

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО  
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 621.384.8(04)

ФРАГМЕНТ-СЕПАРАТОР КОМБАС

© 2011 г. А. Г. Артюх\*, Ю. М. Серeda\*., С. А. Клыгин\*, Г. А. Кононенко\*, Ю. Г. Тетерев\*,  
А. Н. Воронцов\*., Г. Камински\*., Б. Эрдемчимег\*., В. В. Осташко\*.,  
Ю. Н. Павленко\*., П. Г. Литовченко\*., В. Е. Ковтун\*.,  
Е. И. Коший\*., А. Г. Фощан\*., Д. А. Кислуха\*.

\*Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флерова  
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

\*\*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

\*\*\*Институт ядерной физики им. Х. Неводничанского ПАН, Краков, Польша

\*\*\*\*Монгольский государственный университет, Центр ядерных исследований, Улан-Батор, Монголия

\*\*\*\*\*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина

E-mail: artukh@jinr.ru

Поступила в редакцию 08.02.2011 г.

Приведены результаты анализа основных ионно-оптических характеристик фрагмент-сепаратора КОМБАС. В переднеугловых измерениях на фрагмент-сепараторе КОМБАС изучены импульсные распределения радиоактивных ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$ , полученных в реакции  ${}^{11}\text{B}$  (33 АМэВ, где  $A$  — массовое число частицы) +  ${}^9\text{Be}$  (332.6 мг/см<sup>2</sup>). С использованием пучков ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  были измерены импульсный и угловой (по горизонтали) захваты сепаратора КОМБАС. Установлено, что размер изображения пучков ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  в выходном ахроматическом фокусе сепаратора  $F_a$  приблизительно в два раза превышает размер пучка на производящей мишени (входной фокус  $F_0$ ), на которую первичный пучок диафрагмировался диаметром 6 мм. При интенсивности первичного пучка  ${}^{11}\text{B}$  5 мкА получены следующие интенсивности пучков:  $6.9 \cdot 10^5$  частиц/с для  ${}^6\text{He}$ ,  $2 \cdot 10^4$  частиц/с для  ${}^8\text{He}$  и  $4.7 \cdot 10^5$  частиц/с для  ${}^9\text{Li}$ . Полученные значения достаточны для использования их в спектроскопических исследованиях. Предлагается использовать времяпролетный анализ продуктов ядерных реакций на выходе сепаратора КОМБАС не только для измерения энергии транспортируемых частиц во всем рабочем диапазоне импульсного захвата, но и для их идентификации по массе  $A$  и заряду  $Z$  без потери этих частиц. Проблему снижения нагрузок детекторов и дальнейшего улучшения энергетического разрешения регистрируемых частиц предлагается решить установкой высокоразрешающего магнитного спектрометра после второй мишени, принимающей вторичные пучки радиоактивных ядер.

ВВЕДЕНИЕ

Широкоапертурный фрагмент-сепаратор КОМБАС (комплекс быстродействующего анализатора-спектрометра) проектировался и был создан [1–5] для сепарации и формирования пучков нестабильных (нейтроно- и протоноизбыточных) ядер, получаемых в реакциях с тяжелыми ионами низких и средних энергий (порядка 100 МэВ/нуклон). Для обеспечения максимального сбора короткоживущих ядер (с временем жизни миллисекунды и выше), получаемых в реакциях фрагментации с малыми сечениями, основными требованиями, предъявляемыми к “in-flight” сепараторам, работающим “в пучке” тяжелых ионов, являются достижение максимально возможных импульсного и углового захватов с реализацией максимально возможной разрешающей способности по энергии. Столь противоречивые требования в сепараторе КОМБАС были разрешены с помощью магнитов с неоднородными полями. Для компенсации аберра-

ций высоких порядков непосредственно в поворотные магниты методом профилирования их полюсных наконечников были введены нужной величины мультипольные гармоники. Это позволило создать компактный сепаратор с параметрами по импульсному и угловому захватам, а также разрешающей способности, в три–пять раз превосходящими параметры аналогичных сепараторов других научных центров [6–9] (табл. 1).

Для того чтобы обеспечить высокую эффективность сбора экзотических ядер, получаемых в реакциях с тяжелыми ионами низких и средних энергий, предельная магнитная жесткость сепаратора КОМБАС выполнена равной 4.5 Тл · м. Это в 1.5 раза превосходит предельную жесткость наиболее высокоэнергетических пучков циклотрона У-400М. Избыточная жесткость сепаратора крайне необходима для того, чтобы без потерь сепарировать ядра вблизи границы ядерной стабильности, жесткость которых может превосхо-

**Таблица 1.** Сравнение параметров существующих фрагмент-сепараторов

Фрагмент-сепараторы	Телесный угол захвата $\Delta\Omega$ , мср	Захват по импульсу $\Delta p/p$ , %	Магнитная жесткость $B\rho$ , Тл · м	Разрешающая способность $R_{p/\Delta p}$
LISE [6]	1.0	5.0	3.2	800
A1200 [7]	0.8–4.3	3.0	5.4	700–1500
RIPS [8]	5.0	6.0	5.76	1500
FRS [9]	0.7–2.5	2.0	9–18	240–1500
КОМБАС [1]	6.4	20	4.5	4300

дить жесткость первичного пучка в ~1.5 раза. Этот физический факт накладывает ограничение на применение стандартных магнитов транспортировки первичного пучка в качестве анализирующих магнитов для строительства фрагмент-сепараторов. В настоящее время по своим параметрам фрагмент-сепаратор КОМБАС является единственным сепарирующим каналом в ЛЯР, который в состоянии работать во всем диапазоне ускоряемых частиц на циклотроне У-400М.

Целью данной работы является изучение рабочих диапазонов основных ионно-оптических характеристик сепаратора КОМБАС на радиоактивных пучках ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$ , получаемых в реакции  ${}^{11}\text{B}$  (33 АМэВ, где  $A$  – массовое число частицы) +  ${}^9\text{Be}$ , и измерение выходов изотопов  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  с перспективой формирования из них пучков радиоактивных ядер для спектроскопических исследований.

### ВЫБОР И ОПТИМИЗАЦИЯ ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ СЕПАРАТОРА КОМБАС

Наиболее важными характеристиками фрагмент-сепараторов являются:

- разрешающая способность  $R_{p/\Delta p}$ ;
- предельная магнитная жесткость  $B\rho$  ( $B$  – индукция магнитного поля,  $\rho$  – радиус поворота магнита или радиус траектории частицы, движущейся в магнитном поле) сепарируемых частиц;
- предельный импульсный разброс  $\Delta p_m/p$  частиц (импульсный захват), пропускаемых магнитным каналом;
- угловой захват частиц в радиальной плоскости  $\varphi$ ;
- угловой захват частиц в вертикальной плоскости  $\theta$ .

Используя матричный анализ, коэффициенты матрицы ( $T$ ) преобразования координат ( $x, x', y, y', \Delta l, \Delta p/p$ ) можно записать в виде соответствующего обозначения в вычислительной программе “TRANSPORT”:

$$T = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & R_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & 0 \\ R_{51} & R_{52} & 0 & 0 & 1 & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

#### Разрешающая сила

Согласно определению, разрешающая сила анализирующего прибора вычисляется по формуле

$$R = \frac{D}{\Delta X_D} = \frac{D}{R_{11} \cdot \Delta X_1} = \frac{R_{16}}{R_{11} \cdot \Delta X_1}, \quad (2)$$

где  $D$  – дисперсия (коэффициент  $R_{16}$ ), характеризующая пространственный разброс (в сантиметрах) пучка частиц в плоскости сепарации частиц на 1% импульсного разброса;  $\Delta X_D$  – ширина распределения пучка в плоскости сепарации (фокальной плоскости  $F_1$ );  $\Delta X_1$  – размер источника на входе (обычно принято делать нормировку размера на величину  $\Delta X_1 = 0.1$  см, что позволяет сравнивать различные устройства);  $R_{11}$  – коэффициент линейного увеличения источника в фокальной плоскости  $F_1$  по координате  $X$ .

Положение фокальной плоскости  $F_1$  определяется из условия  $R_{12} = 0$ , т.е. размер пучка в фокальной плоскости не зависит от угловой расходимости пучка. Принято говорить о фокусировке из точки в точку.

Воспользуемся инвариантными соотношениями, связывающими продольное движение с поперечным:

$$\begin{aligned} R_{16} &= R_{11} \cdot R_{52} - R_{12} \cdot R_{51}; \\ R_{26} &= R_{21} \cdot R_{52} - R_{22} \cdot R_{51}. \end{aligned} \quad (3)$$

При выполнении условия  $R_{12} = 0$  величина дисперсии будет равна  $R_{26} = R_{11} \cdot R_{52}$ . Подставляя это значение в (2), получим:

$$R = \frac{R_{11} \cdot R_{52}}{R_{11} \cdot \Delta X_1} = \frac{R_{52}}{\Delta X_1}. \quad (4)$$

С другой стороны,

$$R_{52} = \int_0^s \frac{R_{12}(s)}{\rho} ds. \quad (5)$$

Интеграл (5) имеет смысл только для поворотных магнитов ( $\rho$  – радиус поворота осевой траектории) и представляет собой площадь, описываемую синусоидальной траекторией  $R_{12}(s)$ .

