

ПАНОРАМНАЯ ПЛАЗМООПТИЧЕСКАЯ МАСС-СЕПАРАЦИЯ НЕМОНОЭНЕРГЕТИЧНЫХ И МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

В.М. Бардаков*, Во Ньы Зан, Н.А. Строкин****

**Иркутский государственный университет путей сообщения, г. Иркутск*

***НИИ Иркутский государственный технический университет, г. Иркутск*



Предложены способ и варианты установок плазмооптической масс-сепарации, расширяющие функциональные возможности существующих плазменных масс-сепараторов, повышающие их производительность и обеспечивающие панорамное разделение многокомпонентного потока плазмы по массам. На примере отработанного ядерного топлива показаны особенности плазмооптического разделения смеси, содержащей многозарядные ионы.

Ключевые слова: плазмооптика, масс-сепарация, отработанное ядерное топливо, плазменный ускоритель, азимутатор, приемник ионов, продукты деления, трансурановые элементы, немоноэнергетичный, многозарядный.

Key words: plasma optics, mass separation, the spent nuclear fuel, plasma accelerator, whirler, receiver ions, fission products, transuranic elements, not monoenergetic, multiply.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время востребовано разделение материалов сложного состава, в частности, отработанного ядерного топлива (ОЯТ), на группы элементов. Для ОЯТ – это две группы продуктов деления (наиболее вероятные массовые числа 95 и 139) и блок трансурановых элементов (240). Переработка ОЯТ с изготовлением из трансурановых элементов МОХ-топлива позволяет сохранить до 30% естественного урана. Возможность разделения на группы просматривается пока лишь для плазменных масс-сепараторов. Обсуждению вариантов плазменной масс-сепарации посвящены, например, работы [1–8], в которых под разделением на группы понимается деление на тяжелую и легкую фракции в процессе азимутального дрейфа ионов [1], панорамная плазмооптическая масс-сепарация моноэнергетичного потока ионов [2], разделение многокомпонентного по массам потока на тяжелую и легкую фракции после пролета некоторого пространства и дальнейшего «размагничивания» тяжелой фракции [3], выделение из смеси целевых элементов при циклотронном нагреве (двухчастотном или с широким частотным спектром) продуктов деления или их нагреве в неоднородном по длине сепарационного объема магнитном поле [4, 5], разделение на три группы в ходе плазмооптической

© В.М. Бардаков, Во Ньы Зан, Н.А. Строкин, 2012

кой масс-сепарации немоноэнергетичного потока [6, 7], последовательное выделение из смеси по одному элементу из плазмы турбулентных пучково-плазменного или отражательного разрядов (колебания в области соответствующей ионно-циклотронной частоты) [8]. Однако в работах [1–5, 8] недостаточно внимания было уделено проблеме немоноэнергетичности ионов вещества, находящегося в плазменном состоянии, а в [1–4, 6–8] – влиянию многозарядных ионов; и то и другое ухудшает качество масс-сепарации.

Актуальность проблемы ОЯТ состоит не только в том, чтобы повторно использовать радиоактивную его часть. Из ОЯТ можно также выделять препараты стронция, цезия, циркония, ниобия, рутения, иттрия и др. для изготовления источников ионизирующего излучения, широко применяемых в самых разных областях человеческой деятельности. В связи с этим возникает потребность в обеспечении, в той или иной степени, панорамности масс-сепарации – выделении в одном цикле как можно большего количества элементов исходной смеси. В данной работе рассматриваются вопросы панорамной плазмооптической масс-сепарации немоноэнергетичного многокомпонентного потока, в том числе многозарядных ионов.

ПАНОРАМНАЯ СЕПАРАЦИЯ

Для осесимметричных плазменных масс-сепараторов с электростатической фокусировкой ионов ПОМС-Е [2] в работе [9] сообщалось, что разброс ионов по

