

ПЛАЗМООПТИЧЕСКАЯ СЕПАРАЦИЯ И ДИАГНОСТИКА РЕЗУЛЬТАТОВ РАЗДЕЛЕНИЯ ОТРАБОТАННОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

Н.В. Астраханцев¹, В.М. Бардаков², Во Ньы Зан¹,
Г.Н. Кичигин³, Н.В. Лебедев¹, Н.А. Строкин¹

¹Национальный исследовательский университет (НИУ), Иркутский государственный технический университет; ²Иркутский государственный университет путей сообщения; ³Институт солнечно-земной физики СО РАН, Россия

Показана возможность разделения в плазмооптическом масс-сепараторе ПОМС-Е-3 отработанного ядерного топлива (ОЯТ) на три фракции: трансурановые элементы и две группы продуктов деления. Предложена новая схема компактного энергоанализатора для контроля процесса разделения ОЯТ в ПОМС-Е-3.

1. ПРИМЕНЕНИЕ ПОМС-Е-3 ДЛЯ ПЛАЗМООПТИЧЕСКОГО РАЗДЕЛЕНИЯ ОТРАБОТАННОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

Развитием химической технологии выделения ядерно-чистых веществ являются плазменные методы сепарации и установки для их реализации – магнитоплазменные и плазмооптические масс-сепараторы [1-4], построенные как установки ионно-циклотронного нагрева, плазменные центрифуги, установки газового и пучково-плазменного разряда, разделяющие смесь ионов в основном на две части: целевой ион и «отвал». Результаты работы [4] позволили обеспечить выделение трех ионов из смеси изотопов при плазмооптической масс-сепарации. Для немоноэнергетичного потока ионов из плазменного ускорителя сбор частиц с массой M_1 (любой энергии) можно устраивать на цилиндрической поверхности радиуса $r_1 = R - R \frac{\delta M}{M_0}$, прием частиц массы M_2 – на поверхности радиуса $r_2 = R + R \frac{\delta M}{M_0}$, а ион с центральной массой $M_0 = (M_1 + M_2)/2$ (здесь $\delta M = (M_1 - M_2)/2$; R – средний радиус плазменного потока) придет на кольцевой коллектор, расположенный между цилиндрическими приемниками. Большим массам в ПОМС-Е-3 соответствуют меньшие радиусы приемников ионов; чем меньше масса, тем радиус коллекторов больше.

Для ОЯТ существуют три пика в распределении элементов (Рис.1) с наиболее вероятными массами $M_I = 95$, $M_{II} = 139$ и $M_{III} = 239$. Цилиндрический приемник всех ионов с $M_{III} \pm \delta M_{III}$ (δM_i – разброс масс около наиболее вероятной для соответствующего пика) необходимо расположить на радиусе R_{min} , который определяется из уравнения

$$G(M_{III} - \delta M_{III}, R_{min}) = 0,$$

где $G(M, r) = \left(\frac{M_0}{M}\right)^2 \left(\frac{R^2}{r^2} - 1\right) + \frac{M_0}{M} \ln \frac{r^2}{R} = 0$. При этом все частицы пика M_{III} попадут на цилиндр радиусом R_{min} , так как все частицы с массами $M > M_{III} - \delta M_{III}$ имеют точки отражения в области собирающего радиального электрического поля на расстоянии, меньшем, чем R_{min} . Цилиндрический приемник всех ионов с $M_I \pm \delta M_I$ необходимо расположить на радиусе R_{max} , который определяется

из уравнения $G(M_I + \delta M_I, R_{max}) = 0$, при этом все частицы пика, содержащего M_I , попадут на цилиндр R_{max} , так как все частицы с массами $M < M_I + \delta M_I$ имеют точки отражения на расстоянии, превышающем R_{max} . Для целей разделения ОЯТ плазмооптический масс-сепаратор ПОМС-Е-3 подходит идеально: на приемном электроде, имеющем радиус r_1 , будут собираться все трансурановые элементы (пик III ОЯТ – см. Рис.1). На приемник большого радиуса (r_2) придут все ионы, соответствующие пику I; на торцевой приемник – элементы пика II. Трансурановые элементы передаются после выделения для изготовления МОХ-топлива. «Минорные» элементы, уже частично разделенные на первой стадии масс-сепарации, в дальнейшем могут разделяться или с помощью того же перенастроенного ПОМС-Е-3, или передаваться на электромагнитный масс-сепаратор.