#### Магнитная жесткость сепарируемых частиц

Предельные величины полей, обычно используемых на полюсных наконечниках магнитов, составляют 1.7–1.9 Тл (имеются в виду поля, формируемые в несверхпроводящих конструкциях). С увеличением магнитной жесткости частиц (из-за ограничения на величину поля) фокусирующие свойства элементов уменьшаются. Это приводит, во-первых, к увеличению геометрической протяженности канала, а во-вторых, к увеличению как весовых характеристик в  $\left(\frac{B\rho_2}{B\rho_1}\right)^3$  раз, так и потребляемой мощности в  $\left(\frac{B\rho_2}{\Delta\rho_1}\right)^{2-2.5}$  раз.

#### Предельный импульсный разброс частиц

Частицы с разными импульсами движутся по своим траекториям, положение которых относительно осевой траектории определяется величиной дисперсии:

$$\Delta X = R_{16}(s) \cdot \frac{\Delta p_m}{p_0}.$$

Чем больше величина  $\Delta p_m/p$ , тем больше мы должны предусмотреть рабочую радиальную дорожку канала. Кроме того, согласно выражению (2) для разрешающей силы устройства, значение коэффициента  $R_{16}$  должно быть тем больше, чем больше разрешающая сила  $R$ . Таким образом, стремление пропустить через канал одновременно частицы с большим импульсным разбросом при высоком разрешении также приводит к необходимости увеличения радиальной дорожки и, следовательно, к возрастанию массогабаритных параметров. Кроме того, резко, как  $\left(\frac{\Delta p_m}{p}\right)^3 R^3$ , возрастают хроматические aberrации. Следовательно, необходимо предусмотреть выбор такой магнитной структуры, которая бы допускала возможность компенсации хроматических aberrаций.

Один из приемов, который позволяет увеличить пропускаемый импульсный спектр без значительного увеличения радиальной дорожки, состоит в формировании низкодисперсионных оптических схем. Высокая разрешающая сила прибора может быть достигнута при низком значении дис-

персии за счет малой величины коэффициента линейного увеличения  $|R_{11}| < 1$  (2).

#### Угловой захват частиц в радиальной плоскости $\varphi$

Величина углового захвата ограничивает светосилу канала и определяется в основном предельными апертурами электромагнитного оборудования и номинальной величиной поля на полюсных наконечниках.

Размер моноэнергетического пучка в спектрометрах выражается через синусоидальную траекторию:

$$\tilde{X}(s) = R_{12}(s) \cdot \varphi. \quad (6)$$

С другой стороны, (см. выражение (5)) разрешающая сила также определяется через  $R_{12}(s)$ . Для получения хорошего разрешения необходимо иметь большую величину  $R_{12}(s)$ , что приводит, согласно (6), к увеличению радиальной дорожки в поворотных магнитах. Масса магнита растет как квадрат ширины рабочей дорожки.

Необходимо также отметить влияние сферических aberrаций. При углах захвата  $\varphi > 20$  мрад становится обязательным учет и компенсация нелинейных эффектов третьего порядка.

#### Угловой захват частиц в вертикальной плоскости $\theta$

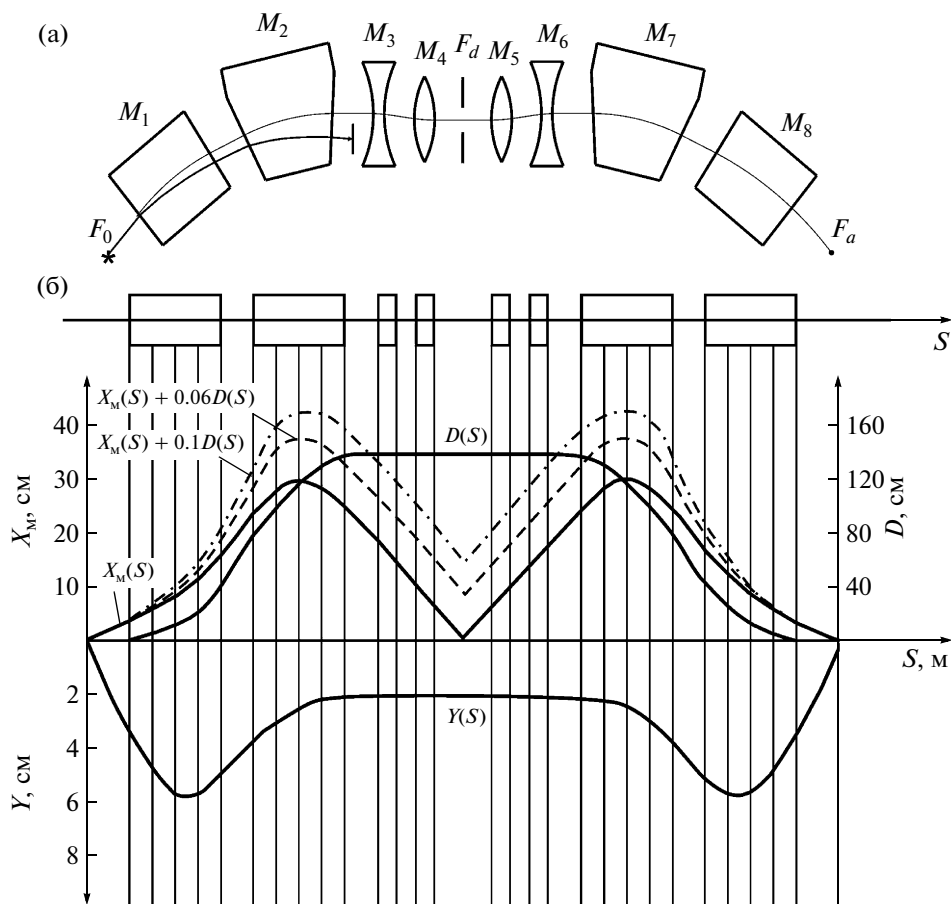
Разрешающая сила канала в линейном приближении не зависит от вертикального эмиттанса пучка. В более высоком приближении его влияние становится заметным, но при разумном выборе оптической схемы и системы коррекции эти эффекты могут быть скомпенсированы.

Обычно при построении оптической схемы стремятся в поворотных магнитах получить вертикальный размер пучка минимальной величины, поскольку мощность системы питания магнитов растет как квадрат высоты зазора. Однако введение с этой целью дополнительного числа квадрупольных линз заметного выигрыша не дает.

При построении компоновочной схемы КОМ-БАС было принято решение использовать поворотные магниты со знакопеременной величиной показателя спада поля. Это позволило, с одной стороны, сократить длину канала, а с другой – уменьшить количество магнитных элементов, так как функции фокусировки пучка, выполняемые обычно квадрупольными линзами, теперь выполняются на магниты.

При оптимизации магнитной структуры в линейном приближении целесообразно воспользоваться следующими условиями для первой части канала (в фокальной плоскости  $F_1$ ):

$R_{52} = \text{const}_1$  – коэффициент, определяющий разрешающую силу прибора;



**Рис. 1.** Магнитооптическая схема сепарирующего канала КОМБАС. **а** – магнитная структура фрагмент-сепаратора; **б** – ионно-оптическая схема (координатная сетка) с огибающими пучка частиц в медианной плоскости  $X_M$  при трех импульсных захватах: сплошная линия  $X_M(S)$  – огибающая пучка частиц с нулевым разбросом по импульсу (монохроматический пучок); пунктирная линия  $X_M(S) + 0.1D(S)$  – огибающая  $\pm 10\%$ -ного импульсного захвата частиц; штрихпунктирная линия  $X_M(S) + 0.06D(S)$  – огибающая  $\pm 6\%$ -ного импульсного захвата частиц.  $D(S)$  – дисперсионная функция. Равенство нулю производной дисперсионной функции в средней части сепаратора (в позиции фокуса  $F_d$ ) является необходимым условием для реализации зеркальной симметрии второй секции сепаратора относительно первой дисперсионной секции с сохранением ахроматичности в выходном фокусе;  $Y(S)$  – огибающая пучка частиц в вертикальной плоскости движения.

$R_{12} = 0$  – условие фокусировки пучка из точки в точку;

$R_{11} = \text{const}_2$  – условие, выполнение которого позволяет минимизировать дисперсию  $R_{16}$  при заданном значении разрешающей силы  $R_{32}$ ;

$R_{26} = 0$  – условие, выполнение которого позволяет вторую половину канала сделать зеркальным отражением первой;

$R_{34} = 0$  – условие фокусировки пучка из точки в точку в вертикальной плоскости, это условие может оказаться недостаточным при большой высоте источника, в более общем случае нужно стремиться к  $\tilde{Z}' = 0$  (кроссовер пучка).

Численная оптимизация различных оптических схем в линейном приближении выполнялась с помощью вычислительной программы ВЕТРАМФ [10]. При этом каждый из полученных

вариантов анализировался как с точки зрения удовлетворения основным требованиям, так и с учетом возможности компенсации нелинейных эффектов.

