

КОНЦЕПЦИЯ GASSOL — СОЛЕНОИДА-СЕПАРАТОРА СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Ю. Ц. Оганесян, Н. Ю. Казаринов¹, Г. Г. Гульбекян

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлена концепция сверхпроводящего соленоида-сепаратора сверхтяжелых элементов (СТЭ), синтезируемых в ядерных реакциях слияния. Для получения малых размеров пучка СТЭ в фокальной плоскости предлагается новая конструкция газонаполненного сепаратора GASSOL, в котором используется большое продольное аксиально-симметричное магнитное поле. Такой сепаратор позволит обеспечить для ядер СТЭ требуемое быстродействие и высокую эффективность, необходимые для работы с изотопами элементов 112–117.

The concept of a superconducting solenoid-separator of super-heavy elements (SHE) obtained in nuclear fusion reactions is presented. To obtain small dimensions of the SHE beams in the focal plane, a new design of the gas-filled separator GASSOL using a big longitudinal axially symmetric magnetic field is proposed. This separator will provide the required speed and high efficiency for working with isotopes of elements 112–117.

PACS: 27.90.+b; 07.81.+a

ВВЕДЕНИЕ

Сверхтяжелые элементы (СТЭ) с атомными номерами 112–118 синтезируются в реакциях слияния ядер мишени (изотопов U, Pu, Am, Cm и Cf) с ядрами ускоренных ионов ^{48}Ca с энергией около 5,5А МэВ. Продукты реакции — ядра СТЭ — выходят из мишени под углами $\Theta = (0 \pm 2)^\circ$ с энергией отдачи около 0,12А МэВ. На пролетной базе около 4 м ядра отдачи СТЭ в атмосфере He или H_2 при давлении около 1 торр отделяются от ионов ^{48}Ca и других продуктов реакции с помощью дипольно-квадрольного (DQ) магнитного сепаратора. В фокальной плоскости сепаратора расположен блок позиционно-чувствительных Si (Au)-детекторов, регистрирующих редкие события образования и распада сверхтяжелых ядер. DQ газонаполненные сепараторы широко используются в лабораториях ЛЯР ОИЯИ (Дубна) [1], GSI (Дармштадт, Германия) [2], LBNL (Беркли, США) [3] и RIKEN (Токио, Япония) [4], работающих в области синтеза и исследования ядерных свойств СТЭ.

Постановка экспериментов по исследованию атомных свойств и химического поведения СТЭ оказывается более сложной. За газонаполненным сепаратором должна располагаться установка, предназначенная для исследования химического поведения СТЭ. Интерфейсом между сепаратором и химическим модулем служит камера

¹E-mail: nyk@jinr.ru

остановок ядер отдачи, наполненная He при давлении 760 торр, в которой полностью останавливаются атомы СТЭ. С помощью потока гелия в капилляре диаметром 0,5 мм и длиной 1–3 м они доставляются из камеры в химическую установку. Сложности связаны с малым периодом полураспада сверхтяжелых атомов, который варьируется от 5 до 0,05 с при возрастании атомного номера изотопов от 112 до 117. Поэтому при максимальной скорости потока He 3 л/мин объем стоп-камеры не должен превышать $2,5 \text{ см}^3$ (соответственно, площадь входного окна около $3,5 \text{ см}^2$) для наиболее короткоживущих нуклидов. В существующих DQ-сепараторах размер изображения ядер отдачи СТЭ значительно больше.

С целью получения изображения СТЭ малых размеров в фокальной плоскости предлагается новая конструкция газонаполненного сепаратора GASSOL. Вместо описанной выше сепарации СТЭ в поперечном магнитном поле в DQ-системах используется продольное аксиально-симметричное магнитное поле $B \approx 5 \text{ Тл}$ сверхпроводящего соленоида. Это позволит обеспечить для ядер отдачи:

- высокое быстродействие;
- хорошую трансмиссию;
- компактное изображение в фокальной плоскости,

необходимые для работы с изотопами элементов 112–115 ($T_{1/2} \geq 0,1 \text{ с}$).

Возможно, что выбор оптимальных параметров основных элементов конструкции GASSOL понизит этот предел до $T_{1/2} \geq 0,05 \text{ с}$, что расширит исследования по элементам 116 и 117.