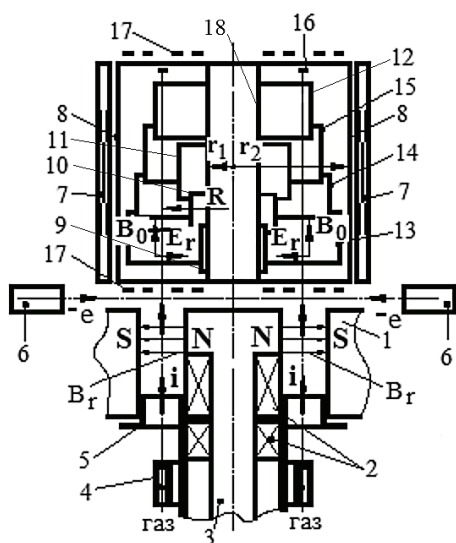


Рис. 1. Панорамный плазменный масс-сепаратор ПОМС-Е-П: 1 – азимутатор, совмещенный с катодом плазменного ускорителя; 2 – магнитные катушки для создания магнитного поля в плазменном ускорителе (позиции 1–6); 3 – магнитный сердечник-полюс азимутатора 1; 4 – газораспределитель с буферным объемом; 5 – анод; 6 – электронная пушка сопровождения; 7 – система создания продольного магнитного поля в сепарирующем объеме; 8, 10, 17 – система создания радиального электрического поля в сепарирующем объеме, состоящая из двух цилиндрических электродов 8, 10 и двух наборов кольцевых торцевых аксиально симметричных электродов 17; 8–16 – приемники разделенных компонентов пучка

энергиям в плазменном потоке является препятствием для панорамной сепарации ионов. Там же был описан найденный авторами способ масс-сепарации смеси немоноэнергетичных ионов трех масс $M_2 < M_0 < M_1$, когда ионы массами M_1 и M_2 собираются на внутреннем и внешнем цилиндрических коаксиальных электродах-приемниках, а ионы массой M_0 приходят на торцевой кольцевой приемник. Ниже приводятся аргументы в пользу возможности (при определенных условиях) расширения диапазона масс, сепарируемых за один рабочий цикл, повышения производительности процесса разделения – создания плазменного панорамного масс-сепаратора ПОМС-Е-П. Поясним работу сепаратора.

В плазменном ускорителе (позиции 1–6 на рис. 1) создается квазинейтральный многокомпонентный цилиндрический поток плазмы, имеющий на выходе из ускорителя некоторую наиболее вероятную скорость. Разделение ионов по массам происходит в азимутаторе 1, из которого поток попадает в сепарирующий объем, образованный системой цилиндрических коаксиальных электродов 8, 18 и торцевых кольцевых акси-

ально симметричных электродов 17, в котором созданы радиальное электрическое E_r и продольное магнитное B_z постоянные во времени поля. Магнитное поле с индукцией B_z создается током, протекающим по обмотке системы создания продольного магнитного поля 7. Величина этого поля достаточна для замагничивания электронов в сепарирующем объеме: ларморовский радиус электронов $r_{Le} \approx 3$ мм при $B_z \geq 80$ Гс; характерный размер сепарирующего объема $L \approx 300$ мм ($L/r_{Le} \approx 100$) – пример для случая экспериментов авторов на установке ПОМС-Е-3 с модельной газовой смесью Kr-Ar-N. На ионы многокомпонентной смеси B_z заметного влияния не оказывает (не изменяет траектории движения), но исключает возможность для электронов плазмы двигаться радиально, переносить ток, «закорачивать» радиальное электрическое поле [10]. Электрическое поле создается системой электродов 8, 17, 18. Электроды 8, 18 образуют цилиндрический конденсатор, в электрическом поле которого, аналогично работе энергоанализатора Юза-Рожанского, и происходит отклонение и фокусировка ионов различных масс каждого на свой приемный электрод. После завершения цикла разделения приемники удаляются из панорамного плазменного масс-сепаратора, и с их поверхностями известными физико-химическими методами извлекаются атомы разделенных веществ.

Решение задачи определения траекторий разделяемых ионов в сепарирующем пространстве ПОМС-Е-П проведем в цилиндрической геометрии (r, φ, z) в приближении плазмооптики. На скомпенсированный поток плазмы – поток немонотонных ионов в области масс-сепарации действуют радиальное электрическое поле $E_r(r) = -E_0(R/r)$ и продольное магнитное поле B_z (E_0 – напряженность электрического поля на траектории радиуса R движения иона центральной массы M_0).

Угловой разброс скоростей ионов в первом приближении не учитываем: $v_r = 0$, где v_r – радиальная компонента скорости иона.

Азимутальная скорость ионов до азимутатора $v_{\varphi i} = 0$. В азимутаторе ПОМС-Е-П ионы различных масс приобретают одинаковый момент $D = M_0 R v_{\varphi A}$ ($v_{\varphi A}$ – азимутальная скорость иона массой M_0 на выходе из азимутатора), и азимутальная скорость иона массы M_i на выходе азимутатора обратно пропорциональна его массе: $v_{\varphi Ai} = D/(M_i R)$. Продольная скорость ионов до азимутатора v_{zi} определяется его

