсионном фокусе F_d и по стоповому сигналу прострельного кремниевого детектора D1 (ΔE толщиной 100 мкм), установленного перед мишенью в F_a . Мишень в F_a из 100 мг/см² ^{12}C (или 1 мм полиэтиленовой фольги) устанавливается перед телескопом измерительных детекторов. Телескоп состоит из кремниевых детекторов: прострельного D2 (ΔE толщиной 100 мкм, 32-стриповый, X -координатный) и D3 полного поглощения (E толщиной 300 мкм, 32-стриповый, Y -координатный). Продукты реакций срыва протона из ядер ^{27}F и ^{28}F (или двух протонов из ядер ^{28}Ne и ^{30}Ne) идентифицируются комбинацией (ΔE , E) детекторных сигналов телескопа и TOF с помощью двумерных плотов. В табл. 4 представлены ожидаемые поперечные сечения реакций срыва протона из ядер вторичных пучков ^{24}F , ^{25}F и ^{26}F при энергиях этих бомбардирующих частиц 40–50 АМэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anne R. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1987. V. 257. P. 215–232.
2. Kubo T. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 1992. V. 70. P. 309–319.
3. Sherrill B. M. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 1991. V. 56/57. P. 1106–1110.
4. Geissel H. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 1992. V. 70. P. 286–297.
5. Savard G. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 204. P. 582–586.
6. Petrick M. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 2008. V. 266. P. 4493–4497.
7. Artukh A. G. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 426. P. 605.
8. Artukh A. G. et al. // Instr. Exp. Techn. 2011. V. 54, No. 5. P. 668–681.
9. Tassan-Got L., Stephan C. // Nucl. Phys. A. 1991. V. 524. P. 121.

10. von Oertzen W., Martin F., Kanada-En'yo Y. // Phys. Rep. 2006. V. 432. P. 43.
11. Jensen A. S. et al. // Rev. Mod. Phys. 2004. V. 76. P. 215.
12. Bass S. A. et al. // Prog. Part. Nucl. Phys. 1998. V. 41. P. 225.
13. Aichelin J. // Phys. Rep. 1991. V. 202. P. 233.
14. Morrissey D. J. // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 460–470.
15. Blank B. et al. // Phys. Rev. C. 1994. V. 50. P. 2398–2407.
16. Tsang M. B. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 054615.
17. Notani M. Projectile Fragmentation Reactions and Production of Nuclei near the Neutron Drip-Line. PhD Thesis. University of Tokyo, 2000.
18. Mocko M. Rare Isotope Production. PhD Thesis. Michigan State University, 2006.
19. Chung W., Widenhal B. H. // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 2260.
20. Gareev F. A. et al. JINR Preprint E4-92-113. Dubna, 1992.
21. Artukh A. G. et al. JINR Preprint E7-93-74. Dubna, 1993.
22. Roussel-Chomaz P., Alamanos N., Delbourgo-Salvador P. Talk Given at the XXX Intern. Winter Meeting on Nucl. Phys., Bormio, Italy, Jan. 23–28, 1995.
23. Astatatyan R. A. et al. JINR Preprint E13-2002-138. Dubna, 2002.
24. Астабамян Р. А. и др. Препринт ОИЯИ Р13-2011-59. Дубна, 2011.
25. Kanada-En'yo Y., Horiuchi H. // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 647.
26. Ikeda K., Takigawa N., Horiuchi H. // Prog. Theor. Phys. Suppl. 1968. P. 468.
27. Horiuchi H. // Proc. of the 7th Intern. Conf. on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Dynamics. World Sci., 2000. P. 405.
28. Kanada-En'yo Y., Horiuchi H., Ono A. // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 628.
29. Descouvement P. // Nucl. Phys. A. 2001.
30. Freer M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 1383;
Freer M. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 03430.
31. Artukh A. G. et al. // J. Nucl. Phys. 2002. V. 65. P. 419–425.
32. Artukh A. G. et al. // Instr. Exp. Techn. 2009. V. 52, No. 1. P. 13–24; ПТЭ. 2009. № 1. С. 19–31.
33. Guillemand-Mueller D. et al. // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 937.
34. Fauerbach M. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 647.
35. Tarasov O. et al. // Phys. Lett. B. 1997. V. 409. P. 64.
36. Sakurai H. et al. // Phys. Lett. B. 1999. V. 448. P. 180.
37. Artukh A. G. et al. // Intern. Symp. on Exotic Nuclei «EXON-2001», Baikal Lake, July 24–28, 2001. World Sci., Singapore, 2002. P. 682–689.
38. Hoffman C. R. et al. // Phys. Lett. B. 2009. V. 672. P. 17–21.
39. Thoennessen M. et al. // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 044318.
40. Bazin D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 012501.
41. Lapoux V. et al. // RIKEN Accel. Prog. Rep. 2012. V. 45. P. 7.
42. Chen R. J. et al. // Ibid. P. 12.

Получено 19 августа 2013 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 16.01.2014.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,81. Уч.-изд. л. 2,21. Тираж 260 экз. Заказ № 58161.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/