Схематический вид установки представлен на рис. 1. Мишень (источник) и стоп-камера (He-сборник) расположены на оси соленоида вне магнитного поля на расстоянии около 350 мм от входа/выхода соленоида. Пучок ионов ^{48}Ca диаметром $d_0 = 10 \text{ мм}$, прошедший мишень и входящий в магнитное поле соленоида, фокусируется на расстоянии 1–1,5 м от мишени до размера $d_0 \approx 2 \text{ мм}$ (при углах выхода $0 \pm 1^\circ$). В этом месте располагается стоппер пучка. Максимальная мощность пучка составляет около 2,5 кВт. Продукты полного слияния — изотопы СТЭ, выходящие из мишени в ограниченном интервале углов: от 1 до 6° , отклоняются и фокусируются магнитным полем соленоида так, как это показано на рис. 1.

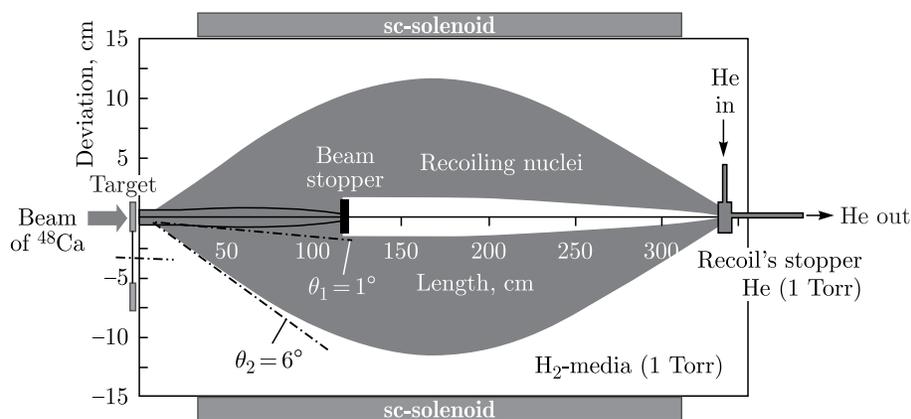


Рис. 1. Схематический вид установки GASSOL

В данной работе проводится оценка параметров GASSOL, достижимых размеров пучка ионов СТЭ в фокальной плоскости и эффективности его трансмиссии, а также допустимой величины нелинейности магнитного поля.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Для исследования химических свойств сверхтяжелых элементов необходимо сепарировать продукты реакций полного слияния от ускоренного пучка ионов, рассеянных частиц и продуктов реакций неполного слияния. Сепаратор должен иметь следующие характеристики:

- 1) эффективность сбора ядер СТЭ в фокальной плоскости сепаратора $> 40\%$;
- 2) минимально возможный размер пучка ионов СТЭ в фокальной плоскости;
- 2) степень подавления ускоренного пучка ионов ^{48}Ca более 10^6 .

Параметры пучков ионов, используемых при моделировании, приведены в табл. 1. Угловые распределения ионов Ca и Fl после мишени показаны на рис. 2, 3.

Таблица 1. Параметры пучков ионов [5]

Параметр	Ион	
	Ca	Fl
Энергия иона, МэВ	239	36
Энергетический разброс, МэВ	$\pm 3,1$	$\pm 0,5$
Масса A	48	287
Средний заряд Z	17	6
Разброс по заряду	± 1	$\pm 0,22$
Угловой разброс, $^\circ$	0–5	1–6
Магнитная жесткость $B\rho$, Тл·м	0,905	2,33
Разброс магнитной жесткости, %	± 6	$\pm 5,7$