энергией W : $v_{zi} = \sqrt{\frac{2W}{M_i}}$; после азимутатора она приобретает значение

$$v_{zAi} = \sqrt{v_{zi}^2 - v_{\varphi Ai}^2} = \sqrt{\frac{2W}{M_i} - \frac{M_0^2}{M_i^2} v_{\varphi A}^2}. \quad (1)$$

Эту скорость ион сохраняет при дальнейшем движении в сепарирующем объеме. Если в потоке есть разброс ионов по энергии $\Delta W = W_{\max} - W_{\min}$, то продольные скорости ионов с массой M_i на выходе азимутатора лежат в следующих пределах:

$$v_{zAi \max} = \sqrt{\frac{2W_{\max}}{M_i} - \frac{M_0^2}{M_i^2} v_{\varphi A}^2}; \quad v_{zAi \min} = \sqrt{\frac{2W_{\min}}{M_i} - \frac{M_0^2}{M_i^2} v_{\varphi A}^2}. \quad (2)$$

Радиальное движение иона в сепарирующем объеме можно определить как колебательное движение частицы в потенциальной яме [9], которая определяется массой иона M_i (центральная масса M_0 при $v_r = 0$ покоится на дне потенциальной ямы). Период колебаний иона в яме $T(M_i)$ слабо зависит от M_i , а при $|M_i - M_0| \ll M_0$ можно считать, что $T(M_i) = T_0 = \text{const}$. Точки отражения $r_{\text{отр}}(M_i)$, которые достигаются через $t = T(M_i)/2$, определяют радиусы приемников ионов массы M_i .

Рассмотрим случай, когда размер L_s сепарирующего объема вдоль продольной оси Z сепаратора ограничен длиной, которую ион, двигаясь с постоянной скоро-

стью вдоль оси Z , проходит за время полупериода $t = T(M_i)/2$. При этом длина сепарирующего объема определится как $L_S = \max\{v_{z\max}T(M_i)/2\}$. Назовем такой сепаратор «коротким». Пусть есть набор n ионов с массами $M_i < M_0$, где $i = 1, \dots, n$, причем $M_i > M_{i+1}$ и $R < r_{\text{отр}}(M_i) < r_{\text{отр}}(M_{i+1})$, и набор n ионов с массами $M_j > M_0$, где $j = 1, \dots, n$, причем $M_j < M_{j+1}$ и $R > r_{\text{отр}}(M_j) > r_{\text{отр}}(M_{j+1})$. Необходимо определить энергетический разброс ΔW , при котором траектории ионов с максимальной энергией W_{\max} и массами M_{i+1} и M_{j+1} не будут пересекать приемники для ионов соседних масс M_i и M_j . Приемник ионов массы M_i находится по оси Z между $z_{i\max} = v_{z\max}T(M_i)/2$ и $z_{i\min} = v_{z\min}T(M_i)/2$. Траектория иона с массой M_{i+1} и $v_{z(i+1)\max}$ пересекает уровень радиуса $r_{\text{отр}}(M_i)$ при $z = z_{ci} = v_{z(i+1)\max} T_{ci}$, где T_{ci} – момент пересечения, причем $T_{ci} < T(M_i)/2$. Равенство $z_{ci} = z_{i\min}$ записанное как

$$\frac{v_{z\min}}{v_{z\max}} = \frac{2T_{ci}}{T(M_i)} \frac{v_{z(i+1)\max}}{v_{z\max}}, \quad (3)$$

и дает величину ΔW_i , определяющую максимальный энергетический разброс, при котором траектория иона с массой M_{i+1} и $v_{z(i+1)\max}$ не пересекает приемник массы M_i . Формула (3) применима и для масс M_j при замене i на j . Энергетический разброс $\Delta W = \min(\Delta W_i, \Delta W_j)$ по всем i и j . Практическое определение ΔW возможно в процессе численного построения траекторий движения ионов с W_{\max} и W_{\min} для всех масс при изменении (уменьшении) ΔW до достижения нужного результата – отсутствия пересечений приемников соседних масс. Из формулы (3) видно, что энергетический разброс ΔW будет максимальным (оптимальный режим), если $v_{z\max}$ как функция M_i будет иметь максимум при $M_i = M_0$. Анализ соотношения (2) пока-

зывает, что это выполняется при условии $v_{\varphi A}^2 = \frac{W_{\max}}{M_0}$. Выберем такую $v_{\varphi A}$, тогда

$$v_{z\max} = \sqrt{\frac{W_{\max}}{M_0}} \sqrt{1 - \left(\frac{M_0}{M_i}\right)^2}, \quad (4)$$

$$v_{z\min} = \sqrt{\frac{W_{\max}}{M_0}} \sqrt{1 - \left(\frac{M_0}{M_i}\right)^2 - \frac{M_0}{M_i} \frac{2\Delta W}{W_{\max}}}. \quad (5)$$

Из уравнения (4) видно, что $v_{z\max} = 0$ достигается при $M_i = M_0/2$ и $M_i = \infty$. Это означает, что если $M_i = M_0/2$ и $v_{\varphi A}^2 = \frac{W_{\max}}{M_0}$, то в сепарирующий объем через азимутатор проходят ионы с массами $M_i > M_0/2$ (например, для $M_0 = 120$ а.е.м., $M_i > 60$ а.е.м.).

