



УДК 539.1.07

## ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ФИЛЬТРА ВИНА В ИССЛЕДОВАНИЯХ НА НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПУЧКАХ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Л. В. Бобылева<sup>а</sup>, И. В. Кузнецов<sup>а</sup>, Э. А. Перельштейн<sup>а</sup>,  
О. Э. Перельштейн<sup>б</sup>

<sup>а</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>б</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Рассматривается возможность использования фильтра Вина в качестве масс-сепаратора в исследованиях радиоактивных свойств нейтронно-обогатенных ядер, генерируемых в процессе деления  $^{238}\text{U}$  в рамках проекта «DRIBs». На основе метода моментов получены основные ионно-оптические характеристики фильтра Вина и проведена оптимизация его параметров с целью получения максимальной разрешающей способности. Динамика ионного пучка и возможность разделения тяжелых осколков иллюстрируются результатами численного моделирования фильтра Вина методом крупных частиц при параметрах, близких к оптимальным. Показано, что в оптимальном варианте фильтра Вина можно получить разрешение на уровне выше  $10^2$  и обеспечить сепарацию тяжелых ионов с высокими значениями массовых чисел.

The possibility of using the Wien filter as a mass separator for the neutron enriched nuclei study is under discussion. The nuclei are produced as a result of  $^{238}\text{U}$  fission within the frame of the «DRIBs» project. The main ion-optics characteristics of the Wien filter are obtained using the moment method. Parameter optimization has been fulfilled to obtain the maximum resolution. The ion beam dynamics and heavy ion separation have been illustrated using the macroparticle simulation for the chosen optimal filter parameter. It is shown that the resolution can be obtained on the level higher than  $10^2$ . It provides an effective separation of the fission fragments with the high atomic numbers.

Масс-сепараторы по скоростям со скрещенными магнитным и электрическим полями (фильтр Вина) находят широкое применение в ядерной физике [1, 2] и прикладных исследованиях (ионно-лучевая имплантация, диагностика поверхности твердых тел) [3, 4]. В экспериментах с низкоэнергетическими пучками (20–100 кэВ) фильтры Вина используются в области сравнительно легких масс ядер ( $A = 10\text{--}80$ ). В последние годы в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ реализуется проект «DRIBs», направленный на получение пучков радиоактивных ядер низкой энергии [5, 6]. В частности, планируются исследования с использованием низкоэнергетических пучков (20 кэВ) осколков деления ( $A = 60\text{--}140$ ) на основе имеющегося в лаборатории микротрона МТ-25. Радиоактивные пучки осколков деления низкой энергии в ЛЯР планируется получать по схеме рис. 1 [5, 6].

Электронный пучок с энергией 25 МэВ и током 20 мкА генерирует тормозное излучение на конверторе, под действием которого происходит деление  $^{238}\text{U}$ , расположенного в нагретой до высокой температуры (больше  $2000^\circ\text{C}$ ) камере. Осколки деления из камеры

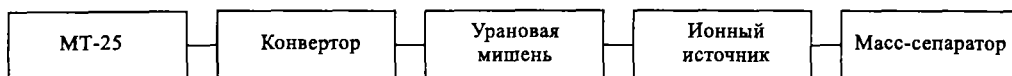


Рис. 1. Схема получения радиоактивных пучков осколков деления низкой энергии в ЛЯР