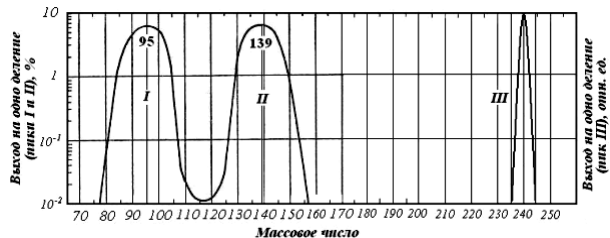


Рис.1. Распределение продуктов в отработанном ядерном топливе (цикл ^{235}U + тепловой нейтрон):

I, II – продукты деления, III – трансурановые элементы

Сепаратор работает следующим образом. В блоке фазовых превращений 1 (Рис.2) ОЯТ испаряется и подается в плазменный ускоритель 2, где пар ионизуется. На выходе плазменного ускорителя формируется поток многокомпонентной плазмы, который попадает в азимутатор 3, совмещенный с катодом плазменного ускорителя, в котором ионы потока плазмы ОЯТ приобретают азимутальную скорость, неодинаковую для ионов разных масс. После азимутатора поток плазмы попадает в сепарирующий объем, образованный системой создания продольного магнитного поля 5, системой создания радиального электрического

поля – электроды 6 и 8, приемниками разделенных элементов ОЯТ 6, 7 и 8.

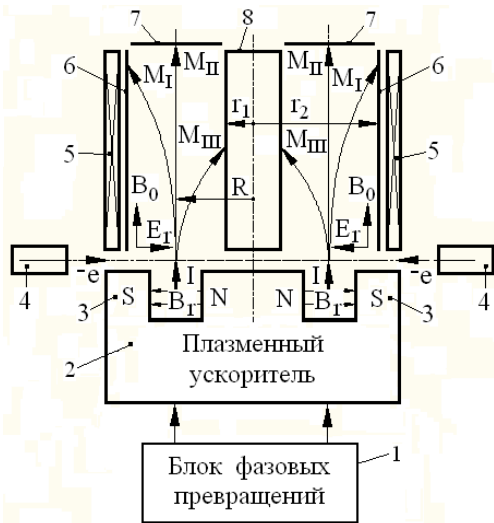


Рис.2. Схема плазмооптического сепаратора для разделения ОЯТ

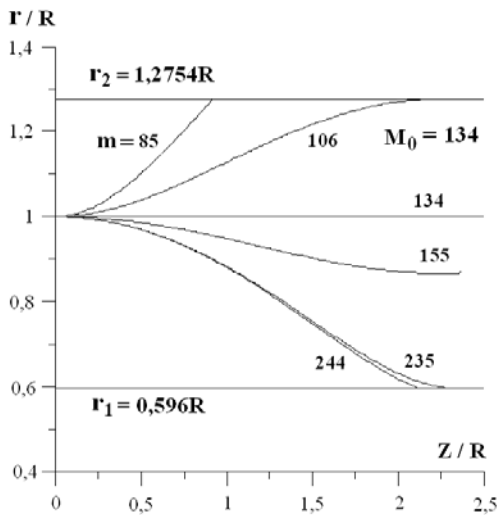


Рис.3. Траектории ионов крайних масс групп I (85; 106), II (134; 155) и III (235; 244)

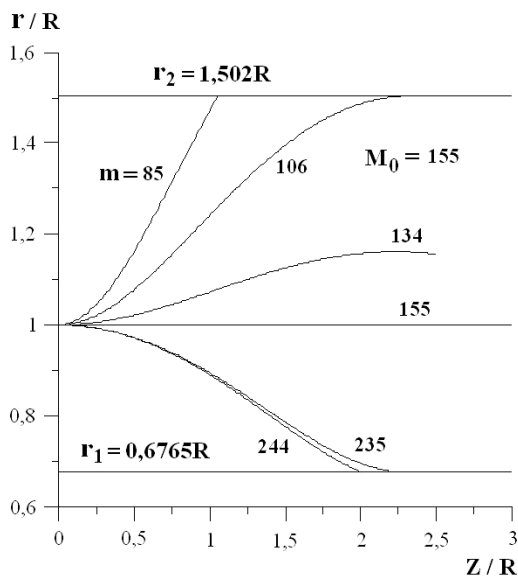


Рис.4. Траектории ионов крайних масс групп I (85; 106), II (134; 155) и III (235; 244)

В сепарирующем объеме происходит пространственное разделение ионов ОЯТ на 3 группы: M_I в диапазоне массовых чисел от 85 до 106, M_{II} – 134...155, M_{III} – 235...244, которые попадают соответственно на два цилиндрических приемника радиусами r_1 и r_2 и торцевой кольцевой приемник, расположенный непосредственно за цилиндрическими приемниками длиной $L \leq 2,5R$.

Пример расчетов траекторий ионов ОЯТ для различных M_0 (134 и 155) приведен на Рис.3, 4.

2. СОВМЕЩЕННЫЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ МАСС-АНАЛИЗАТОР ВИНА-ЮЗА-РОЖАНСКОГО

Наряду с масс-сепаратором для проведения экспериментов по разделению ОЯТ необходимы приборы диагностики, основным из которых является масс-анализатор. В существующих в настоящее время комбинированных масс-анализаторах, например [5-8], используется последовательное включение электростатического энергоанализатора, выделяющего пучок частиц заданной энергии, и магнитного, пролетного анализатора или фильтра скоростей Вина. Последовательное включение двух приборов увеличивает габариты устройства и уменьшает его чувствительность из-за наличия электромагнитных полей рассеяния на границах анализаторов и отсутствия пространственной фокусировки пучка частиц в области анализа. В данной статье мы представляем результаты разработки нового масс-анализатора совмещенной конструкции: объединены энергоанализатор Юза-Рожанского и фильтр Вина, «свернутый» в цилиндр. Реализуемые данным устройством при сравнительно малых габаритах новые функции, включающие его способность работать как в качестве энерго-, так и масс-анализатора, при работе в режиме масс-анализатора – диагностировать немонотонные пучки ионов, имеющие начальный угловой разброс по скоростям, позволяет рассматривать его в новом качестве – энергомасс-анализатора Вина-Юза-Рожанского (ВИЮР).

Результат в данном случае обеспечивается тем, что анализ по энергиям и массам ведут в совмещенных радиальных электрическом поле энергоанализатора Юза-Рожанского (ЮР) и магнитном поле фильтра Вина и поперечном к ним продольном электрическом поле фильтра Вина, при этом угол поворота анализируемых ионов определяется условиями фокусировки заряженных частиц под действием новой совокупности трех электромагнитных полей. Фильтр Вина (ФВ) выполнен цилиндрическим, энергоанализатор Юза-Рожанского и фильтр Вина расположены так, что магнитные полюса фильтра Вина охватывают цилиндрические пластины энергоанализатора Юза-Рожанского, а пластины фильтра Вина, создающие электрическое поле, выполнены в виде плоских электродов, размещенных по обе стороны относительно энергоанализатора Юза-Рожанского и

магнитной системы фильтра Вина. Анализатор схематично показан на Рис.5.

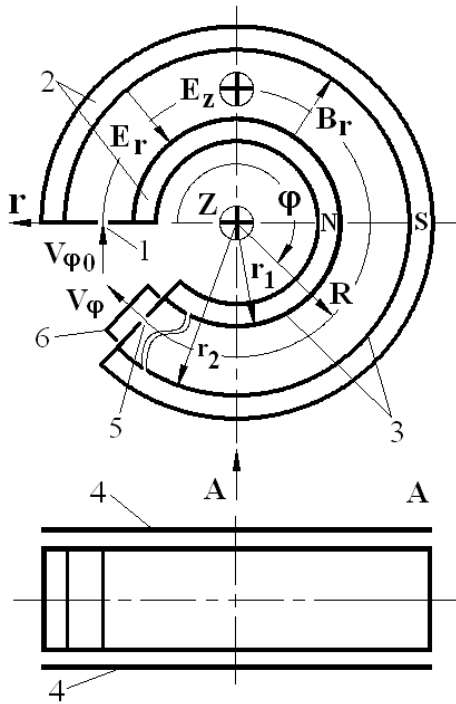


Рис.5. Анализатор Вина-Юза-Рожанского:
1 – входная диафрагма; 2 – система создания магнитного поля B_r ; 3 – цилиндрические электроды для создания электрического поля E_r ; 4 – электроды, предназначенные для создания электрического поля E_z ; 5 – выходная диафрагма; 6 – детектор частиц

Ниже приведено обоснование возможности реализации комбинации энергоанализатора ЮР с радиальным анализирующим электрическим полем E_0 и ФВ, «свернутого» в цилиндр, с радиальным магнитным полем B_r , которое создано между пластинами энергоанализатора ЮР (образующими цилиндр), и продольным (вдоль цилиндрических пластин – вдоль оси Z) однородным электрическим полем E_z .

Уравнения движения однозарядного иона в энергомасс-анализаторе ВЮР в цилиндрической системе координат имеют вид:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = m r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 - e E_0 \frac{R}{r}, \quad (1)$$

$$m \frac{d}{dt} r^2 \frac{d\varphi}{dt} = \frac{e}{c} B_r^R r \frac{dz}{dt}, \quad (2)$$

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = e E_z - \frac{e}{c} B_r^R r \frac{d\varphi}{dt}. \quad (3)$$

Найдем условия на параметры B , E_z , E_0 , при которых ион, входящий в область анализирующих полей в точке с радиусом R со скоростью $V_{\varphi 0}$ при $V_{z0} = V_{r0} = 0$, остается на траектории радиуса R и в дальнейшем при прохождении анализатора.

Из уравнения (1) следует, что $\frac{m V_{\varphi 0}^2}{R} = e E_0$ и $\frac{m V_{\varphi 0}^2}{2} = \frac{e E_0 R}{2} = W_0$.