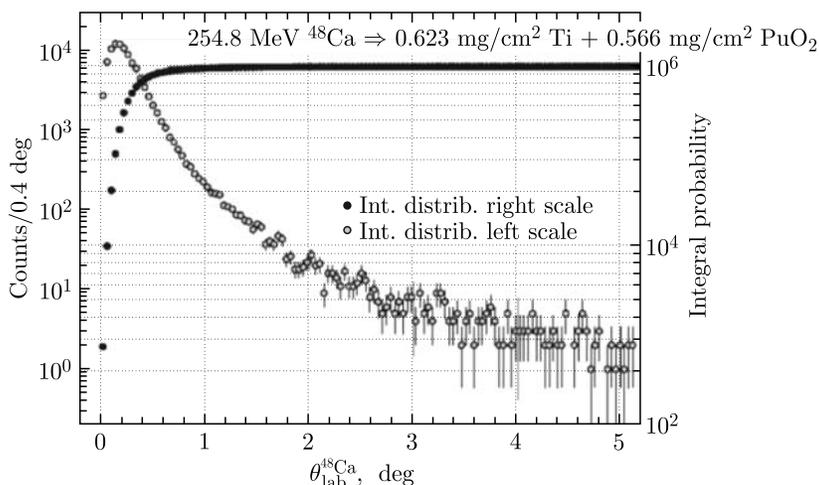


Рис. 2. Угловое распределение ионов Ca

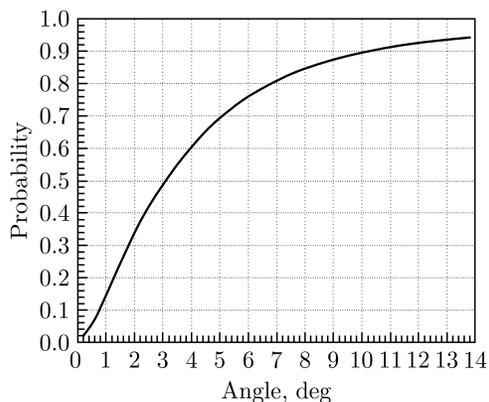


Рис. 3. Угловое распределение ионов F1

При моделировании динамики ионов F1 рассматривается интервал углов $\pm(1 - 6^\circ)$, в котором содержится 62 % частиц. Следует отметить, что 99,9 % ионов ^{48}Ca находится в интервале углов $(0 \pm 1)^\circ$. Однако при исследовании возможности высокой степени ($> 10^6$) подавления ускоренного пучка необходимо рассматривать увеличенный диапазон углов $(0 \pm 5)^\circ$.

ОЦЕНКА МАГНИТНОГО ПОЛЯ GASSOL

Расчетная схема канала показана на рис. 4. Канал состоит из двух промежутков дрейфа длиной L каждый и соленоида длиной S .

Оценка величины магнитного поля B_s , постоянного на длине S , проводилась с помощью программы MAD [6]. Длины дрейфа L до и после границы поля соленоида одинаковы и равны 0,5 м. Величина магнитного поля, времени пролета ионов F1 и их диаметр пучка в середине соленоида для различных длин S приведены в табл. 2.



Рис. 4. Схема канала. T — мишень; D — детектор (He-сборник)

Таблица 2. Основные параметры GASSOL

Параметр	S , м			
	1	2	3	4
$2L + S$ (время пролета F1), м/мкс	2/0,4	3/0,6	4/0,8	5/1,0
B_s , Тл	8,0	5,0	3,7	3,0
Максимальный диаметр пучка ионов F1, мм	175	240	300	380

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ GASSOL

Схема GASSOL. Для дальнейшего рассмотрения выбран вариант $S = 2$ м, $B_s = 5$ Тл. Длина обмотки соленоида равна 1900 мм, что позволяет уменьшить габаритные

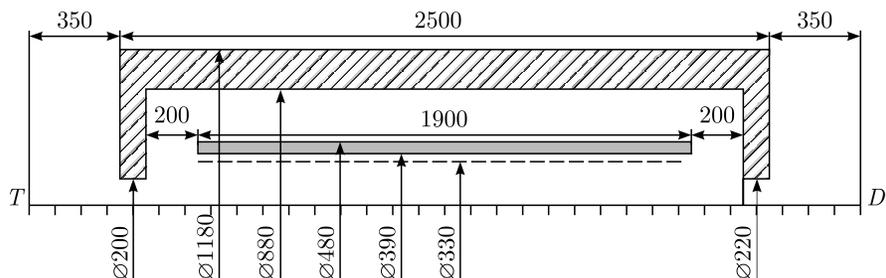


Рис. 5. Схема GASSOL. Штриховой линией показана радиальная граница рабочей области

размеры установки. Расстояние от мишени T и детектора D до магнитного экрана равно 350 мм, что достаточно для размещения необходимого оборудования. Аксиальный и радиальный размеры сечения магнитного экрана подбирались так, чтобы индукция магнитного поля внутри него не превышала 1,6 Тл. Материал магнитного экрана — сталь 1010. Диаметр рабочей области соленоида выбран в соответствии с результатами моделирования динамики частиц. Схема GASSOL показана на рис. 5.

Параметры обмотки и магнитного экрана. Параметры обмотки и магнитного экрана приведены в табл. 3.