Аналитически решим следующую задачу. Пусть есть ионы центральной массы M_0 и $2n$ ионов масс $M_i = M_0 + i\Delta M$; $M_i = M_0 - i\Delta M$; $i = 1 \dots n$ – набор эквидистантных масс. Причем все массы ионов слабо отличаются от M_0 : $n\Delta M/M_0 \ll 1$. В этом приближении период радиальных колебаний ионов $T(M_i) = T_0 = \text{const}$. Дно ямы для иона массой $M_i = M_0 + i\Delta M$ располагается на радиусе $r_s(M_i) = R(1 - i\Delta M/2M_0)$, а точка отражения (радиус приемника ионов) $r_{\text{отр}}(M_i) = R(1 - i\Delta M/M_0)$; при $M_i = M_0 - i\Delta M$ дно будет на расстоянии $r_{si}(M_i) = R(1 + i\Delta M/2M_0)$, а приемник – на $r_{\text{отр}}(M_i) = R(1 + i\Delta M/M_0)$. Рассмотрим, например, движение ионов с массами $M_i > M_0$. Введем безразмерные переменные $\chi = r/R$ и $\delta M_i = i\Delta M$. Тогда радиальное движение иона массой $M_0 + \delta M_i$ со временем будет описываться уравнением

$$\chi_i(t) = 1 - \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} + \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} \cos \Omega t, \quad (6)$$

где $\Omega = 2\pi/T_0$ – циклическая частота колебаний.

Уравнение траектории $\chi_i(z)$ частицы можно найти из (6), сделав замену $t = z/v_{zi}$. Уравнения для крайних траекторий (для ионов со скоростями v_{zimax} и v_{zimin}) и «линии отражения» имеют вид

$$\begin{aligned}\chi_{imax}(z) &= 1 - \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} + \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} \cos \Omega \frac{z}{v_{zimax}}, \\ \chi_{imin}(z) &= 1 - \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} + \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} \cos \Omega \frac{z}{v_{zimin}}, \\ \chi_{отр}(z) &= 1 - \frac{\delta M_i}{M_0} = 1 - \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} + \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} \cos \pi,\end{aligned}$$

где $\pi = \Omega \frac{z_{imax}}{v_{zimax}}$, $\pi = \Omega \frac{z_{imin}}{v_{zimin}}$ и, соответственно, $z_{imax} = \frac{\pi v_{zimax}}{\Omega}$, $z_{imin} = \frac{\pi v_{zimin}}{\Omega}$.

Для иона соседней массы $M_{i+1} = M_0 + (i+1)\Delta M = M_0 + \delta M_{i+1}$ уравнение траектории имеет вид $\chi_{i+1}(t) = 1 - \frac{1}{2} \frac{\delta M_{i+1}}{M_0} + \frac{1}{2} \frac{\delta M_{i+1}}{M_0} \cos \Omega t$. Время t_1 достижения ионом массой M_{i+1} радиуса приемника $\chi_{отр}(M_i)$ определяется из соотношения $\chi_{i+1}(t_1) = \chi_{отр}(M_i)$: $1 - \frac{1}{2} \frac{\delta M_{i+1}}{M_0} + \frac{1}{2} \frac{\delta M_{i+1}}{M_0} \cos \Omega t_1 = 1 - \frac{\delta M_i}{M_0}$, откуда

$$\cos \Omega t_1 = -\frac{\delta M_i - \Delta M}{\delta M_i + \Delta M}, \quad (7)$$

и $t_1 = \arccos \left[-\frac{\delta M_i - \Delta M}{\delta M_i + \Delta M} \right] / \Omega$. За это время ион с энергией $W = W_{max}$ пройдет вдоль