(4) Напряженность радиального электрического поля E_0 , таким образом, определяет энергию заряженных

частиц W_0 , движущихся по окружности радиуса R . Используя уравнение (3), зададим азимутальную скорость

$$V_{\varphi 0} = c \frac{E_z}{B} \quad (5)$$

такую, чтобы движение вдоль оси Z отсутствовало. Из уравнений (4) и (5) получается соотношение:

$$\frac{m c^2 E_z^2}{e E_0 R B^2} = 1, \quad (6)$$

из которого видно, что при фиксированных E_0 и B ионы различных масс будут оставаться на главной траектории (радиусом R), если

$$E_z = \sqrt{\frac{e E_0 R B^2}{m c^2}}. \quad (7)$$

Для позиционирования на главной траектории иона массой m_i необходимо изменять E_z в соответствии с уравнением (7).

Рассмотрим более подробно анализ по массам. Выберем ион массой m_0 для которого, согласно (7), определено E_{z0} . Введем параметр $\varepsilon = E_0/E_{z0}$ и переменные $\chi = r/R$, $\xi = z/R$, $\tau = \omega_0 t$, $\omega_0 = e B_0/(m_0 c)$ (ω_0 – ларморовская частота). Запишем уравнения (1-3) в безразмерном виде для частицы массой $m \neq m_0$, имеющей энергию $W = \frac{m V_{\varphi}^2}{2} \neq W_0$:

$$\frac{d^2 \chi}{d\tau^2} = \chi \left(\frac{d\varphi}{d\tau} \right)^2 - \frac{m_0 \varepsilon^2}{m \chi}, \quad (8)$$

$$\frac{d^2 \xi}{d\tau^2} = \frac{m_0}{m} \left(\varepsilon - \frac{d\varphi}{d\tau} \right), \quad (9)$$

$$\chi^2 \frac{d\varphi}{d\tau} - \frac{m_0}{m} \xi = C. \quad (10)$$

Постоянная в уравнении (10) при $\tau = 0$, для массы m , энергии W равна

$$C = \left(\frac{d\varphi}{d\tau} \right) = \sqrt{\frac{m_0}{m}} \sqrt{\frac{W}{W_0}} \varepsilon. \quad (11)$$

Из уравнения (10) получаем следующее соотношение:

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{1}{\chi^2} \left[\sqrt{\frac{m_0}{m}} \sqrt{\frac{W}{W_0}} \varepsilon + \frac{m_0}{m} \xi \right]. \quad (12)$$

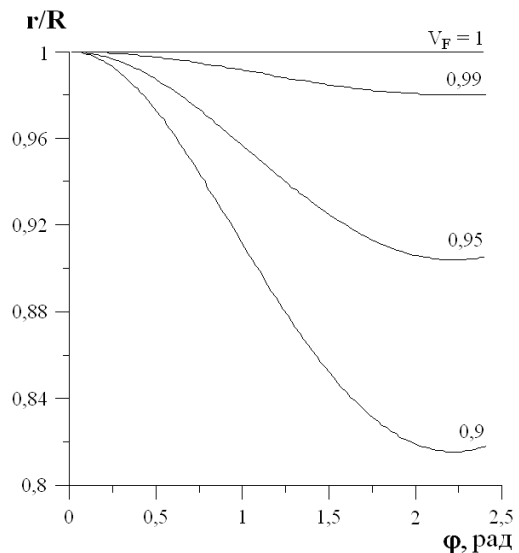


Рис.6. Зависимости радиального отклонения траекторий ионов от величины азимутальной составляющей скорости

Принято $(V_R^2 + V_\varphi^2)^{0.5} = 1$. Начальный разброс скоростей вдоль радиуса и оси Z отсутствует

Рассмотрим случай, когда отклонения W от W_0 и m от m_0 малы, как и начальные разбросы по скоростям $d\chi/d\tau$ и $d\xi/d\tau$ в момент времени $\tau = 0$. В первом порядке малости по $\frac{\delta W}{W_0}$, $\frac{\delta m}{m_0}$ и производным $d\chi^*/d\tau$ (здесь $\chi = 1 + \chi^*$), $d\xi/d\tau$ из уравнений (8)-(12) получаем:

$$\frac{d^2\chi^*}{d\tau^2} + 2\varepsilon^2\chi^* = 2\varepsilon\xi + \varepsilon^2\frac{\delta W}{W_0}; \quad (13)$$

$$\frac{d^2\xi}{d\tau^2} + \xi = 2\varepsilon\chi^* + \frac{\varepsilon\delta m}{2m_0} - \frac{\varepsilon\delta W}{2W_0}. \quad (14)$$