Таблица 3. **Параметры обмотки и магнитного экрана**

Параметр	Значение
Внешний диаметр обмотки, мм	480
Внутренний диаметр обмотки, мм	390
Длина обмотки, мм	1900
Радиальный размер экрана, мм	150
Аксиальный размер экрана, мм	100
Максимальная (рабочая) индукция, Тл	5,25 (5,0)
Индукция в обмотке, Тл	5,16
Индукция поля в радиальном экране, Тл	1,59
Индукция поля в аксиальном экране, Тл	1,40
Ампер-витки, МА	7,98
Плотность тока, А/мм ²	93,3
Критическая плотность тока, А/мм ²	800
Эффективная длина по квадрату поля, м	1,691
Запасенная энергия, МДж	3,35

Расчетная модель соленоида. Расчетная модель соленоида показана на рис. 6. Магнитное поле сосредоточено во внутренней области, ограниченной экранами, что подтверждает правильность выбора их толщины.

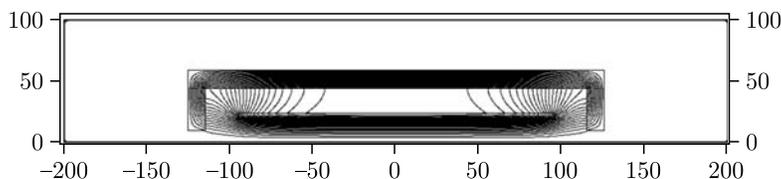


Рис. 6. Расчетная модель соленоида. Показаны силовые линии магнитного поля

Магнитное поле GASSOL. Индукция магнитного поля B_s на оси соленоида показана на рис. 7.

Максимальное поле на оси соленоида составляет 5,25 Тл. Расчетная эффективная длина соленоида по квадрату поля равна

$$L_{\text{eff}} = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{B(s)}{B_{\text{max}}} \right)^2 ds = 1,691 \text{ м.} \quad (1)$$

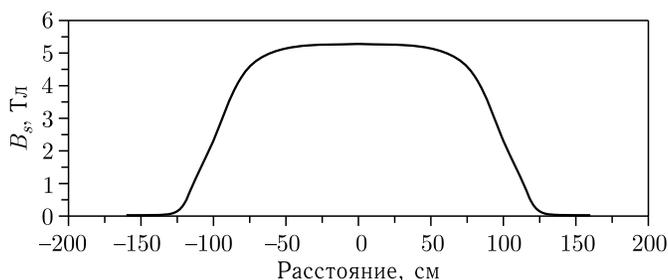


Рис. 7. Магнитное поле на оси соленоида

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ

Моделирование проводилось методом крупных частиц с помощью программы MCIB04 [7]. В процессе моделирования определялась апертура соленоида, а также исследовалось влияние хроматических и нелинейных эффектов (неоднородность B_z и нелинейность B_r поля по сечению пучка) на размеры и распределение ионов сверхтяжелых элементов в финальном фокусе.

Начальное распределение частиц. Начальное распределение ионов F1 по поперечным скоростям рассчитывалось в соответствии с интегральным угловым распределением ядер F1 после мишени. На рис. 8 показаны распределения частиц после мишени в различных плоскостях для углов $0 \leq \theta \leq 6^\circ$ и разброса по $B\rho$ в интервале $\Delta B\rho/B\rho = \pm 5,7\%$.

Огибающие пучка. Пучок без разброса по $B\rho$. Огибающие пучков ионов F1 с максимальными углами $\theta_{\text{max}} = 6^\circ$ и $\theta_{\text{max}} = 1^\circ$ приведены на рис. 9. Здесь же дана огибающая пучка Ca с максимальным углом $\theta_{\text{max}} = 5^\circ$. Разброс по магнитной жесткости $B\rho$ для всех пучков равен нулю. Индукция магнитного поля соленоида равняется 4,96 Тл.

При рабочем значении поля огибающие ионов F1 ($\theta_{\text{max}} = 1^\circ, 6^\circ$) симметричны относительно центра соленоида и их величины в финальном фокусе совпадают с начальными.

Огибающие пучка. Пучок с разбросом по $B\rho$. Хроматические эффекты — зависимость параметров траекторий частиц от их импульса (магнитной жесткости $B\rho$) — приводят к заметному увеличению огибающих пучка, особенно в финальном фокусе.