оси Z расстояние $z_{i+1}(t_1) = v_{z(i+1)max} t_1$: $z_{i+1}(t_1) = v_{z(i+1)max} \arccos \left[-\frac{\delta M_i - \Delta M}{\delta M_i + \Delta M} \right] / \Omega$. Чтобы он не пересек приемник ионов массой M_i необходимо выполнение следующего условия:

$$z_{i+1}(t_1) < z_{imin}, \quad (8)$$

откуда следует условие на соотношение скоростей соседних ионов:

$$v_{z(i+1)max} \arccos \left[-\frac{\delta M_i - \Delta M}{\delta M_i + \Delta M} \right] < \pi v_{zimin}. \quad (9)$$

При $\delta M_i/M_0 \ll 1$ можно определить крайние скорости через начальные характеристики ионов: $v_{z(i+1)max} \approx \sqrt{\frac{W_{max}}{M_0}}$; $v_{zimin} \approx \sqrt{\frac{W_{max}}{M_0}} \sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{W_{max}}}$, а из уравнения (9) получить условие на энергетический разброс:

$$\arccos \left(-\frac{i-1}{i+1} \right) < \pi \sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{W_{max}}}. \quad (10)$$

В худших условиях (требующих минимального разброса по энергиям) будут находиться ионы двух крайних масс. Для них неравенство (10) записывается в виде

$$\arccos \left(-\frac{n-2}{n} \right) < \pi \sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{W_{max}}}; \arccos \left(-1 + \frac{2}{n} \right) < \pi \sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{W_{max}}}. \text{ Если } n \gg 1, \text{ то } 2/n = \alpha \ll 1$$

и $\arccos(-1 + \alpha) = \pi - \beta$, где $\beta = \sqrt{2\alpha}$. В этом случае условие на энергетический разброс будет иметь вид $\pi - \sqrt{\frac{4}{n}} < \pi \sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{W_{\max}}}$, откуда следует, что

$$\frac{\Delta W}{W_{\max}} < \frac{2}{n} \frac{1}{\sqrt{n}}. \quad (11)$$

Для случая, например, $n = 9$, а это 18 элементов (изотопов) вблизи M_0 , из уравнения (11) получим $\frac{\Delta W}{W_{\max}} \leq \frac{1}{5}$.

Итак, для «короткого» сепаратора при разделении смеси веществ, имеющих массы, близкие к массе M_0 центрального иона, панорамную масс-сепарацию осуществить можно при ограничении на энергетический разброс ионов. Полученное ограничение на разброс по энергиям достаточно слабое.

Теперь рассмотрим вариант «длинного» сепаратора, когда на его продольный размер ограничений нет. Покажем, что в этом случае можно осуществить панорамную сепарацию для немоноэнергетичного плазменного потока с любым набором энергий – от минимальных энергий, проходящих через азимутатор, до W_{\max} .

Пусть есть n ионов с массами $M_i < M_0$, где $i = 1, \dots, n$, причем $M_i < M_{i+1}$ и $r_{\text{отр}}(M_i) > r_{\text{отр}}(M_{i+1})$. В координатах r и z траектория иона массы M_i , стартующего при $z = 0$ и

$r = R$ со скоростью $v_{zAi} = \sqrt{\frac{2W}{M_i} - \frac{M_0^2}{M_i^2} v_{\phi A}^2}$ и $v_r = 0$, является периодичной по z с пространственным периодом $\lambda = v_{zAi} T(M_i)$. Касание траектории прямой (приемника) $r = r_{\text{отр}}(M_i)$ происходит в точках с координатами $z = \lambda/2 + (k-1)\lambda$, где k – номер точки касания. Обозначим через λ_i максимально возможный пространственный период для иона массы M_i , который равен $\lambda_i = v_{zi\max} T(M_i)$, где $v_{zi\max}$ определяется формулой (2).

Рассмотрим ион, имеющий массу M_i , движущийся с такой скоростью v_{zAi} при которой $(k+1)$ -я точка касания им приемника $r = r_{\text{отр}}(M_i)$ совпадает с k -ой точкой касания для иона, имеющего скорость $v_{zi\max}$. Величина пространственного периода Π_{ik} для такого иона находится из соотношения

$$\lambda_i/2 + (k-1)\lambda_i = \Pi_{ik}/2 + k\Pi_{ik}, \quad (12)$$

откуда

$$\Pi_{ik} = (2k-1)\lambda_i/(2k+1). \quad (13)$$

Если цилиндрический приемник радиуса $r = r_{\text{отр}}(M_i)$ и длиной по оси Z , равной Π_{ik} , расположить на расстоянии

$$\lambda_i/2 + (k-1)\lambda_i - \Pi_{ik} \leq Z \leq \lambda_i/2 + (k-1)\lambda_i, \quad (14)$$