вместе с рабочим газом поступают в ионный источник. Планируется использование источников как с электронным ударом, так и с поверхностной ионизацией. Однозарядные ионы осколков деления и рабочего вещества из источника вытягиваются и ускоряются электрическим полем до энергии 20–25 кэВ, что достаточно для эффективного отбора ионов и формирования пучка ионов. Далее сложный по массовому составу пучок ионов направляется к масс-сепаратору для выделения осколков требуемой массы. В проекте «DRIBs» среди множества исследовательских задач уделяется внимание проблеме исследования радиоактивных свойств нейтронно-обогащенных ядер, генерируемых в процессе деления  $^{238}\text{U}$ . На пучках низкоэнергетических осколков деления планируются измерения зарядового радиуса и квадрупольной деформации ядер (например, Zr с  $A = 95\text{--}105$ ) с использованием методов ядерной лазерной спектроскопии, исследование характеристик  $\beta$ -,  $\gamma$ -распадов нейтронно-обогащенных ядер. Интересными для изучения представляются ядра в новой области деформации  $N = 60\text{--}72$ ,  $Z = 34\text{--}46$  (Se–Pd), ядра с замкнутыми оболочками  $N = 82$ – $^{132}\text{Sn}$ ,  $^{131}\text{In}$ ,  $^{140}\text{Cd}$ ,  $^{124}\text{Ag}$ , а также область ядер с высокоспиновыми изомерами  $Z = 49\text{--}53$  и т.д. Таким образом, планируется исследование радиоактивных ядер в широкой массовой области ( $60 < A < 140$ ). Пучки радиоактивных ядер представляют интерес и для прикладных исследований, например, для изучения медико-биологических объектов, исследования поверхности твердых тел и т.д. Для проведения указанных экспериментальных исследований на пучках низкоэнергетических осколков достаточно использовать масс-сепаратор с умеренным разрешением ( $R \geq 100\text{--}200$ ). Вполне адекватным для этой цели может быть фильтр скоростей Вина.

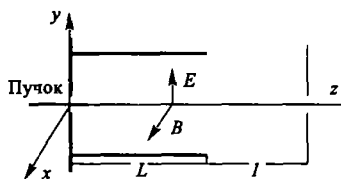


Рис. 2. Схема фильтра Вина, принятая в рассматриваемой модели

Так, например, в работе [7] на специально созданной экспериментальной установке с фильтром Вина продемонстрирована успешная сепарация  $^{84}\text{Kr}$  с энергией ионов 60 кэВ, по основным характеристикам (дисперсия, разрешение, токопрохождение) не уступающая соответствующему  $90^\circ$  магнитному сепаратору. С другой стороны, согласно [7]

фильтр Вина имеет меньшие габариты, вес, стоимость и проще в изготовлении, чем магнитный сепаратор. Здесь рассматривается движение многокомпонентного ионного пучка в модельном фильтре Вина, показанном на рис. 2. Ионный пучок влетает в пространство между потенциальными пластинами длиной  $L$  (см), в котором на ионы действуют скрещенные, пространственно-однородные электрическое поле с напряженностью  $E$  (направленное по оси  $y$ ) и магнитное поле с индукцией  $B$  (направленное по оси  $x$ ). Плоскость анализирующей щели расположена на расстоянии  $l$  от фильтра. Предполагается, что влияние краевых полей устранено путем использования специальных вставок, а внутри поперечные размеры пучка намного меньше расстояний между пластинами и полюсными наконечниками магнита и пространственная однородность электрического и магнитного полей обеспечивается специальным образом [7]. Для

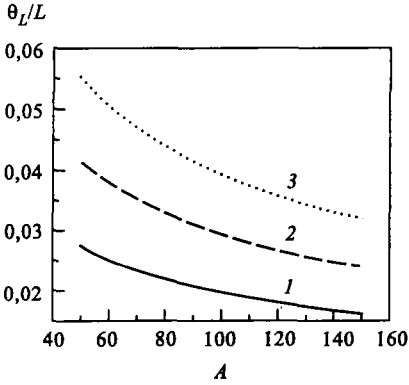


Рис. 3. Зависимость функции  $\theta_L/L$  от массового числа  $A$ : 1 —  $B = 4$  кГс; 2 —  $B = 6$  кГс; 3 —  $B = 8$  кГс