Огибающие пучков ионов F1 с максимальными углами $\theta_{\text{max}} = 6^\circ$ и $\theta_{\text{max}} = 1^\circ$ показаны на рис. 10 (заштрихована рабочая область сбора ионов F1). Разброс ионов F1 по магнитной жесткости $B\rho$ равен $\pm 5,7\%$. Здесь же приведена огибающая пучка Ca

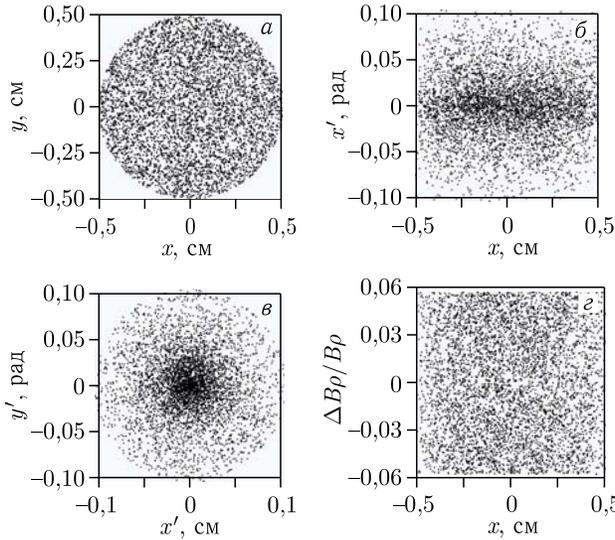


Рис. 8. Распределения частиц после мишени в различных плоскостях для углов $0 \leq \theta \leq 6^\circ$ и разброса по $B\rho$ в интервале $\Delta B\rho/B\rho = \pm 5,7\%$: а) (x, y) ; б) (x, x') ; в) (x', y') ; г) $(x, \Delta B\rho/B\rho)$

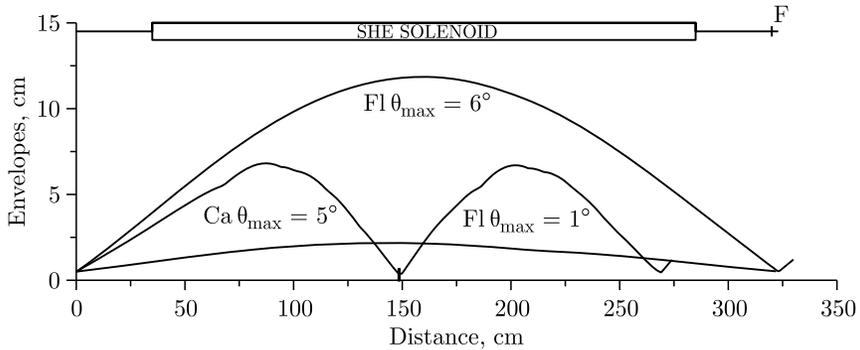


Рис. 9. Огибающие пучков при отсутствии разброса по $B\rho$. Отмечено положение стоппера пучка ионов Ca. F — финальный фокус

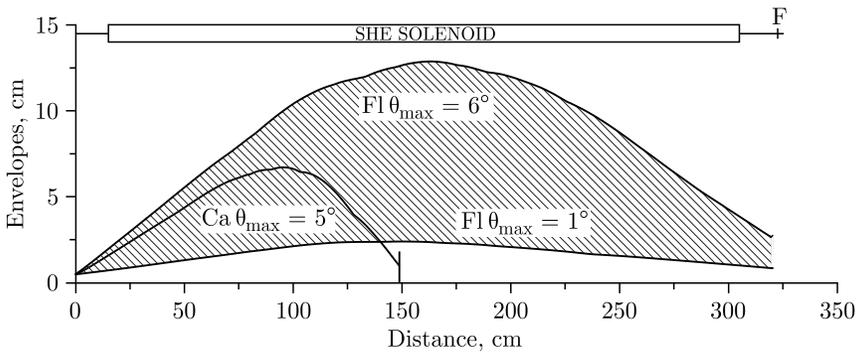


Рис. 10. Огибающие пучков с разбросом по $B\rho$. Отмечено положение стоппера пучка ионов Ca. F — финальный фокус

с максимальным углом $\theta_{\max} = 5^\circ$. Разброс ионов Ca по магнитной жесткости $B\rho$ равен $\pm 6\%$.

Максимальные величины огибающих пучков ионов F1: $\theta_{\max} = 6^\circ$ — максимальный диаметр пучка 260 мм; $\theta_{\max} = 1^\circ$ — максимальный диаметр пучка 50 мм.

Максимальный диаметр пучка ионов Ca в первом фокусе ($L = 150$ см) равен 20 мм.

Распределение ионов F1 в финальном фокусе. Распределение ионов F1 в финальном фокусе показано на рис. 11.