Учитывая, что $\frac{d\chi^*}{d\tau} = \frac{d\chi^*d\varphi}{d\varphi d\tau} = \frac{d\chi^*}{d\varphi}\varepsilon$, $\frac{d^2\chi^*}{d\tau^2} = \varepsilon^2\frac{d^2\chi^*}{d\varphi^2}$, $\frac{d^2\xi}{d\varphi^2} = \varepsilon^2\frac{d^2\xi}{d\varphi^2}$, уравнения (13) и (14) записываем так:

$$\frac{d^2\chi^*}{d\varphi^2} + 2\chi^* = \frac{2}{\varepsilon}\xi + \frac{\delta W}{W_0}; \quad (15)$$

$$\frac{d^2\xi}{d\varphi^2} + \frac{1}{\varepsilon^2}\xi = \frac{2}{\varepsilon}\chi^* + \frac{1}{2\varepsilon}\left(\frac{\delta m}{m_0} - \frac{\delta W}{W_0}\right). \quad (16)$$

Начальные условия для уравнений (15), (16) имеют вид: $\chi^*(0) = 0$, $\xi(0) = 0$, $\frac{d\chi^*}{d\varphi} = U$, $\frac{d\xi}{d\varphi} = V$. Систему (15)-(16) можно свести к одному линейному уравнению четвертого порядка:

$$\frac{d^4\chi^*}{d\varphi^4} + \left(2 + \frac{1}{\varepsilon^2}\right)\frac{d^2\chi^*}{d\varphi^2} - \frac{2}{\varepsilon^2}\chi^* = \frac{1}{\varepsilon^2}\frac{\delta m}{m_0}. \quad (17)$$

Начальные условия для уравнения (17) имеют вид:

$$\chi^*(0)=0; \frac{d\chi^*}{d\varphi} = U; \frac{d^2\chi^*}{d\varphi^2} = \frac{\delta W}{W_0}; \frac{d^3\chi^*}{d\varphi^3} = \frac{2}{\varepsilon}V - 2U. \quad (18)$$

Введем функцию $\rho(\varphi) = \chi^*(\varphi) + \frac{1}{2}\frac{\delta m}{m_0}$. Для нее получим однородное уравнение:

$$\frac{d^4\rho}{d\varphi^4} + \left(2 + \frac{1}{\varepsilon^2}\right)\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} - \frac{2}{\varepsilon^2}\rho = 0 \quad (19)$$

при начальных условиях $\rho(0) = \frac{1}{2}\frac{\delta m}{m_0}$;

$$\rho'(0) = U; \rho''(0) = \frac{\delta W}{W_0}; \rho'''(0) = \frac{2}{\varepsilon}V - 2U. \quad (20)$$

Общее решение уравнения (19) имеет вид:

$$\rho(\varphi) = C_1 e^{\gamma\varphi} + C_2 e^{-\gamma\varphi} + C_3 \cos(\omega\varphi) + C_4 \sin(\omega\varphi).$$

Постоянные интегрирования C_1, C_2, C_3, C_4 определяются из условий (20). С учетом значений C_1-C_4 для траектории получаем следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \chi^*(\varphi) - \frac{1}{2}\frac{\delta m}{m_0} + \left(\frac{1}{4}\frac{\delta m}{m_0}\frac{\omega^2}{\gamma^2+\omega^2} + \frac{1}{2}\frac{\delta W}{W_0}\frac{1}{\gamma^2+\omega^2}\right)(e^{\gamma\varphi} + \\ + e^{-\gamma\varphi} + U\omega^2 - 2 + 2V/\varepsilon + 2\gamma\gamma^2 + \omega^2 e^{\gamma\varphi} - e^{-\gamma\varphi} + \\ + \left(\frac{1}{2}\frac{\delta m}{m_0}\frac{\gamma^2}{\gamma^2+\omega^2} - \frac{1}{\gamma^2+\omega^2}\frac{\delta W}{W_0}\right)\cos(\omega\varphi) + \\ + \frac{U(\gamma^2+2)-2V/\varepsilon}{\omega(\gamma^2+\omega^2)}\sin(\omega\varphi). \end{aligned} \quad (21)$$

Введем обозначения: $\left(\frac{1}{4}\frac{\delta m}{m_0}\frac{\omega^2}{\gamma^2+\omega^2} + \frac{1}{2}\frac{\delta W}{W_0}\frac{1}{\gamma^2+\omega^2}\right) = b_1$;
 $\frac{U(\omega^2-2)+2V/\varepsilon}{2\gamma(\gamma^2+\omega^2)} = b_2$;
 $\left(\frac{1}{2}\frac{\delta m}{m_0}\frac{\gamma^2}{\gamma^2+\omega^2} - \frac{1}{\gamma^2+\omega^2}\frac{\delta W}{W_0}\right) = b_3$;
 $\frac{U(\gamma^2+2)-2V/\varepsilon}{\omega(\gamma^2+\omega^2)} = b_4$, с учетом которых получим уравнение: $\chi^*(\varphi) = -\frac{1}{2}\frac{\delta m}{m_0} + b_1(e^{\gamma\varphi} + e^{-\gamma\varphi}) + b_2(e^{\gamma\varphi} - e^{-\gamma\varphi}) + b_3 \cos(\omega\varphi) + b_4 \sin(\omega\varphi)$.