Реализованная магнитооптическая схема фрагмент-сепаратора, которая наиболее полно отвечает поставленной задаче, приведена на рис. 1.

Первая половина канала –  $M_1$ – $M_4$  – анализирующая секция. Она состоит из двух основных поворотных магнитов  $M_1$  и  $M_2$  и двух корректирующих  $M_3$  и  $M_4$  и обеспечивает сбор частиц в соответствующем телесном угле, отклонение пучка на суммарный угол  $50^\circ$  ( $2 \times 25^\circ$ ) и пространственное разделение ионов-продуктов в фокальной плоскости  $F_1$ .

Оптические свойства в линейном приближении полностью определяются магнитами  $M_1$  и  $M_2$ . Чтобы реализовать нужные фокусирующие свой-

**Таблица 2.** Характеристики распределения поля в электромагнитах установки КОМБАС

Тип электромагнита	Показатели производных поля		
	$n_1$	$n_2, \text{см}^{-3}$	$n_3, \text{см}^{-4}$
$M_1$	11.056	$\leq 7 \cdot 10^{-8}$	$\leq 5 \cdot 10^{-8}$
$M_2$	-6.945	$\leq 4 \cdot 10^{-7}$	$\leq 2 \cdot 10^{-9}$
$M_3$	0	$\leq 4 \cdot 10^{-6}$	$\leq 4 \cdot 10^{-8}$
$M_4$	0	$\leq 4 \cdot 10^{-6}$	$\leq 4 \cdot 10^{-8}$

ства и минимизацию абберационных эффектов высоких порядков в канале, структура магнитных полей в магнитах  $M_1$ – $M_4$  формировалась таким образом, чтобы они содержали нужной силы и знака квадрупольную, секступольную и октупольную компоненты.

Технически это достигалось методом профилирования полюсных наконечников в магнитах  $M_1$ – $M_4$ . Радиальное распределение полей в медианной плоскости магнитов при этом аппроксимировалось в виде следующих разложений:

$$B = B_0(1 - n_1 X/R + n_2 R X^2 + n_3 R X^3 + \dots),$$

где  $X$  – радиальное отклонение от оси магнита,  $B_0$  – значение поля на оси,  $R$  – радиус кривизны осевой линии магнита,  $n_i$  – показатели производных поля. В табл. 2 приведены характеристики распределения магнитных полей магнитов  $M_1$ – $M_4$ .

Из табл. 2 и рис. 1 следует, что эффективная фокусировка заряженных частиц в двух направлениях  $X$  и  $Y$  достигается чередованием знака показателя спада поля в магнитах  $M_1$  и  $M_2$ . В магните  $M_1$  в радиальной плоскости магнитное поле спадает с ростом радиуса,  $n_1 = 11$ , а в магните  $M_2$  – возрастает,  $n_2 = -7$ . Из рис. 1 видно, что магнит  $M_1$  в плоскости  $X$  дефокусирует частицы, а в плоскости  $Y$  фокусирует, тогда как магнит  $M_2$  производит обратное действие.

Анализ рис. 1 показывает, что дисперсионная траектория  $R_{16}$  параллельна осевой траектории в фокальной плоскости, т.е.  $R_{26} = 0$ . Это условие как раз и позволяет выполнить вторую половину сепаратора зеркально-симметричной первой половине. При этом весь канал будет иметь ахроматические свойства.

Построение магнитной структуры канала с помощью пространственно разделенных поворотных магнитов  $M_1$  ( $M_8$ ) и  $M_2$  ( $M_7$ ) с разными знаками спада поля дает возможность эффективно и гибко формировать пучок нужной формы и размера в обеих плоскостях движения. Этот прием позволяет также добиться оптимальной минимизации сферических аббераций (путем введения секступольной и октупольной компонент поля в поворотные магниты), оказывающих значитель-

ное влияние на величину изображения в широкоапертурных системах.

Корректирующие магниты  $M_3$  и  $M_4$  – это два одинаковых магнита с однородным полем прямоугольного исполнения и углом отклонения пучка на осевой линии  $7.5^\circ$ . Однако индукция в магнитах  $M_3$  и  $M_4$  равна по величине, но отличается по знаку. Система из этих магнитов представляет собой известную систему параллельного переноса пучка, причем в плоскости поворота (радиальной плоскости) суммарное воздействие магнитов  $M_3$  и  $M_4$  на пучок оказывается равным нулю, а в вертикальной плоскости они обладают фокусирующим воздействием за счет краевой фокусировки. Поэтому назначение магнитов  $M_3$  и  $M_4$  в линейном приближении – симметризовать движение пучка во второй половине канала во избежание потерь частиц на стенках вакуумной камеры, а в более высоких приближениях – обеспечить компенсацию нелинейных эффектов (в основном хроматических).

Разрешающая сила анализирующей системы  $M_1$ – $M_4$  (при полной ширине входной щели  $\Delta X_1 = 0.1$  см) равна

$$R = \frac{R_{52}}{\Delta X_1} = \frac{R_{16}}{R_{11} \cdot \Delta X_1} = 4300.$$

Высокое значение разрешающей силы достигается за счет малой величины коэффициента линейного увеличения первой половины сепаратора,  $R_{11} = -0.34$ , при сравнительно невысоком значении дисперсии,  $R_{16} = 1.48$  м. В силу зеркальной симметрии коэффициент  $R_{11}$  всего сепаратора равен единице. Угловой захват сепаратора определяется конфигурацией полюсов электромагнитов и формой вакуумной камеры первого магнита. Расчет захвата выполнен при следующих допущениях:

- пучок на входе в систему имеет точечные размеры;
- профиль полюсов электромагнитов соответствует выбранному в линейном приближении распределению магнитного поля;
- вакуумная камера во всех электромагнитах имеет эллиптическое сечение.

Уравнение внутренней поверхности камеры записывается в виде эллипса  $\left(\frac{X}{X_m}\right)^2 + \left(\frac{Y}{Y_m}\right)^2 = 1$  с полуосями, значения которых приведены в табл. 3.

Считалось также, что апертура вакуумной камеры в прямолинейных промежутках достаточна для пропуска пучка без потерь частиц. Результаты расчета углового захвата канала КОМБАС при различных значениях разброса частиц по магнитной жесткости приведены на рис. 2.

Угловой захват частиц по горизонтали составляет примерно  $\pm 50$  мрад и ограничен только ши-

риной рабочей области электромагнитов. Угловой захват по вертикали определяется высотой вакуумной камеры и равен  $\pm 35$  мрад. Он может быть несколько увеличен до  $\pm 42$  мрад для варианта, когда полюсные наконечники являются одновременно крышками вакуумной камеры.

В табл. 4 приведены основные параметры магнитов фрагмент-сепаратора КОМБАС.

### СТРУКТУРА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО КОМПЛЕКСА КОМБАС

Фрагмент-сепаратор КОМБАС установлен на 15-градусном отводе № 2 в зале циклотрона У-400М. Сепаратор оборудован системами диагностики пучка и регистрации продуктов реакции. Система регистрации состоит из детекторов различного типа и обслуживающей электроники. В качестве детекторов, установленных как в промежуточном, так и в выходном фокусах, используются координатные кремниевые детекторы и лавинные счетчики. Для обслуживания детекторов имеется необходимый набор многоканальной аналоговой и цифровой электроники.

Комплекс КОМБАС состоит из следующих функциональных частей (рис. 3):

- светосильного “in-flight” сепаратора КОМБАС для сепарации радиоактивных ядер, очистки их от первичного пучка и транспортировки в выходную фокальную плоскость  $F_a$ ;

- системы измерения двухкоординатными лавинными счетчиками времени пролета TOF на базе  $F_d-F_a$ ; это необходимо как для измерения энергии частиц в интервале импульсного захвата сепаратора, так и для оценки вкладов паразитных частиц, пролетающих сепаратор в виде ионов в различных зарядовых состояниях, последние дают значительные вклады в выходы в основном в область нейтронно-избыточных ядер;

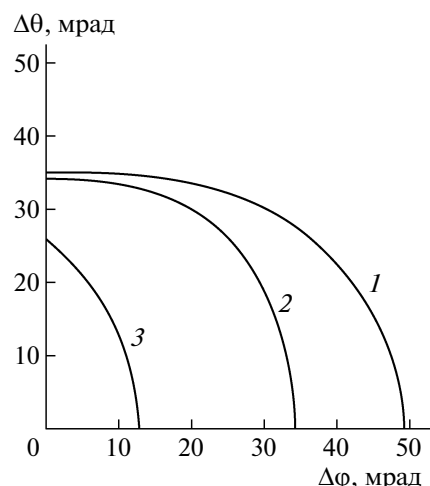
- детектирующей системы, состоящей из двух телескопов  $T_1$  и  $T_2$ , каждый из которых сформирован из двух 32-стриповых кремниевых  $\Delta E$ -детекторов и  $E$ -детектора полного поглощения.