Хроматические эффекты, связанные с разбросом $B\rho$, приводят к увеличению размера ядра пучка и образованию гало. 100%-я огибающая пучка увеличивается в 4,5 раза (диаметр пучка 45 мм вместо 10 мм при отсутствии разброса). При этом в ядре пучка диаметром 30 мм содержится 95% частиц.

Хроматические эффекты приводят также к увеличению эмиттанса пучка ионов F1. Зависимость эмиттанса пучка F1 ($\theta_{\max} = 6^\circ$) от длины показана на рис. 12 (кривая 1). Эмиттанс пучка при отсутствии хроматических эффектов ($\Delta B\rho/B\rho = 0$) показывает кривая 2. Рост эмиттанса объясняется увеличением размера ядра пучка ионов F1.

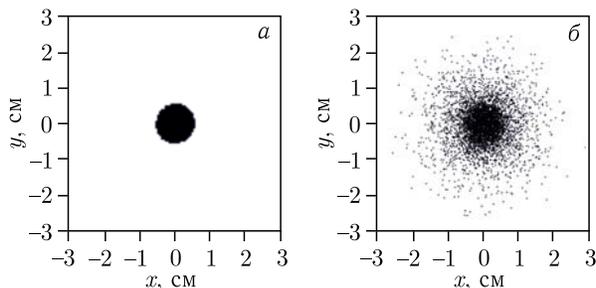


Рис. 11. Распределение ионов F1 в финальном фокусе: а) $\Delta B\rho/B\rho = 0$; б) $\Delta B\rho/B\rho = \pm 5,7\%$

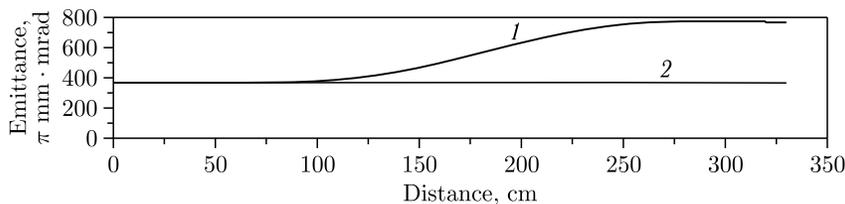
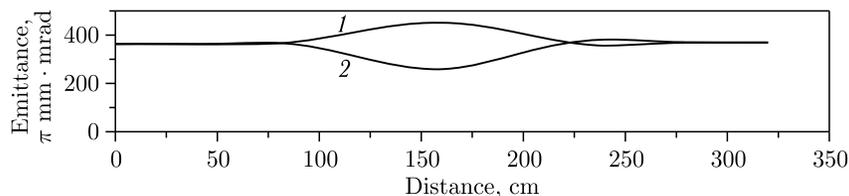
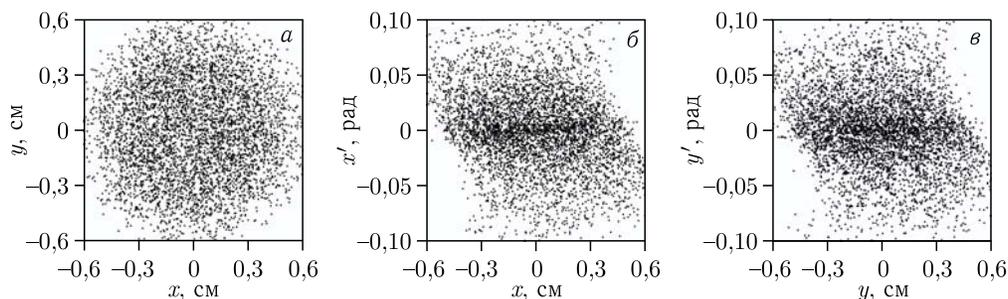
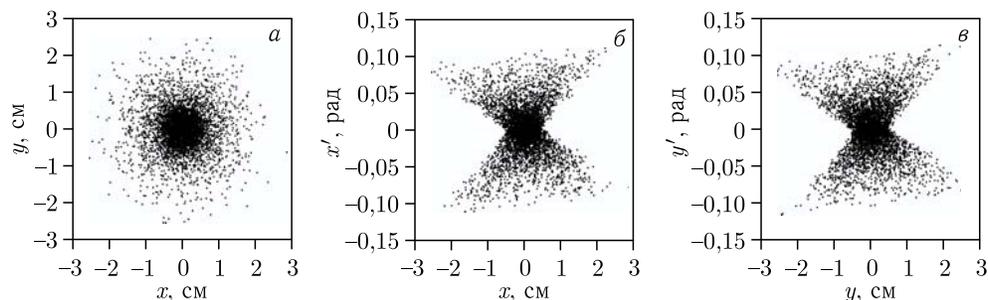