то внутренней поверхности этого приемника будут касаться все траектории иона массы M_i со скоростями v_{zAi} от минимальной, прошедшей азимутатор, до $v_{zi\max}$. Причем ионы с $\Pi_{ik} \leq \lambda \leq \lambda_i$ будут касаться приемника k -ым горбом своей траектории, а ионы с $\lambda < \Pi_{ik}$ – горбом своей траектории по счету большим, чем k . Таким образом, ионы массой M_i могут собираться любым из цилиндрических приемников длиной Π_{ik} , располагающимся по оси Z на расстоянии, определяемом формулой (14). При панорамной сепарации плазменного потока с n ионами массами $M_i < M_0$ (от $i = 1$ до n в порядке возрастания массы) первый цилиндрический приемник Π_{11} для иона минимальной массы M_1 , имеющий максимальный радиус $r = r_{\text{отр}}(M_1)$, располагаем, в соответствии с (14), в области $\lambda_1/2 - \Pi_{11} \leq Z \leq \lambda_1/2$.

Каждый следующий приемник Pr_i с меньшим радиусом выбирается в соответствии с формулами (13)–(14) такой длины и расположения по оси Z , чтобы его не пересекали траектории ионов с массой M_{i-1} , принимаемые приемником Pr_{i-1} . Выбор приемников для каждой массы существенно определяется зависимостью $v_{z\max}$ от M_i . Отметим, что для такой зависимости, при которой $v_{z\max}$ достигает максимума

при $M_i = M_0$, что реализуется при $v_{\phi A}^2 = \frac{W_{\max}}{M_0}$ («оптимальный» режим), можно для

каждой M_j выбирать приемник размером вдоль оси Z , равным Π_{ij} и с расположением вдоль оси Z на размере $\lambda_j/2 + (i-1)\lambda_j - \Pi_{ij} \leq Z \leq \lambda_j/2 + (i-1)\lambda_j$. В оптимальном режиме ионы с массами $M_j > M_0$ ($j = 1, 2, \dots, m$) и $M_{j+1} < M_j$, радиусы отражения которых $r_{\text{отр}}(M_j) < R$ и $r_{\text{отр}}(M_{j+1}) > r_{\text{отр}}(M_j)$, можно собирать приемниками, имеющими радиусы $r = r_{\text{отр}}(M_1)$, расположенными по оси Z на расстоянии $\lambda_j/2 + (j-1)\lambda_j - \Pi_{ij} \leq Z \leq \lambda_j/2 + (j-1)\lambda_j$.

Учет углового разброса α потока ионов в плазменном потоке приводит к некоторому увеличению δz координаты по оси Z задней кромки цилиндрического приемника $\delta z/\Pi_{ij} \sim \alpha$. Кроме того, вблизи передней кромки приемник будет принимать некоторые частицы и на внешнюю сторону цилиндра.

Для иллюстрации возможностей данного метода на рис. 2 приведены траектории ионов смеси из девяти компонентов в половине аксиально симметричного сепарирующего объема. Четыре иона имеют массы большие M_0 – приходят на приемники 1–4, а четыре – меньшие M_0 приходят на приемники 8–5; на приемник 9 приходят ионы центральной массы M_0 . Критические скорости ионов, определяющие расположение передней кромки приемника, брались в соответствии с соотношением (13); $k = 1$ для приемников 1 и 8, $k = 2$ – для приемников 2 и 7, $k = 3$ – для приемников 3 и 6, $k = 4$ – для приемников 4 и 5. Собирающими поверхностями у приемников являются как внутренние (приемники 5–9), так и внешние (1–4) стороны цилиндров, что существенно расширяет возможности панорамного масс-сепаратора. Видно, что приемники «не мешают» друг другу. Важно, что приемники (кроме