Сепаратор КОМБАС состоит из каскада мультипольных магнитов  $M_1-M_8$  (8 штук), формирующих широкоапертурный сепаратор с тройной фокусировкой частиц в выходном фокусе  $F_a$  (по энергии, горизонтали и вертикали). Конфигурация сепаратора komponуется в виде двух идентичных секций  $M_1-M_4$  и  $M_5-M_8$  с плоскостью симметрии в средней части (дисперсионный фокус  $F_d$ ). Первая анализирующая секция  $M_1-M_4$  выполняет функции фильтра высокоэнергетических частиц по импульсу с режекцией первичного пучка, а вторая секция  $M_5-M_8$  компенсирует дисперсию первой секции и минимизирует эффекты аббераций в выходном ахроматическом фокусе  $F_a$ . Для получения моноизотопных пучков радио-

**Таблица 3.** Размеры сечений вакуумных камер магнитов  $M_1-M_4$  по горизонтали  $X_m$  (полуширина) и вертикали  $Y_m$  (полувысота)

Магнит	$X_m$ , см	$Y_m$ , см
$M_1$	20	5
$M_2$	40	4
$M_3$	30	2.5
$M_4$	25	2.5

активных ядер в сепараторе имеется возможность установки деградера в позицию промежуточного фокуса  $F_d$ . Включение прострельной фольги (деградера) позволяет радикально улучшить изотопную сепарацию второй секцией вследствие различия ионизационных потерь энергии в фольге для сепарируемых и фоновых частиц. База пролета второй секции, в которой отсутствует интенсивный пучок первичных частиц, может быть эффективно использована для времяпролетных измерений, которые необходимы для идентификации изотопов по массовому числу в спорных случаях. В выполненной таким образом конфигурации “in-flight” сепаратор КОМБАС выполняет одновременно фильтрацию частиц по импульсу  $p$ , удельным ионизационным потерям  $\Delta E/\Delta X$  (деградером) и времени пролета TOF. Это позволяет обеспечить требуемую степень сепарации нуклидов и надежную идентификацию их по массовому числу  $A$  и атомному номеру  $Z$  при приемлемом исключении “фона” как от частиц первичного пучка, так и от сопутствующих изотопов различных элементов или ионов в различных зарядовых состояниях.



**Рис. 2.** Угловой захват канала КОМБАС при различных значениях разброса частиц по магнитной жесткости: 1 – монохроматический пучок частиц  $\Delta(B\rho)/(B\rho) = 0$ ; 2 –  $\Delta(B\rho)/(B\rho) = 10\%$ ; 3 –  $\Delta(B\rho)/(B\rho) = 15\%$ .

**Таблица 4.** Параметры электромагнитов магнитного канала КОМБАС

Параметры	$M_1, M_8$	$M_2, M_7$	$M_4, M_5; M_3, M_6$
Магнит с неоднородным полем, показатель спада поля на оси $n = (-I/B\rho) \frac{\partial B}{\partial x}$	11	-7	0
Радиус поворота осевой траектории $\rho$ , м	4	4	3
Индукция на осевой траектории $B$ , Тл	1.125	1.125	1.5
Высота $h$ воздушного зазора вдоль осевой траектории, см (в $M_1$ : $h(\rho_{\min}) = 6$ см; $h(\rho_{\max}) = 18$ см)	12	10	6
Ширина рабочей области ( $\pm X$ , см) при поле на оси $B = 0.875$ Тл	$\pm 20$	$\pm 40$	$\pm 30$
Угол поворота осевой траектории $\varphi$ , градус	25	25	7.5

Каждый телескоп детектирующей системы состоит из двух кремниевых  $\Delta E$ -детекторов:  $\Delta E_1$  (с 32-мя горизонтальными  $X$ -стрипами) и  $\Delta E_2$  (с 32-мя вертикальными  $Y$ -стрипами) и сборки из девяти  $E$ -детекторов полного поглощения на базе CsI-кристаллов. Реализованная гранулярность детекторов телескопа является достаточной для планируемых измерений многочастичных развалов слабосвязанных экзотических ядер. Детектирующая система обслуживается многоканальной быстрой и спектрометрической электроникой, которая обеспечивает временной и амплитудный анализ продуктов ядерных реакций “в плоскости” и “вне плоскости” реакции.

В настоящее время фрагмент-сепаратор КОМБАС с детектирующей системой используется для проведения следующих измерений.

1. Для измерений переднеугловых скоростных, изотопных и элементных распределений продуктов ядерных реакций, при этом конфигурацию детектирующей системы достаточно сформировать из одного телескопа  $T_1$  (или  $T_2$ ), который устанавливается в позицию  $F_a$ , в этом случае деградер убирается с трассы сепарации продуктов ядерных реакций.

2. Для измерений угловых распределений продуктов ядерных реакций, в этом случае сепаратор КОМБАС используется как монохроматор первичного пучка.  ${}^9\text{Be}$ - или  ${}^{197}\text{Au}$ -мишень устанавливается в позицию  $F_a$ , а два идентичных телескопа  $T_1$  и  $T_2$  — на индивидуальных дисках с осью вращения, совпадающей с позицией  $F_a$ . Один из телескопов (например,  $T_2$ ) фиксируется в определенном угловом интервале, его отсчеты затем используются для нормировки результатов измерения основного измерительного телескопа  $T_1$ . Использование мультистриповых  $\Delta E$ -детекторов позволяет обеспечить высокую стабильность и точность угловых измерений, поскольку имеется возможность в одной экспозиции измерять одновременно продукты в широком интервале углов. В планируемых экспериментах каждый 32-стриповый

$\Delta E$ -детектор охватывает угол  $6^\circ$  (по горизонтали и вертикали) с точностью угловых измерений  $0.2^\circ$ , определяемой одним стрипом.

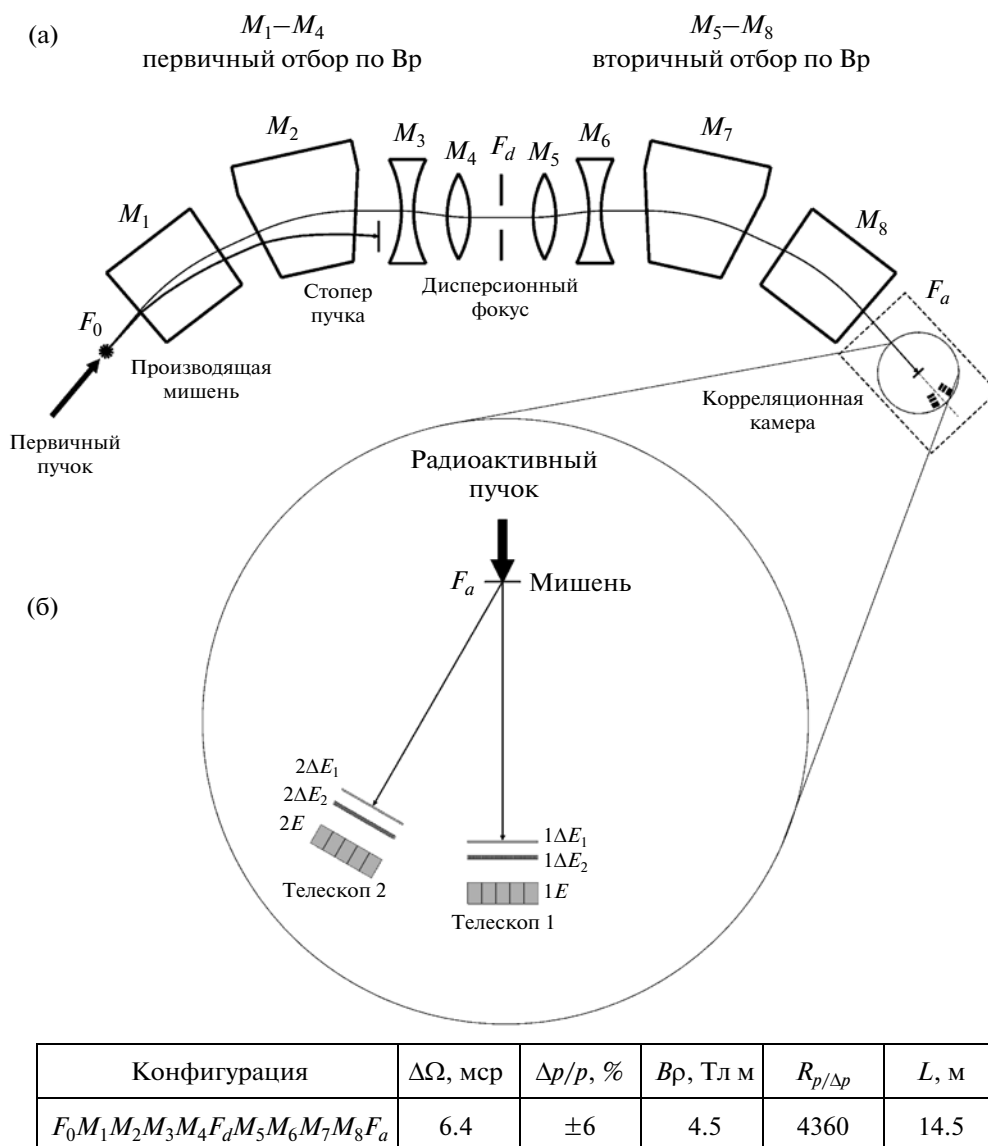
3. Для измерений энергетических и угловых корреляций продуктов развала радиоактивных ядер “в плоскости” и “вне плоскости” реакции. Это позволяет экспериментально изучать не только спектральную функцию резонансов разваливающегося ядра, но и определять спины этих резонансов без использования модельных представлений.