Рис. 12. Эмиттанс пучка ионов F1 ($\theta_{\max} = 6^\circ$)

Влияние нелинейности поля соленоида. Нелинейные эффекты (неоднородность B_z и нелинейность B_r поля по сечению пучка) исследовались с помощью моделирования динамики частиц в (r, z) карте магнитного поля соленоида. Изменение горизонтального (кривая 1) и вертикального (кривая 2) эмиттанса пучка F1 ($\theta_{\max} = 6^\circ$) при отсутствии хроматических эффектов ($\Delta B\rho/B\rho = 0$) показано на рис. 13.

Нелинейные эффекты существенно изменяют поведение эмиттанса пучка в середине соленоида. В то время как в финальном фокусе эмиттанс пучка увеличивается всего на 1,6%, диаметр пучка равен 12 мм, что на 20% больше начального, равного 10 мм. Распределение частиц в различных фазовых плоскостях в финальном фокусе

Рис. 13. Эмиттанс пучка FI ($\theta_{\max} = 6^\circ$). Нелинейные эффектыРис. 14. Распределение частиц в различных фазовых плоскостях в финальном фокусе: а) плоскость (x, y) ; б) плоскость (x, x') ; в) плоскость (y, y') Рис. 15. Распределение частиц в фокальной плоскости с учетом хроматических и нелинейных эффектов: а) плоскость (x, y) ; б) плоскость (x, x') ; в) плоскость (y, y')

показано на рис. 14. Нелинейные эффекты достаточно хорошо заметны в плоскостях (x, x') и (y, y') .

Однако определяющий вклад в увеличение эмиттанса дают хроматические эффекты (см. рис. 12, 13), при этом нелинейность магнитного поля практически не влияет на его конечное значение. Распределение частиц в фокальной плоскости с учетом как хроматических, так и нелинейных эффектов показано на рис. 15.

Интегральное распределение ионов FI в фокальной плоскости. Интегральное распределение ионов FI в фокальной плоскости с учетом как хроматических, так и нелинейных эффектов показано на рис. 16.

В соответствии с данным распределением в круге диаметром 1 см содержится 48% частиц, находящихся в интервале начальных углов $0 \leq \theta \leq \theta_{\max} = 6^\circ$. Этот результат дает принципиальную возможность проводить исследования химических свойств СТЭ элементов 112–117.

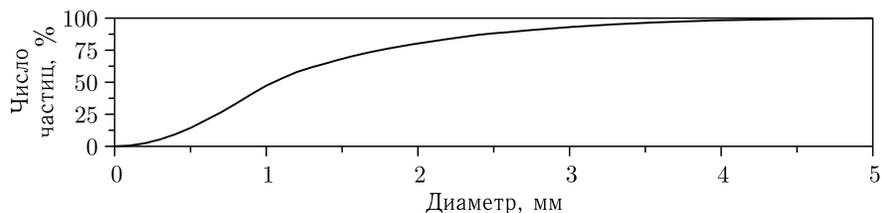


Рис. 16. Интегральное распределение ионов F1 в фокальной плоскости

Допустимая величина нелинейности поля соленоида. В соответствии с результатами моделирования за допустимые уровни неоднородности B_z и нелинейности B_r поля могут быть приняты характеристики расчетной карты поля для выбранной схемы соленоида, показанной на рис. 5.

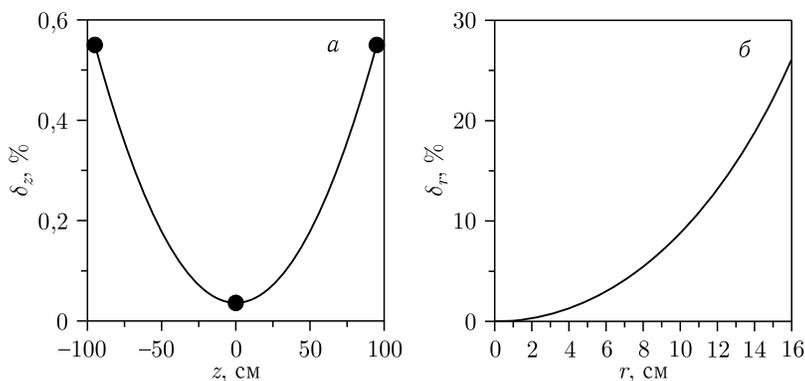
В качестве реперных взяты линии $z_1 = 0$ и $z_{2,3} = \pm 950$ мм, соответствующие середине и двум краям обмотки соленоида.