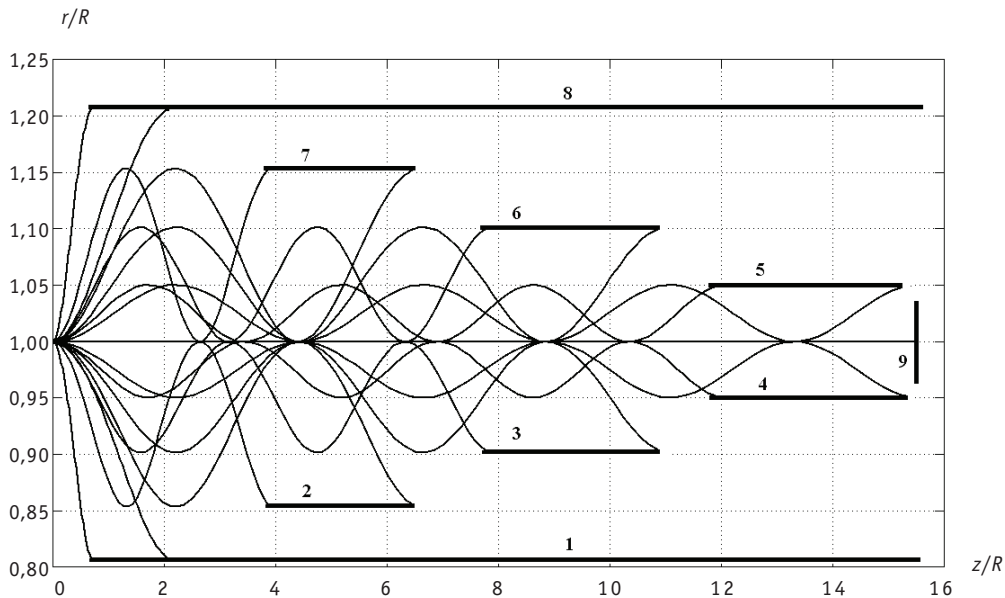


Рис. 2. Траектории ионов смеси из девяти компонентов в сепарирующем объеме: 1–8 – цилиндрические, 9 – кольцевой приемники ионов следующих масс: 1 – $M_0/M = 0,8$; 2 – 0,85; 3 – 0,9; 4 – 0,95; 5 – 1,05; 6 – 1,1; 7 – 1,15; 8 – 1,2; 9 – 1; $V_{\phi A0}/V_0 = 0,5$; $V_0^2 = 2W_{\max}/M_0$

электродов-приемников) не соединены с источниками электрического питания, а находятся под потенциалом плазмы на линиях их расположения («плавающие»), поэтому не изменяют электрическое поле, задаваемое разностью потенциалов между коаксиальными цилиндрическими электродами-приемниками 1 и 8.

Для увеличения производительности процесса разделения можно использовать два ускорителя плазмы (рис. 3), когда системы для создания продольного магнитного поля и радиального электрического поля являются общими, как и некоторые приемники ионов. Электронными пушками сопровождения снабжен каждый из ускорителей плазмы; также имеется два набора независимых приемников разделенных ионов.

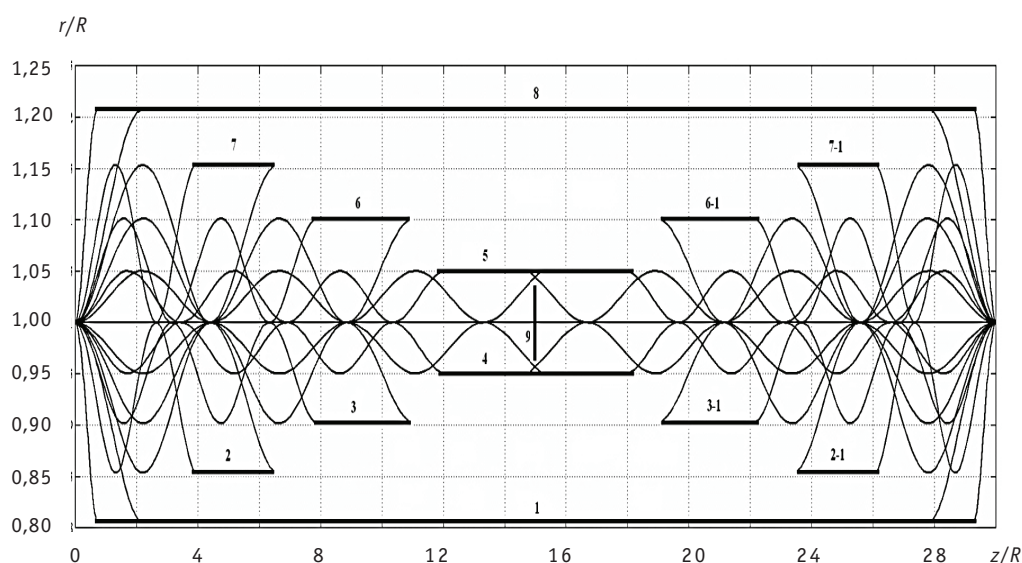


Рис. 3. Траектории ионов смеси из девяти компонентов в случае инжекции плазмы двумя плазменными ускорителями, расположенными на противоположных концах сепарирующего объема: 1 – 8, 2 – 1, 3 – 1, 6 – 1, 7 – 1 – цилиндрические приемники ионов, 9 – кольцевой приемник ионов