#### ИЗМЕРЕНИЕ РАБОЧИХ ДИАПАЗОНОВ ОСНОВНЫХ ИОННО-ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СЕПАРАТОРА ПО ПРОДУКТАМ ${}^6\text{He}$ , ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ , ПОЛУЧАЕМЫМ В РЕАКЦИИ ${}^{11}\text{B}$ (33 АМЭВ) + ${}^9\text{Be}$

##### *Импульсные распределения продуктов фрагментации ${}^6\text{He}$ , ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$*

В экспериментах по исследованию ионно-оптических характеристик фрагмент-сепаратора КОМБАС использовались ускоренные циклотроном У-400М ЛЯР ОИЯИ ионы  ${}^{11}\text{B}$  с энергией 33 АМЭВ. Во входном фокусе сепаратора (позиция  $F_0$ , см. рис. 3) устанавливалась относительно толстая бериллиевая мишень ( $332.6$  мг/см<sup>2</sup>), первичный пучок на которую коллиматором диафрагмировался диаметром 6 мм. Мишень одновременно использовалась и для измерения заряда (в качестве цилиндра Фарадея), оставляемого в мишени пролетающим пучком  ${}^{11}\text{B}$ . Измерения тока с мишени использовались затем для нормировки выходов продуктов ядерных реакций во всем диапазоне измеряемых импульсных распределений отдельных изотопов.

Процедура настройки сепаратора состояла из двух этапов. Первичный пучок  ${}^{11}\text{B}$  сначала трассировался вдоль всего сепаратора по осевой линии  $F_0-F_a$ , которая фиксировалась набором щелей после каждого магнита. Детектирование



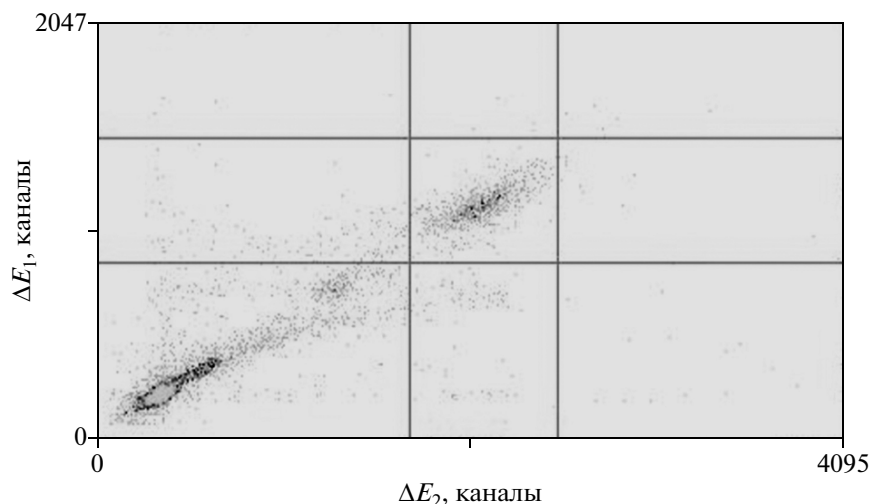
**Рис. 3.** Схема экспериментального комплекса КОМБАС: **а** – магнитная структура сепаратора; **б** – схема корреляционной камеры с позицией мишени для приема вторичных пучков радиоактивных ядер и конфигурацией детектирующей системы. В таблице на поле рисунка указаны основные ионно-оптические параметры сепараторной части установки.  $L$  – длина рабочей дорожки  $F_0-F_a$ .

интенсивного первичного пучка ядер  $^{11}\text{B}$  вдоль осевой линии осуществлялось набором люминофоров, светоизлучение из которых регистрировалось видеокамерами. Результаты измерения положения пучка вдоль осевой линии заносились в компьютер, что позволяло не только визуализировать осевую линию вдоль трассы сепаратора, но и получить очень важную предварительную информацию о форме и размере пучка вдоль всей осевой линии, включая позиции как промежуточного фокуса  $F_d$ , так и выходного ахроматического фокуса  $F_a$ . Магнитная жесткость  $B\rho_{beam}$  первичного пучка  $^{11}\text{B}$ , трассируемого вдоль осевой линии, использовалась затем в качестве эталонной в из-

мерениях импульсных распределений изотопов – продуктов ядерных реакций. Импульсные распределения каждого изотопа определялись сканированием магнитного поля сепаратора в нужном диапазоне магнитных жесткостей.

Скорости счета выходов отдельных изотопов регистрировались трехдетекторным телескопом  $\Delta E_1, \Delta E_2, E$ , который размещался в позиции выходного ахроматического фокуса  $F_a$  (см. рис. 3). Распределения интенсивности регистрируемых изотопов в фокусе  $F_a$  по горизонтали  $X$  и вертикали  $Y$  измерялись гранулированными первыми прострельными детекторами  $\Delta E_1$  и  $\Delta E_2$ , в качестве которых были использованы кремниевые стри-

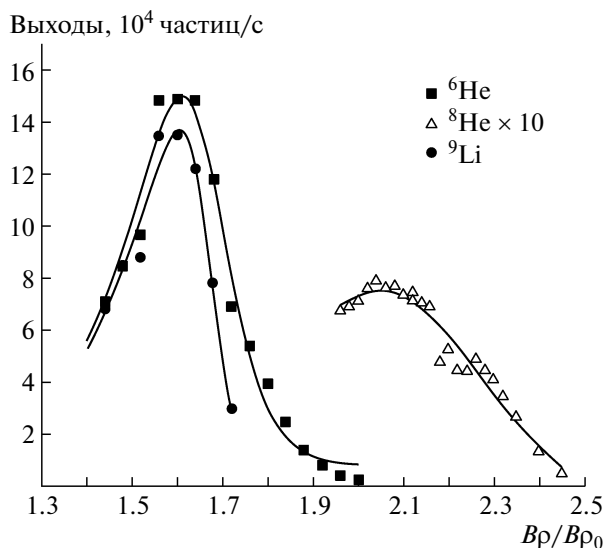




**Рис. 4.** Распределение на идентификационной двумерной матрице  $[\Delta E_1, \Delta E_2]$  событий, зарегистрированных детекторами  $\Delta E_1$  (вертикальная шкала) и  $\Delta E_2$  (горизонтальная шкала) при импульсном захвате  $\pm 6\%$  (полный захват  $12\%$ ) с использованием в дисперсионной плоскости  $F_d$  непрофилированного деградера из пластины Al толщиной 0.4 мм. Квадратом в центре выделены события  $^8\text{He}$ .

повые детекторы толщиной 1 мм каждый и площадью прямоугольника размером  $67 \times 67 \text{ мм}^2$ . Детектор  $\Delta E_1$  ( $X$ -координата с шагом 2 мм) состоял из 32 вертикальных стрипов, а детектор  $\Delta E_2$  ( $Y$ -координата с шагом 2 мм) — из 32 горизонтальных стрипов. В целях уменьшения числа регистрируемых параметров в данных измерениях в каждом детекторе  $\Delta E_1$  и  $\Delta E_2$  стрипы были объединены парами. При этом координатное разрешение достигало 3.8 мм, точность которого была достаточ-

ной для измерения пространственного распределения формы изображения в ахроматическом фокусе  $F_a$ . Детектор полного поглощения в телескопе был необходим для идентификации длиннопробежных изотопов He и Li, которые простреливали оба тонких  $\Delta E_1$ - и  $\Delta E_2$ -детектора с минимальной потерей кинетической энергии в них. Детектор полного поглощения энергии  $E$  состоял из четырех CsI-кристаллов размером  $20 \times 20 \times 20 \text{ мм}$ , которые охватывали полную апертуру  $\Delta E_1$  и  $\Delta E_2$  Si-детекторов.



**Рис. 5.** Распределение выходов изотопов  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$  и  $^9\text{Li}$  в зависимости от жесткости магнитного поля сепаратора. Выходы  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$  и  $^9\text{Li}$  измерены в ахроматическом фокусе при интенсивности первичного пучка пятизарядного  $^{11}\text{B}$  5 мкА.

На рис. 4 в качестве примера показаны распределения на идентификационной двумерной матрице  $[\Delta E_1, \Delta E_2]$  событий, зарегистрированных детекторами  $\Delta E_1$  (вертикальная шкала) и  $\Delta E_2$  (горизонтальная шкала) при импульсном захвате  $\pm 6\%$  (полный захват  $12\%$ ) с использованием непрофилированного деградера в дисперсионной плоскости  $F_d$  толщиной 400 мкм. Квадратом в центре рисунка выделены события  $^8\text{He}$ .