Допустимая неоднородность $\delta_z = \Delta B_z / B_z$ поля в рабочей области $\varnothing 330$ мм на реперных линиях имеет следующие значения:

$$z_1 = 0, \quad \delta_z = \pm 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ мм}; \quad z_{2,3} = \pm 950 \text{ мм}, \quad \delta_z = \pm 5,5 \cdot 10^3. \quad (2)$$

Мерой нелинейности B_r поля можно считать величину δ_r , равную

$$\delta_r = 1 - \frac{1}{B_r(r, z_{2,3})} \frac{r}{2} \frac{\partial B_z(0, z_{2,3})}{\partial z}. \quad (3)$$


 Рис. 17. а) Неоднородность B_z поля; б) нелинейность B_r поля

Зависимости $\delta_z(z)$ и $\delta_r(r)$ показаны на рис. 17.

Нелинейность δ_r достигает 26% на границе рабочей области соленоида. Однако в области сбора ионов F1 ($r < 5$ см, см. рис. 10) она не превышает 2%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показана принципиальная возможность исследования химических свойств СТЭ с помощью предложенного сепаратора GASSOL и оценена эффективность сбора ядер отдачи в фокальной плоскости.

Использование данного устройства как сепаратора СТЭ потребует проведения дополнительных расчетов по:

- загрузке He-сборника рассеянными ионами Ca и продуктами неполного слияния;
- проблемам, определяемым наличием источника нейтронов внутри сепаратора;
- защите детекторов установки по исследованию химических свойств СТЭ от нейтронов.

Необходимо также рассмотреть возможность работы GASSOL в другом качестве, в частности:

- с детекторами в фокальной плоскости (свойства распада);
- с активной газовой ловушкой (измерение масс ядер);
- с пучком СТЭ разной энергии (атомные свойства СТЭ).

Эти работы должны проводиться параллельно с разработкой технического проекта GASSOL, который определяет базовые характеристики всей установки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Subotic K., Oganessian Y. T., Utyonkov V. K., Lobanov Y. V., Abdullin F. S., Polyakov A. N., Tsyganov Y. S., Ivanov O. V.* Evaporation Residue Collection Efficiencies and Position Spectra of the Dubna Gas-Filled Recoil Separator // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2002. V. 481, Nos. 1–3. P. 71–80.
2. *Semchenkov A., Brüchle W., Jäger E., Schimpf E., Schädel M., Mühle C., Klos F., Türler A., Yakushev A., Belov A., Belyakova T., Kaparkova M., Kukhtin V., Lamzin E., Sytchevsky S.* The TransActinide Separator and Chemistry Apparatus (TASCA) at GSI — Optimization of Ion-Optical Structures and Magnet Designs // *Nucl. Instr. Meth. B.* 2008. V. 266, Nos. 19–20. P. 4153–4161.
3. *Ninov V., Gregorich K. E., Grath C. A.* The Berkeley Gas-Filled Separator // *Proc. of the Intern. Conf. “Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM 98)”*, Bellaire, MI, USA, June 23–27, 1998. V. 455, No. 1. P. 704–707.
4. *Kaji D., Morimoto K., Sato N., Yoneda A., Morita K.* Gas-Filled Recoil Ion Separator GARIS-II // *Nucl. Instr. Meth. B.* 2013. V. 317. P. 311–314.
5. *Sagaidak R. N.* Empirical Relations for Heavy-Ion Equilibrated Charges and Charge-Changing Cross Sections in Diluted H₂ with Application // *Eur. Phys. J. D.* 2021. V. 75. P. 220.
6. *Grote H., Iselin C.* The MAD Program (Methodical Accelerator Design). CERN/SL/90-13(AP). Geneva, 1996.
7. *Aleksandrov V., Kazarinov N., Shevtsov V.* Multicomponent Ion Beam Code-MCIB04 // *Proc. of 19th Russ. Part. Acc. Conf. (RuPAC’04)*, Dubna, Oct. 2004. THBP09. P. 201–203.

Получено 11 октября 2021 г.