Как видно из уравнения (21), ион пересекает траекторию радиусом R (около $\chi^* = 0$) в случае, если $b_1 = 0$ и $b_2 = 0$, что может осуществиться при определенных значениях величин $\delta m/\delta W$ и U/V , а именно, при $\delta W/W = -A_m = -\frac{1}{2}\omega^2\frac{\delta m}{m_0}$ и $U = \frac{2V}{\varepsilon(2-\omega^2)}$. Возьмем частицы, которые удовлетворяют таким

условиям. Тогда для их траекторий получим уравнение:

$$\chi^*(\varphi) = -\frac{1}{2}\frac{\delta m}{m_0}[1 - \cos(\omega\varphi)] + \frac{2V}{\varepsilon\omega(2-\omega^2)}\sin(\omega\varphi). \quad (22)$$

При $\frac{\delta m}{m_0} \neq 0$ возвращение к $\chi^*(\varphi) = 0$ будет при $\varphi_k = k\frac{2\pi}{\omega}$. В случае $\frac{\delta m}{m_0} = 0$ выбранные частицы сфокусируются при следующем значении угла:

$$\varphi_m = m\frac{\pi}{\omega}. \quad (23)$$

В точках фокусировки ионов с $\frac{\delta m}{m_0} = 0$ частицы с $\frac{\delta m}{m_0} \neq 0$ отходят от положения $\chi^*(\varphi) = 0$ на максимальное расстояние, равное $|\chi^*| \cong \frac{\delta m}{m_0}$. Это означает, что приемник ионов в энергомасс-анализаторе необходимо располагать в точке поворота траектории иона на угол $\varphi_l = \pi/\omega$, на котором целевые ионы с $\delta m = \delta W = 0$ фокусируются, а ионы с $\delta m \neq 0$ максимально отходят от основной траектории $\chi^*(\varphi) = 0$.

Перейдем к случаю, когда $b_1 \neq 0$, $U = V = b_2 = 0$.

Для ионов с заданной $\frac{\delta m}{m_0}$ траектории определяются величиной $\delta W/W$. Пусть значение $\delta W/W = -A_m$. Различным $\delta W/W$ соответствуют траектории двух классов. При $\delta W/W < -A_m$ величина $b_1 < 0$, и ионы, не возвращаясь к $\chi^* = 0$, уходят при $\varphi \rightarrow \infty$ на $-\infty$ по χ^* . При $\delta W/W > -A_m$ величина $b_1 > 0$, и ионы некоторое количество раз возвращаются к $\chi^* = 0$, а при $\varphi \rightarrow \infty$ уходят на $+\infty$ по χ^* . Обязательно найдется такое значение $\delta W/W$, которое лежит в области $-A_m < \frac{\delta W}{W} < 0$, при котором траектория иона с $\frac{\delta m}{m_0} > 0$ пройдет через $\chi^* = 0$ при $\varphi = \varphi_1$. Это означает, что в детектор будут попадать ионы и других, кроме m_0 , масс и для разделения ионов использование только сепарирующих возможностей данного набора электромагнитных полей недостаточно.

Для исключения возможности перемешивания частиц на приемных электродах привлечем прерывание траекторий нецелевых ионов на цилиндрических электродах анализатора. Найдем условие, при котором ионы с массами большими, чем $m_0 + \delta m$ ($\delta m > 0$), попадают на стенки, не дойдя до плоскости детектирования частиц $\varphi = \varphi_1$. Расположим проводящие цилиндрические поверхности (приемные электроды – стенки канала), между которыми создается радиальное электрическое поле, на расстояниях $\chi_1^* = \chi_c$ и $\chi_2^* = -\chi_c$. Рассмотрим такую траекторию иона при каком-то, пока неизвестном $\delta W/W = -A_k$, когда она лежит обязательно выше, чем χ_2^* . Причем траектория касается $\chi_2^* = -\chi_c$ при $\varphi = \varphi_0$, т. е. $\frac{d\chi^*}{d\varphi}(\varphi = \varphi_0) = 0$. Кроме того, пусть данная траектория проходит через точку χ_1^* , $\varphi = \varphi_1$. Тогда частицы с фиксированным значением $\frac{\delta m}{m_0}$ вообще не попадут на фокусную плоскость $\varphi = \varphi_1$. Действительно, при $\delta W/W < -A_k$ ионы гибнут на поверхности $\chi_2^* = -\chi_c$, а при $\delta W/W > -A_k$ они идут