На рис. 5 показаны экспериментальные распределения выходов изотопов  $^6\text{He}$ ,  $^9\text{Li}$  и  $^8\text{He}$  в выходном фокусе в зависимости от магнитной жесткости (в относительных единицах). Измерения выходов проводились при коллимации апертуры в промежуточном фокусе  $F_d$ , охватывающей  $4\%$  по импульсу. На шкале ординат указаны измеренные в частицах в секунду выходы изотопов  $^6\text{He}$ ,  $^9\text{Li}$  и  $^8\text{He}$  в ахроматическом фокусе при интенсивности первичного пучка пятизарядного  $^{11}\text{B}$  5 мкА.

Анализ рис. 5 показывает, что скорости образования в максимумах распределений  $^6\text{He}$ ,  $^9\text{Li}$  и  $^8\text{He}$  достигают соответственно  $1.5 \cdot 10^5$ ,  $1.35 \cdot 10^5$  и  $7.5 \cdot 10^3$  частиц/с при токе первичного пучка 5 мкА.

Магнитные жесткости частиц в максимуме сильно отличаются от магнитной жесткости первичной частицы, например для частиц  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  превышение составляет в 1.6 раза, тогда как для ядра  ${}^8\text{He}$  — в 2.05 раза. Ширины распределений на половине высоты приблизительно равны 19% для  ${}^6\text{He}$  и 16% для  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^8\text{He}$ .

Из анализа данных, представленных на рис. 5, следует, что для эффективного сбора и сепарации экзотических ядер необходимы фрагмент-сепараторы с магнитной жесткостью, в 2–3 раза превышающей жесткость первичных частиц, и с захватом по импульсу, достигающим десятков процентов. Видно также, что для увеличения потока экзотических ядер необходимы более сильноточные ускорители первичных частиц (до нескольких десятков электрических микроампер) и более толстые производящие мишени, эффективность использования которых тем выше, чем больше энергия первичных частиц.

*Размер и форма изображения пучков ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  в выходном ахроматическом фокусе  $F_a$  сепаратора*

Для определения формы изображения по  $X$  (горизонтали) и  $Y$  (вертикали) использовались  $(X, Y)$ -координатные (16-стриповые) кремниевые  $\Delta E_1$ -,  $\Delta E_2$ -детекторы с шириной чувствительной зоны стрипа 3.8 мм. На рис. 6 представлены экспериментальные распределения событий  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  по  $X$ -координате (слева) и по  $Y$ -координате (справа), измеренные при широком импульсном захвате  $\Delta p/p = \pm 6\%$ . Согласно рисунку, ширины распределений по горизонтали  $X$  (в медианной плоскости) на половине высоты достигают: 16 мм для  ${}^8\text{He}$ , 16.5 мм для  ${}^6\text{He}$  и 32 мм для  ${}^9\text{Li}$ , а по вертикали  $Y$  — 10 мм для  ${}^8\text{He}$ , 11 мм для  ${}^6\text{He}$  и 11 мм для  ${}^9\text{Li}$ . Уширение размеров пучков  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  по  $X$ -координате по сравнению с  $Y$ -координатой при столь большом импульсном захвате (26.4% по энергии) обусловлено в основном разбросом изотопов  ${}^8\text{He}$  по энергии в толстом (400 мкм) непрофилированном деградере из Al-пластины. Сравнение с размером первичного пучка на мишени ( $\varnothing 6$  мм) размеров изображения радиоактивных пучков в ахроматическом фокусе  $F_a$ , измеренных в экстремальных условиях широкого импульсного захвата и не профилированного соответствующим образом деградера, показало, что сепаратор доставляет пучки  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  в ахроматический фокус  $F_a$  с коэффициентом увеличения по горизонтали  $X$  несколько больше 2, а по вертикали  $Y$  — с коэффициентом  $\sim 2$ . Несмотря на неоптимальные условия трансмиссии радиоактивных ядер во второй половине сепаратора, обусловленные использованием деградера, пучки таких размеров в ахроматическом фокусе  $F_a$  вполне приемлемы для

спектроскопических исследований структуры слабосвязанных ядер.

*Изучение рабочего диапазона импульсного захвата сепаратора*

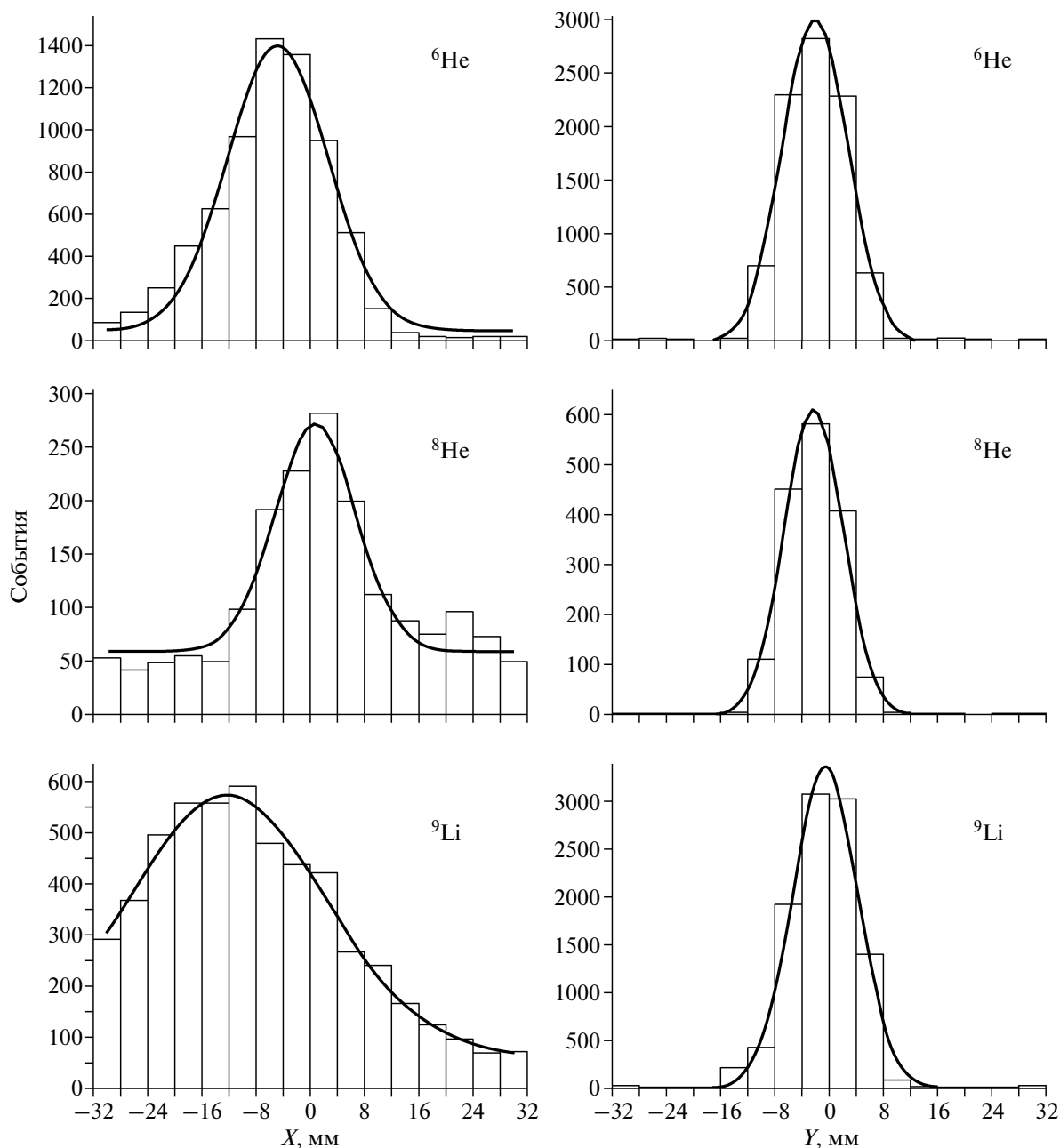
На рис. 7 представлен измеренный выход изотопов  ${}^8\text{He}$  в зависимости от ширины импульсного захвата, величина которой регулировалась щелью коллиматора в дисперсионной плоскости  $F_d$ . Как видно из рисунка, имеет место линейный рост выхода изотопа  ${}^8\text{He}$  с увеличением импульсного захвата вплоть до величины  $\pm 5\%$  (полный захват 10%) с последующим замедлением роста в районе  $\pm 6\%$  (полный захват 12%). Знаки  $\pm$  означают одностороннее расширение щели в обе стороны относительно осевой линии сепаратора. Следует отметить, что увеличение захвата сепаратора от  $\pm 1\%$  (стандартный захват существующих сепараторов) до  $\pm 6\%$  приводит к росту сбора сепаратором ядер  ${}^8\text{He}$  примерно в 6 раз. Это обстоятельство следует иметь в виду при проектировании и создании новых фрагмент-сепараторов. Наблюдаемое замедление выхода выше 12% (по суммарному импульсному захвату) может быть обусловлено частичной потерей трассируемого пучка частиц на стенках вакуумных камер, по периферии которых были размещены ловушки для подавления фона от паразитных рассеянных пучков.