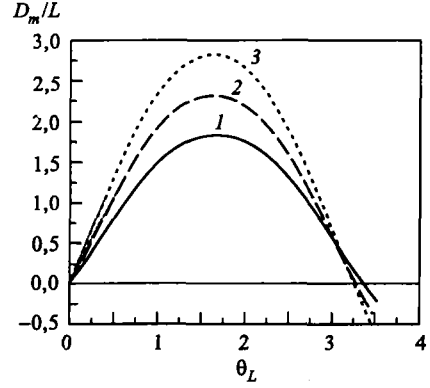


Рис. 4. Зависимость функции  $D_m/L$  от  $\theta_L$ : 1 —  $l/L = 3$ ; 2 —  $l/L = 4$ ; 3 —  $l/L = 5$

выделенного ионного компонента (соответствующие ему координаты и скорости будем обозначать индексом 0) электромагнитное поле выбирается таким образом, что выполняется соотношение

$$E - \frac{v_0}{c} B = 0. \quad (1)$$

Центральная частица выделенного компонента движется вдоль оси  $z$  с постоянной скоростью  $v_0$ . При невыполнении условия (1) для компонента  $i$  вертикальное отклонение центральной частицы внутри фильтра в параксиальном приближении определяется формулой

$$y_{i0} = g_i \left( E - \frac{v_0}{c} B \right) \frac{1 - \cos(\omega_{ci} z / v_0)}{\omega_{ci}^2}, \quad (2)$$

где  $\omega_{ci} = g_i B / c$  — циклотронная частота иона  $i$ -го компонента;  $g_i = e Z_i / M A_i$ ;  $e$  — заряд электрона;  $M$  — масса нуклона;  $Z_i$  и  $A_i$  — заряд и массовое число иона соответственно. В плоскости анализирующей щели

$$y_{i0}(L + l) = \frac{g_i (E - v_0/cB)}{\omega_{ci}^2} \left( 1 - \cos \theta_L + \frac{l}{L} \theta_L \sin \theta_L \right), \quad (3)$$

где  $\theta_L = \omega_{ci} L / v_{i0}$ . На рис. 3 показана зависимость функции  $\theta_L/L$  от массового числа однозарядного иона при выбранных параметрах: начальная энергия иона — 20 кэВ,  $B = 4, 6, 8$  кГс.

Рассматривая малые вертикальные отклонения в плоскости анализирующей щели для компонента с массой  $m_0 + \Delta m$  ( $m_0$  — масса выделенного, распространяющегося вдоль оси  $z$  компонента), с помощью формулы (3) получим выражение для дисперсии по массе:

$$D_m = \delta y_0 \frac{m_0}{\Delta m} = \frac{L}{2\theta_L} \left( 1 - \cos \theta_L + \frac{l}{L} \theta_L \sin \theta_L \right), \quad (4)$$

которое совпадает с полученным в работе [4]. На рис. 4 показана зависимость функции  $D_m/L$  от  $\theta_L$  при параметрах  $l/L = 3, 4, 5$ .

Для дальнейшего анализа характеристик ионного пучка удобно использовать среднеквадратичные размеры пучка [8, 9] или эквивалентный в данном случае метод моментов [10]. Матрица центральных моментов второго порядка, элементы которой  $M_{I,ik}$  (индексы 1, 2, 3 соответствуют  $x, y, z$ ) определим как

$$M_I = \overline{X_I X_I^T} \quad (5)$$

(черта означает усреднение по ансамблю ионов компонента  $i$ , пятимерный вектор — строка  $X^T$ ), составлена из координат и скоростей  $\mathbf{r}_{i1}, \mathbf{v}_{i1}$ :

$$X_I^T = (x_{i1}, v_{ix1}, y_{i1}, v_{iy1}, v_{iz1}), \quad (6)$$

где индекс «1» указывает на отклонение величин от соответствующих центральной траектории. Таким образом, диагональные компоненты матрицы  $M_{I,11}$  и  $M_{I,22}$  дают квадраты среднеквадратичных поперечных размеров пучка. Найдем эти компоненты в плоскости анализирующей щели, используя аналитические решения уравнений для отклонений от центральных траекторий в параксиальном приближении:

$$M_{I,11}(L+l) = \overline{\left( x_{i1}(0) + \frac{v_{ix1}(0)(L+l)}{v_{i0}} \right)^2}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} M_{I,22}(L+l) = & \\ = & \overline{\left( y_{i1}(0) + \frac{v_{iz1}(0)}{\omega_{ci}} \left( \cos \theta_L - 1 - \frac{l}{L} \theta_L \sin \theta_L \right) + \frac{v_{iy1}(0)}{\omega_{ci}} \left( \sin \theta_L + \frac{l}{L} \theta_L \cos \theta_L \right) \right)^2}, \end{aligned} \quad (8)$$

где черта означает усреднение по начальным значениям отклонений, обозначенных аргументом (0). Заметим, что, по-видимому, при интегрировании уравнений движения для вертикальных отклонений в работах [3, 4] была допущена ошибка, приводящая к неправильным траекториям частиц и исправленная здесь. Для выделенного компонента, центральная частица которого распространяется вдоль оси  $z$ , траектории частиц с одним только вертикальным начальным отклонением параллельны оси. Этот результат очевиден, т. к. электромагнитное поле однородное и центральная траектория ничем не выделена. Таким образом, фильтр Вина нельзя рассматривать как фокусирующую линзу и искать ее фокусное расстояние, как это ошибочно делается в [3, 4]. Считая на входе в фильтр величины вертикальных отклонений и скоростей частиц, а также разброса по продольным скоростям статистически независимыми (инжекция частиц в фильтр Вина проводится в кроссовере пучка), из последней формулы получим

$$M_{I,22}(L+l) = y_{\text{rms}}^2(0) + \frac{v_{iz1}^2(0)}{v_{i0}^2} L^2 \Sigma_z^2 + \vartheta_{\text{rms}}^2 L^2 \Sigma_y^2, \quad (9)$$

где  $y_{\text{rms}}(0)$  — среднеквадратичный вертикальный размер пучка;  $\sqrt{v_{iz1}^2/v_{i0}^2}$  — среднеквадратичный разброс продольных скоростей;  $\vartheta_{\text{rms}} = \sqrt{v_{iy1}^2/v_{i0}^2}$  — среднеквадратичный

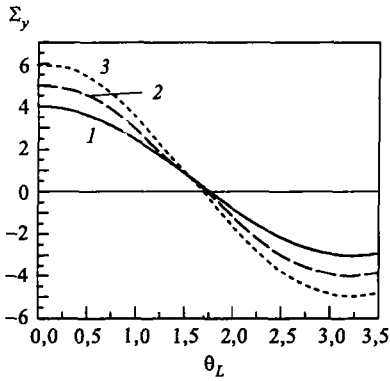


Рис. 5. Зависимость функции  $\Sigma_y$  от  $\theta_L$ : 1 —  $l/L = 3$ ; 2 —  $l/L = 4$ ; 3 —  $l/L = 5$

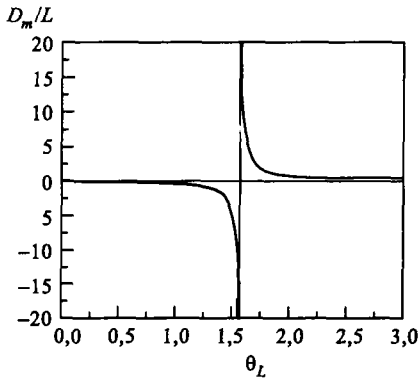


Рис. 6. Оптимизированная относительная дисперсия  $D_m/L$  как функция  $\theta_L$

угол влета частиц на входе в фильтр Вина. Функции  $\Sigma_{z,y}$  в соответствии с (8) и с учетом (4) равны

$$\Sigma_z = \frac{1}{\theta_L} \left( \cos \theta_L - 1 - \frac{l}{L} \theta_L \sin \theta_L \right) = -2 \frac{D_m}{L}, \quad (10)$$

$$\Sigma_y = \frac{1}{\theta_L} \left( \sin \theta_L + \frac{l}{L} \theta_L \cos \theta_L \right). \quad (11)$$

График функции  $\Sigma_y(\theta_L)$ , совпадающий с соответствующей функцией в [4], показан на рис. 5 для параметров  $l/L = 3, 4, 5$ .