выше критической траектории $\delta W/W = -A_k$ и гибнут на поверхности $\chi_1^* = \chi_c$. Ионы с массами, большими, чем выбранная масса m , также попадают на электроды. Таким образом, для фиксированного отношения $\frac{\delta m}{m_0} > 0$ надо определить критическую траекторию, для чего необходимо найти значения $-A_k$, χ_c и φ_0 . Для этого есть три уравнения: $\chi^*(\varphi = \varphi_1) = \chi_c$; $\frac{d\chi^*}{d\varphi}(\varphi = \varphi_0) = 0$; $\chi^*(\varphi = \varphi_0) = -\chi_c$. Запишем эти уравнения, используя (21), при $U = V = 0$:

$$\chi_c = -\frac{1}{2} \frac{\delta m}{m_0} + 2b_1 \cosh\left(\frac{\pi\gamma}{\omega}\right) - b_3; \quad (24)$$

$$\frac{d\chi^*}{d\varphi} = 0 = 2b_1\gamma \sinh(\gamma\varphi_0) - b_3\omega \sin(\omega\varphi_0); \quad (25)$$

$$-\chi_c = -\frac{1}{2} \frac{\delta m}{m_0} + 2b_1 \cosh(\gamma\varphi_0) + b_3 \cos(\omega\varphi_0). \quad (26)$$

Здесь $\gamma = \sqrt{k_1^2}$; $\omega = \sqrt{-k_2^2}$ – корни характеристического уравнения для соотношения (19).

Для решения системы (24-26) используем малость параметра γ/ω ; при этом $\varphi_0 \ll 1$. Складывая (24) и (26), получаем:

$$0 = -\frac{\delta m}{m_0} + 2b_1 \left[\cosh(\gamma\varphi_0) + \cosh\left(\frac{\gamma\pi}{\omega}\right) \right] + b_3 [\cos(\omega\varphi_0) - 1]. \quad (27)$$

Разлагая в уравнении (25) $\sin(\omega\varphi_0)$ и $\sinh(\gamma\varphi_0)$ до третьего порядка по φ_0 , получаем:

$$\frac{\delta W}{W_0} \approx -\frac{1}{12} \omega^2 \varphi_0^2 \gamma^2 \frac{\delta m}{m_0}. \quad (28)$$

Из уравнения (27), в свою очередь, следует, что

$$\omega^2 \varphi_0^2 \approx 4 \left(\frac{\pi^2}{4} - 1 \right) \frac{\gamma^2}{\omega^2}. \quad (29)$$

Подставляя (28) и (29) в уравнение (24), находим:

$$\chi_c = \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \omega^2} \left(\frac{\pi^2}{4} - 1 \right) \frac{\delta m}{m_0}. \quad (30)$$

Примеры численных расчетов траекторий движения ионов в анализаторе приведены на Рис. 6, 7.

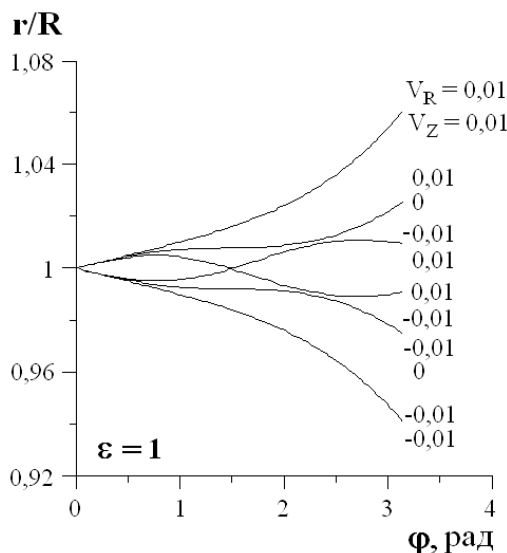


Рис.7. Зависимости радиального отклонения траектории ионов от величин начальных радиальной и Z-компоненты скорости ионов при $\varepsilon = E_0/E_{z0} = 1$. Принято $(V_R^2 + V_Z^2 + V_\varphi^2)^{0,5} = 1$

Траектории частиц, имеющих массы меньше m ($\delta m < 0$), будут располагаться симметрично по отношению к траекториям ионов с массами, большими m ($\delta m > 0$). Симметрия траекторий будет реализовываться относительно линии $\chi^*(\varphi) = 0$. Поэтому формула (30), определяя величину $|\chi_c|$, задает расстояние от $\chi^*(\varphi) = 0$ до стенок канала, на которых гибнут ионы с массами, отличающимися от m_0 на величину, большую чем $|\delta m|$. В результате масс-анализ ионов в данном устройстве осуществляется и при начальном разбросе по энергиям.