*Зависимость выхода радиоактивных ядер от интенсивности первичного пучка*

На рис. 8 показана экспериментальная зависимость выхода  ${}^8\text{He}$  с ростом интенсивности первичного пучка  ${}^{11}\text{B}$ . Интервал изменения интенсивности пучка  ${}^{11}\text{B}$  сверху ограничен величиной 1 мкА, поскольку загрузки детектора суммарным потоком частиц выше  $10^3$  частиц/с приводили к значительному росту просчетов из-за мертвого времени системы детектор + регистрирующая аппаратура.

*Выход ядер  ${}^8\text{He}$  в зависимости от величины углового захвата сепаратора*

Исследование влияния величины углового захвата на сбор радиоактивных ядер сепаратором были выполнены только при изменении горизонтального угла захвата (по техническим причинам). На рис. 9 показана эволюция выхода ядер  ${}^8\text{He}$  в зависимости от величины горизонтального угла захвата. Видно, что горизонтальный угол захвата сепаратора, обеспечивающий возрастающий сбор ядер  ${}^8\text{He}$ , не превышает  $\pm 30$  мрад (приблизительно  $\pm 2^\circ$ ), кроме того, увеличение угла сбора в интервале  $\pm(10-30)$  мрад приводит к возрастанию эффективности сбора ядер в два раза.



**Рис. 6.** Формы распределений изображений пучков ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^9\text{Li}$  в выходном ахроматическом фокусе  $F_a$  сепаратора КОМБАС, измеренных при импульсном захвате  $\Delta p/p = \pm 6\%$  (или 24% по энергии) и использовании в дисперсионной плоскости  $F_d$  непрофилированного толстого деградера из Al-пластины толщиной 400 мкм. Слева – распределения по координате  $X$ , справа – по  $Y$ .

В перспективе эффективность углового сбора ядер сепаратором можно существенно увеличить, если между производящей мишенью и первым магнитом установить квадрупольный дублет, который бы позволил собирать ядра практически со всей передней полусферы и формировать их в нужном телесном угле сепаратора. Оценки показывают, что в такой компоновке сбор радиоак-

тивных ядер сепаратором дополнительно может быть увеличен в 2–3 раза.

## ВЫВОДЫ

В переднеугловых измерениях на фрагмент-сепараторе КОМБАС в реакции  ${}^{11}\text{B}$  (33 АМЭВ) +  ${}^9\text{Be}$  (332.6 мг/см<sup>2</sup>) получены следующие результаты:

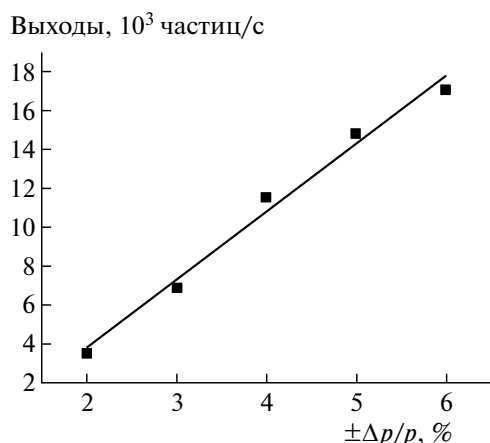


Рис. 7. Измеренный выход изотопа  $^8\text{He}$  в зависимости от импульсного захвата  $\Delta p/p$  при  $Vp/Vp_0 = 2.22$  ( $Vp_0$  – жесткость первичного пучка  $^{11}\text{B}$  после мишени).

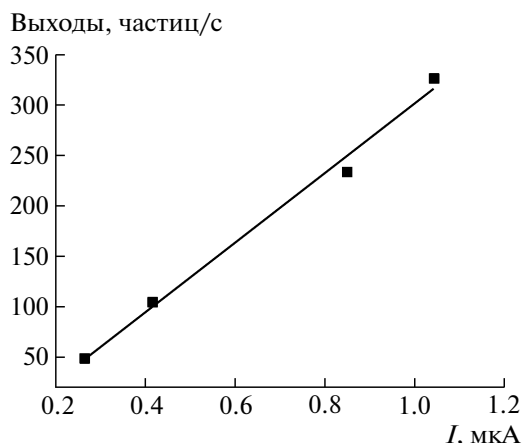


Рис. 8. Выход изотопа  $^8\text{He}$  в зависимости от интенсивности первичного пучка  $I$ .

1) изучены импульсные распределения радиоактивных ядер  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$  и  $^9\text{Li}$ ;

2) установлен рабочий диапазон импульсного захвата (превышающий  $\pm 6.0\%$ );

3) установлен рабочий диапазон углового захвата сепаратора (превышающий  $\pm 30$  мрад или приблизительно  $\pm 2^\circ$ );

4) показано, что изображение пучков ядер  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$  и  $^9\text{Li}$  в выходном фокусе сепаратора  $F_a$  в два раза превышает размер пучка на производящей мишени (входной фокус  $F_0$ ), на которую первичный пучок диафрагмировался диаметром 6 мм;

5) установлено, что размер изображения в выходном фокусе сепаратора сохраняется практически постоянным во всем изученном диапазоне импульсного захвата  $\Delta p/p$  сепаратора –  $\pm(0.5–6.6)\%$ , что экспериментально подтверждает ахроматичность всего канала сепаратора КОМБАС. Кроме того, отсутствие увеличения размера изображения с ростом импульсного захвата сепаратора показывает высокую степень минимизации нелинейных эффектов, вклад которых в изображение в ахроматическом фокусе  $F_a$  возрастает с ростом захвата сепаратора.

Согласно проведенным экспериментам, измеренные значения основных ионно-оптических параметров “in-flight” сепаратора КОМБАС находятся в допустимых пределах проектных значений.

В табл. 5 приведены значения измеренных параметров КОМБАС на пучках  $^8\text{He}$ ,  $^6\text{He}$  и  $^9\text{Li}$  в сравнении с параметрами существующего в ЛЯР сепаратора АКУЛИНА. Из таблицы следует, что в одинаковых условиях эксперимента выходы радиоактивных ядер на сепараторе КОМБАС превосходят интенсивности, получаемые на сепараторе АКУЛИНА, в 6.9 раз для  $^6\text{He}$ , в 4 раза для  $^8\text{He}$  и в 4.3 раза для  $^9\text{Li}$ . Распределения указанных ядер

по форме в выходном фокусе сепараторов, а также по горизонтали  $X$  и вертикали  $Y$  тоже более компактны в случае использования сепаратора КОМБАС.

Полученные интенсивности выходов галоподобных ядер  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$  и  $^9\text{Li}$  могут быть использованы как в качестве вторичных пучков экзотических ядер в реакциях передачи нуклонов и фрагментации, так и в спектроскопических исследованиях структуры слабосвязанных ядер.

### ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

Для реализации возможностей сепаратора КОМБАС в спектроскопических исследованиях и в реакциях с вторичными пучками экзотических ядер, а именно использования полного импульс-

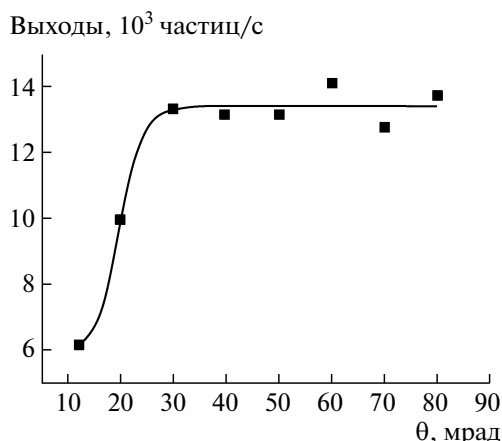


Рис. 9. Выход ядер  $^8\text{He}$  в зависимости от величины горизонтального угла захвата при импульсном захвате  $\Delta p/p = \pm 4\%$  и интенсивности первичного пучка пятизарядного  $^{11}\text{B}$  5 мкА.