Из формул (7) и (9)–(11) можно найти среднеквадратичные размеры пучка в плоскости анализирующей щели:

$$x_{rms} = \sqrt{M_{I,11}(L+l)}, \quad y_{rms} = \sqrt{M_{I,22}(L+l)}. \quad (12)$$

Для пучков с большой угловой расходимостью имеет смысл оптимизировать параметры фильтра Вина таким образом, чтобы получить минимальные допустимые значения функции  $\Sigma_y$  и максимально возможные значения дисперсии. Анализируя рис. 4 и 5, заметим, что это достигается при значениях параметра  $\theta_L$ , близких к  $\pi/2$ . Оптимальные значения отношений  $l/L$ , соответствующие  $\Sigma_y = 0$ , находятся с использованием формулы (11). На рис. 6 показана относительная дисперсия  $D_m/L$  для оптимальных значений  $l/L$  как функция  $\theta_L$ . Например, значению  $\theta_L = 1,7$  соответствуют  $l/L = 4,527$  и  $D_m/L = 2,577$ . Следует отметить, что при таких больших значениях дисперсии необходим высокий уровень стабилизации напряжения на ионном источнике, который оценивается по формулам (9), (10).

По аналогии с [4, 11] определим разрешающую способность фильтра Вина как

$$R_{m(E)} = \frac{m_0}{\Delta m} = \frac{E_0}{\Delta E_0} = \frac{|D_m|}{4\sqrt{M_{I,22}(L+l)}}. \quad (13)$$