Теперь учтем конечный начальный разброс по углу для анализируемого потока ионов. Рассмотрим случай, когда $b_2 \neq 0$, т.е. $U \neq \frac{2V}{\varepsilon(2-\omega^2)}$. Обозначая $S = U(\omega^2 - 2) + 2V/\varepsilon$ и решая уравнение (21), получаем, что в плоскости детектирования при $\varphi_1 = \pi/\omega$ к величине $\chi^*(\varphi_1)$ с $b_1 = b_2 = 0$, добавляется величина $\Delta\chi = \frac{S}{2\gamma(\gamma^2 + \omega^2)} [e^{\gamma\varphi_1} + e^{-\gamma\varphi_1}]$. Для того, чтобы при угловом разбросе у ионов исходного потока на детекторе не появлялись нецелевые частицы с массами $m_0 + \Delta m$, где $|\Delta m|$ существенно превышало бы $|\delta m|$, необходимо выполнение условия:

$$\max|\Delta\chi| \ll |\chi_c|. \quad (31)$$

Используя то, что $\max|U| = \max|V| = \theta$, где θ – максимальный угловой разброс анализируемого ионного потока, из (31) получим условие на допустимый угловой разброс:

$$\theta \ll \frac{\left(\frac{\pi^2}{4} - 1\right)}{\pi} \frac{\gamma^2 \omega}{(\omega^2 - 2 + \frac{2}{\varepsilon})} \frac{|\delta m|}{m_0}. \quad (32)$$

При $\varepsilon = 1$ величины γ и ω примерно равны соответственно 0,75 и 1,9. Тогда условие (32) модифицируется:

$$\theta \ll \frac{1}{10} \frac{|\delta m|}{m_0}. \quad (33)$$

Таким образом, энергомасс-анализатор Вина-Юза-Рожанского обеспечивает диагностику по массам как при наличии определенного энергетического, так и углового разброса у анализируемых ионов. Имея малые габариты, анализатор удобно использовать при измерении масс-спектров ионов в ПОМС-Е-3, в том числе и для регистрации распределения частиц, приходящих на внутренний приемник.

Работа выполнена в рамках проекта №4222 аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)».

ЛИТЕРАТУРА

1. *Изотопы: свойства, получение, применение* / Под ред. В.Ю. Баранова. М.: «Физматлит», 2005, т. 1, 600 с.
2. А.И. Морозов, В.В. Савельев. Осесимметричные плазмооптические масс-сепараторы // *Физика плазмы*. 2005, т. 31, №5, с. 458-465.

3. Ю.В. Ковтун, Е.И. Скибенко, В.Б. Юферов. Действующие и разрабатываемые магнито-плазменные сепараторы для разделения вещества на элементы и их изотопы // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2008, №2. с. 149-154.
4. В.М. Бардаков, Г.Н. Кичигин, Н.А. Строкин: Масс-сепарация ионов кольцевого плазменного потока // *Письма в ЖТФ*. 2010, т. 36, №4, с.75-80.
5. Патент SU №1178257, МПК H01J 49/30. Способ энергомасс-спектрального анализа состава веществ и устройство для его осуществления / М.Л. Александров, Л.Н. Галль, В.Д. Савченко // *Открытия. Изобретения*. 1996.
6. Патент SU №1756973, МПК H01J 49/48. Способ анализа пучка заряженных частиц по энергиям и устройству для его осуществления (циклоидальный анализатор) / Н.И. Романюк, Ф.Ф. Папп, И.В. Чернышова, О.Б. Шпенник. Оpubл. 23.08.1992.
7. Патент РФ №2020645, МПК H01J 49/32. Энергомасс-спектрометр / Н.Н. Никитенко, Л.Г. Косицин, И.А. Шулепов // *Открытия. Изобретения*. 1994.
8. В.Т. Коган, А.К. Павлов, М.И. Савченко, О.Е. Добычин. Портативный масс-спектрометр для экспресс-анализа растворенных в воде веществ // *Приборы и техника эксперимента*. 1990, №4, с.145-149.

Статья поступила в редакцию 24. 06. 2010 г.

PLASMA-OPTIC SEPARATION AND DIAGNOSTICS RESULTS OF DIVISION SPENT NUCLEAR FUEL

N.V. Astrakhantsev, V.M. Bardakov, Vo Nhu Dan, G.N. Kichigin, N.V. Lebedev, N.A. Strokin

The possibility of separation in plasma-mass-separator POMS-E-3 spent nuclear fuel (SNF) in 3 fractions: transuranic elements, and two groups of fission products. New scheme of compact energy-mass analyzer for monitoring the separation process spent nuclear fuel in the POMS-E- 3 offered.

ПЛАЗМООПТИЧНА СЕПАРАЦІЯ І ДІАГНОСТИКА РЕЗУЛЬТАТІВ РОЗДІЛЕННЯ ВІДПРАЦЬОВАНОВОГО ЯДЕРНОГО ПАЛИВА

Н.В. Астраханцев, В.М. Бардаков, Во Ньн Дан, Г.М. Кічигін, Н.В. Лебедєв, Н.А. Строкін

Показано можливість розділення в плазмооптичному мас-сепараторі ПОМС-Е-3 відпрацьованого ядерного палива (ВЯП) на три фракції: трансуранові елементи і дві групи продуктів поділу. Запропоновано нову схему компактного енергомас-аналізатора для контролю процесу розділення ВЯП у ПОМС-Е- 3.