**Таблица 5.** Параметры и интенсивности вторичных пучков ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$ 

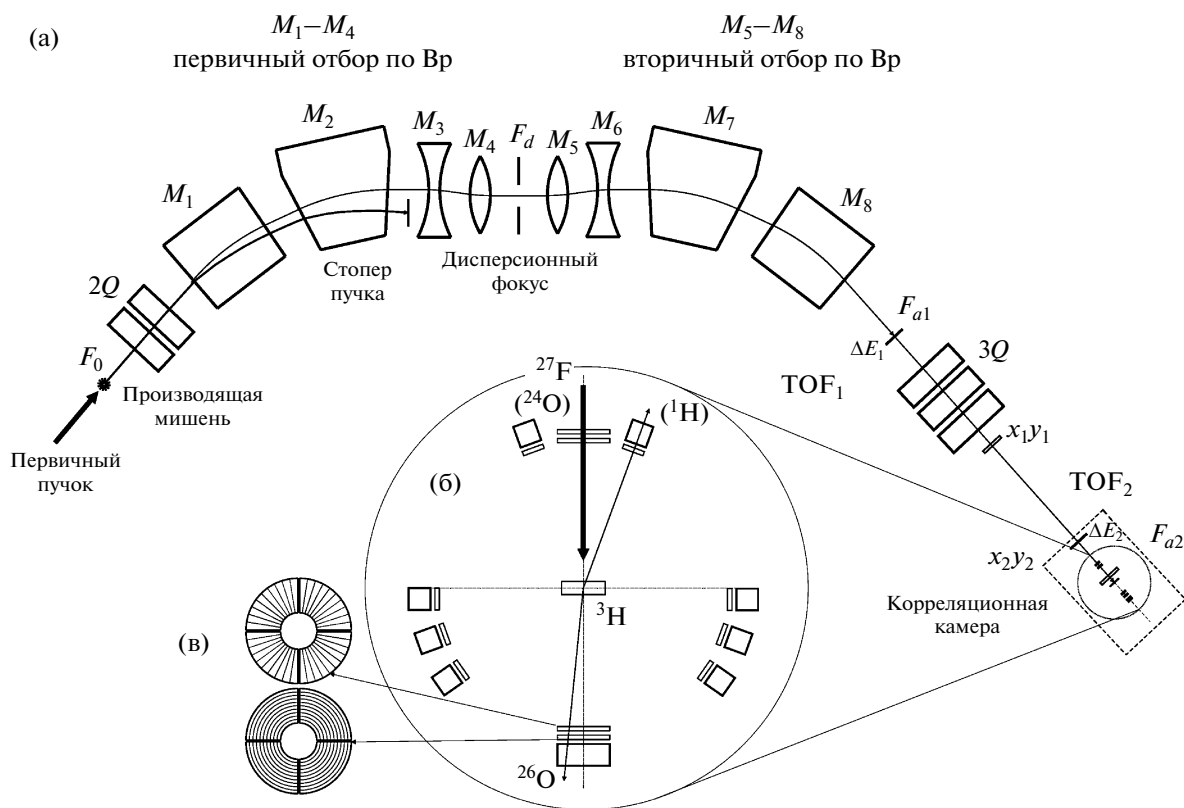
Изотоп	КОМБАС деградер Al, 0.4 мм		АКУЛИНА деградер 1 мм	
	$I, \text{c}^{-1}$	$FWHM_{F_a}$ $X \times Y, \text{мм}$	$I, \text{c}^{-1}$	$FWHM_{F_a}$ $X \times Y, \text{мм}$
${}^8\text{He}$	$2 \cdot 10^4$	$16 \times 10$	$5 \cdot 10^3$	$18 \times 15$
${}^6\text{He}$	$6.9 \cdot 10^5$	$17 \times 11$	$1 \cdot 10^5$	$18 \times 15$
${}^9\text{Li}$	$4.3 \cdot 10^5$	$32 \times 11$	$1 \cdot 10^5$	$18 \times 15$

Примечание.  $I$  – интенсивность радиоактивных ядер, нормированная на 5 мкА первичного пучка.

ного и углового захватов для повышения светосилы эксперимента, требуется доукомплектование его секцией квадрупольного дублета  $2Q$  на входе сепаратора и секцией квадрупольного триплета  $3Q$  на выходе сепаратора для переноса ахроматического фокуса  $F_{a1}$  без потери интенсивности частиц в позицию  $F_{a2}$  (рис. 10).

Секция  $2Q$  между мишенью и входом в первый магнит  $M_1$  позволит собирать радиоактивные ядра со всей передней полусферы и фокусировать их в рабочий телесный угол сепаратора.

Канал  $3Q$  квадрупольных линз, помимо формирования пучков радиоактивных ядер, предоставит возможность:



**Рис. 10.** Схема расширенной версии экспериментального комплекса КОМБАС по получению пучков экзотических ядер и исследованию их структуры: **а** – магнитная структура сепарирующего комплекса  $F_0 2Q M_1 M_2 M_3 M_4 F_d M_5 M_6 M_7 M_8 F_{a1} 3Q F_{a2}$ , участок  $F_{a1} - F_{a2}$  представляет собой канал формирования пучков вторичных частиц с датчиками измерения времени пролета  $TOF_1, TOF_2$ , детекторами дифференциальных потерь энергии  $\Delta E_1, \Delta E_2$  и координатными детекторами измерения траектории частиц  $(X_1, Y_1)$  и  $(X_2, Y_2)$ ; **б** – корреляционная камера (показана с увеличением) с многодетекторной системой для измерения совпадений продуктов ядерных реакций или развала экзотических ядер; **в** – 4-сегментные кольцевые  $\Delta E_1$ - и  $\Delta E_2$ -детекторы для переднеугловых измерений продуктов ядерных реакций, такую же структуру имеют кольцевые  $\Delta E_1$ - и  $\Delta E_2$ -детекторы, установленные под углом  $180^\circ$  в задней полусфере.

1) измерять энергию частиц (по параметру TOF) в рабочем диапазоне импульсного захвата сепаратора;

2) идентифицировать “на лету” изотопный состав радиоактивного пучка методом  $[\Delta E, \text{TOF}]$ ;

3) мониторировать форму и угловую расходимость частиц пучка на мишени с помощью установленных на трассе канала двухкоординатных пропорциональных камер.

Последнее крайне необходимо для корректной реконструкции кинематики реакции или развала радиоактивного ядра. Для этих целей 3Q канал планируется оборудовать следующими датчиками:

– тонкими сцинтилляционными детекторами, позволяющими измерять как время пролета на базе  $[F_{a1}, F_{a2}]$  (порядка 50–100 нс), так и дифференциальные потери энергии ( $\Delta E_1, \Delta E_2$ ) в этих детекторах;

– многопроволочными пропорциональными камерами для  $X$ - и  $Y$ -координатных измерений траассируемых частиц.

В выполненной таким образом новой конфигурации экспериментальная установка позволит надежно анализировать транспортируемые частицы по следующим параметрам: магнитной жесткости  $B\rho = AV/q$ , удельным ионизационным потерям  $\Delta E/\Delta X = AZ^2/E$ , времени пролета  $\Delta T = L/V$ , а также восстанавливать кинематику реакции.

Проблемы снижения загрузок детекторов в переднеугловых измерениях и существенного улучшения энергетического разрешения, необходимого в исследованиях спектральной функции узких резонансов (например, кластерных состояний), можно решить установкой магнитного спектрометра после второй мишени, которая позиционируется в  $F_{a2}$ . Известно, что современные магнитные спектрометры обеспечивают разрешение по энергии на два-три порядка лучше, чем кремниевые или сцинтилляционные детекторы, которые традиционно используются в спектроскопических исследованиях. Более того, высокоразрешающий магнитный спектрометр с большим импульсным захватом позволит регистрировать в своей фокальной плоскости одновременно несколько коррелированных продуктов развала экзотических ядер [11].

В экспериментах с радиоактивными пучками, особенно с пучками галоподобных нейтронно-

избыточных ядер, крайне информативными являются измерения нейтронов в корреляции с заряженными частицами – продуктами развала экзотического ядра. В существующих в настоящее время условиях использование детекторов нейтронов (или нейтронных стенок) в комплексе с детекторами заряженных частиц является проблематичным, поскольку фрагмент-сепаратор КОМБАС вместе с детектирующей и регистрирующей системами находится в экспериментальном зале, в котором во время эксперимента появляется мощный поток нейтронов от циклотрона У-400М и каналов транспортировки первичного пучка.

Авторы благодарны А.С. Фомичеву и С.А. Крупко за предоставление измерительной аппаратуры и помощь в проведении экспериментов. Мы благодарим Г.Г. Гульбекияна, Б.Н. Гикала и коллектив ускорителя У-400М за обеспечение пучком. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ-Украина №08-02-90406 укр\_а и РФФИ-Монголия №10-02-93160.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Artukh A.G., Gridnev G.F., Gruszecki M. et al. // Nucl. Instrum. and Methods A. 1999. V. 426. P. 605.
2. Artukh A.G., Semchenkov A.G., Gridnev G.F. et al. // Proc. on International Symposium on Exotic Nuclei “EXON-2001”. Baikal Lake. 24–28 July 2001. World Scientific Pages, P. 665.
3. Artukh A.G., Semchenkov A.G., Gridnev G.F. et al. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2002. V. 479. P. 467.
4. Artukh A.G., Budzanowski A., Koscielniak F. et al. // Nukleonika. 2003. V. 48. (Supplement 2). P. S49.
5. Belov A.V., Belyakova T.F., Filatov O.G. et al. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2003. V. 513. P. 448.
6. Anne R., Bazin D., Mueller A.C. et al. // Nucl. Instrum. and Methods A. 1987. V. 257. P. 215.
7. Sherrill B.M., Morrissey D.J., Nolen J.A., Winger J.A. // Nucl. Instrum. and Methods B. 1991. V. 56/57. P. 1106.
8. Kubo T., Ishihara M., Inabe N. et al. // Nucl. Instrum. and Methods B. 1992. V. 70. P. 309.
9. Geissel H., Armbruster P., Wollnik H. et al. // Nucl. Instrum. and Methods B. 1992. V. 70. P. 286.
10. Нагаенко М.Г. Препринт Б-0598. Л.: НИИЭФА, 1983.
11. Артюх А.Г., Деникин А.Д., Середя Ю.М. и др. // ПТЭ. 2009. № 1. С. 19.