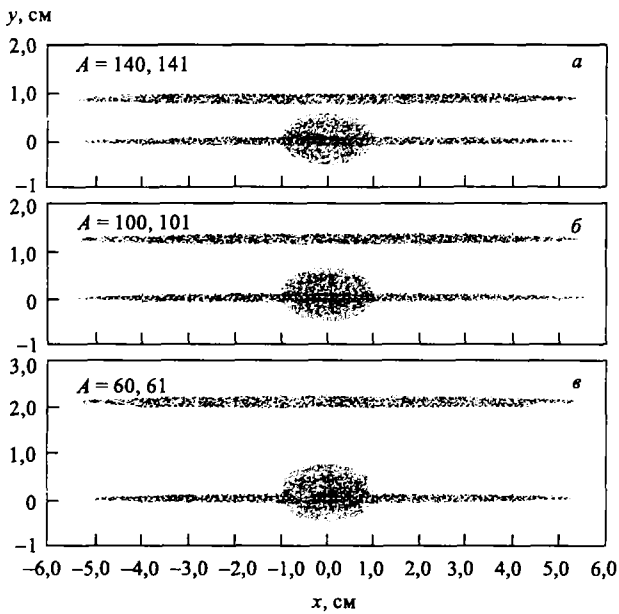


Рис. 7. Распределение частиц в анализирующей плоскости

сти электрического поля (1,56 кВ/см). Полагая  $\theta_L = 1,7$ , получаем длину фильтра Вина  $L = 43,4$  см. Сепарация различных ионов производится за счет изменения индукции магнитного поля. Начальное распределение в фазовом пространстве поперечных координат и скоростей частиц выбиралось в виде микроканонического распределения Владимирского–Капчинского [12]. Для имитации ленточного пучка полуразмеры эллиптического сечения пучка в координатной плоскости задавались как  $2x_{\text{rms}}(0) = 0,5$  см;  $2y_{\text{rms}}(0) = 0,1$  см. Угловой разброс пучка на входе ограничивался значениями, одинаковыми для обоих направлений  $2\vartheta_{\text{rms}}(0) = 0,02$  рад. Пучок считался моноэнергетическим. Полученные в результате расчета распределения частиц в анализирующей плоскости для выделяемых пучков с  $A = 60, 100, 140$  и соответственно пучков с  $A = 61, 101, 141$  показаны на рис. 7. Как видно, им соответствует разрешение на уровне нескольких сотен. Заметим, что увеличение горизонтального размера пучка из-за свободного разлета можно устранить, фокусируя пучок перед входом в фильтр Вина. Таким образом, в оптимальном варианте фильтра Вина можно получить разрешение на уровне выше  $10^2$  и обеспечить сепарацию тяжелых ионов с высокими значениями массовых чисел.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. П. Гангрскому, Б. Н. Маркову и Ю. Э. Пенионжкевичу за полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Anne R., Mueller C. LISE3: a magnetic spectrometer — Wien filter combination for secondary radioactive beam production // Nucl. Instr. Meth. B. 1992. V. 70. P. 276–285.
2. Campajola L. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 437. P. 266–273.

Множитель 4 в этой формуле введен так, чтобы в случае эллиптического сечения пучка с постоянной плотностью знаменатель в (13) соответствовал удвоенной вертикальной полуоси эллипса. Проведенная выше оптимизация приводит к тому, что разрешающая способность фильтра Вина становится близкой к предельной  $R_m(E) \approx |D_m|/4y_{\text{rms}}$ . Для иллюстрации возможности разделения тяжелых осколков приведем результаты численного моделирования фильтра Вина методом крупных частиц при параметрах, близких к оптимальным для  $A = 100$ . При значении индукции магнитного поля  $B = 8$  кГс и энергии ионов 20 кэВ требуется сравнительно невысокое значение напряженности

3. Seliger R. L.  $E \times B$  mass-separator design // J. Appl. Phys. 1972. V. 43, No. 5. P. 2352–2357.
4. Соловьев А. В., Толстогузов А. Б. Определение ионно-оптических характеристик фильтра Вина с однородными ортогональными полями // ЖТФ. 1987. Т. 57, вып. 5. С. 953–958.
5. Gulbekian G. G., Oganessian Yu. Ts. DRIBs: the Dubna project for radioactive ion beams // Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Physics «Nuclear Shells — 50 Years» (49th Meeting on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure). Dubna, 1999. P. 61–76.
6. Penionzhkevich Yu. E. Low energy radioactive ion beams in Dubna // Workshop on Low Energy Radioactive Ion Beams in Dubna (project DRIBs). Dubna, 1999. P. 35.
7. Wahlin L. The colutron, a zero deflection isotope separator // Nucl. Instr. Meth. 1964. V. 27. P. 55–60.
8. Saherer F. S. RMS envelope equations with space charge // Proc. of the Particle Accelerator Conf., Chicago. IEEE Trans. NS-18. 1971. V. 3. P. 1105–1107.
9. Lapostolle P. M. Density distribution in intense beams // Proc. of the VII Intern. Conf. on High Energy Accelerat., Yerevan, Tsahkadzor, Aug. 27–Sept. 2, 1969. Yerevan, 1970. P. 205.
10. Дымников А. Д., Перельштейн Э. А. Момент метод в заряженной частице // Nucl. Instr. Meth. 1978. V. 148. P. 567–571; Дымников А. Д., Перельштейн Э. А. Препринт ОИЯИ Р9-10620. Дубна, 1977.
11. Афанасьев В. П., Явор С. Я. Электростатические анализаторы для пучков заряженных частиц. М.: Наука, 1978.
12. Kapchinsky I. M., Vladimirsky V. V. // Proc. of the Intern. Conf. on High Energy Accelerat. and Instrum., CERN, Geneva, 1959. P. 274.

Получено 15 августа 2002 г.