МНОГОЗАРЯДНЫЕ ИОНЫ

В работах [6, 7, 9] обоснована возможность плазмооптической масс-сепарации немонотонноэнергетичных однократно заряженных ионов потока из плазменного ускорителя. Наряду с основной проблемой разделения ионов из плазмы (немонотонноэнергетичностью частиц) существует ухудшающая результаты масс-сепарации проблема загрязнения целевых продуктов многозарядными ионами «соседних» элементов, изотопов. Генерация двух-, трехзарядных ионов в ПОМС-Е-П возможна как в плазменном ускорителе – основной канал, так и в сепарирующем объеме. В ВЕ-разряде в камере ускорителя типа СПД электроны нагреваются до температур $T_e \leq 30$ эВ [11, 12], что превышает пороги как одно-, так и многократной ионизации и приводит, например, к генерации Xe^+ , Xe^{2+} и Xe^{3+} с относительным содержанием $(0,8 - 0,9) : (0,08 - 0,16) : 0,03$ от полного содержания [11, 12]. Потенциалы первой и второй ионизаций для смеси N-Ar-Kr, применяемой на макете ПОМС-Е-3 в настоящее время [7], равны соответственно 14,5/29,6; 15,8/27,63 и 14,0/24,36 эВ; для основного компонента отработанного ядерного топлива одно-, двух- и трехкратно ионизованного урана – 6,194/11,9/20 эВ [13]. Достаточно низкий потенциал второй ионизации имеют некоторые продукты деления: барий – 10,001 эВ, La – 11,43 эВ, Sr – 11,027 эВ, Се – 12,3 эВ, Y – 12,23 эВ, что сравнимо с потенциалами первой ионизации для Xe (12,13 эВ), Te (9,009 эВ), I (10,451 эВ).

Приемлемой загрязняющей долей ядерной золы в ядерном топливе считается величина, не превышающая 10% от полной массы ядерного топлива [5, 14]. Регулировка соотношения одно- / двухзарядные ионы возможна в плазменном ускорителе смещением области ионизации в сторону высоковольтной границы плазменного слоя или в сторону катода-азимутатора. Последнее реализуется при увеличении величины индукции радиального магнитного поля в области между анодом и катодом плазменного ускорителя.

Ниже приведены математические выражения, в которых учтено наличие в потоке плазмы ПОМС-Е-П частиц с зарядом Z и результаты численных экспериментов по расчету траекторий движения многозарядных немоноэнергетичных ионов.

В полях ПОМС-Е-П траектория иона описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} - r \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 = \frac{z_r}{M} E_r, \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) = 0, \quad (16)$$

$$M \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = 0. \quad (17)$$

В безразмерных переменных $\chi = r/R$, $\eta = z/R$, $\tau = v_{zA0}t/R$, $\mu = M_0/M' = ZM_0/M = Z\mu_0$, $\beta = \frac{v_{\varphi 0}^2}{v_{zA0}^2}$, где v_{zA0} – продольная скорость однозарядных ионов центральной массы M_0 на выходе азимутатора, уравнение для радиального движения ионов примет вид

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial \tau^2} - \mu^2 \beta \frac{1}{\chi^3} + \mu \beta \frac{1}{\chi} = 0. \quad (18)$$

Для продольного движения уравнение следующее:

$$M \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = 0. \quad (19)$$

Уравнение (18) аналогично уравнению движения однозарядных ионов массой M' . Это означает, что траектории движения ионов массой M с зарядом Z совпадают с траекториями движения однозарядных ионов массой $M' = M/Z$.

В продолжение нашей работы [7] обратимся вновь к разделению отработанного ядерного топлива (ОЯТ). В настоящее время при электрохимической переработке ОЯТ ставится только одна задача – отделить трансурановые элементы (U, Pu, Np, Am, Cm) от продуктов деления (ядерной золы), содержание которых в очищенном ядерном топливе не должно превышать, как уже говорилось, 10% [14, 5]. В случае использования ПОМС-Е-П возможна более «чистая» поэлементная сепарация, что подтверждается приведенными ниже результатами численных расчетов. Проблемы загрязнения многозарядными ионами, типичной для других плазменных методов масс-сепарации [5], в ПОМС-Е-П при выделении трансурановых элементов не существует. На рисунке 4 приведены траектории радиального движения моноэнергетичных одно-, двух- и трехзарядных ионов с массами 85, 139 и 240 а.е.м. – решения системы уравнений (18) – (19). Траектории однозарядных трансурановых элементов (нижние на рис. 4) не пересекаются ни с какими другими траекториями. Траектории движения двухзарядных ионов массой 240 а.е.м. совпадают с траекториями для однозарядных ионов с $M = 120$ а.е.м., трехзарядных – с траекториями однозарядных ионов с $M = 80$ а.е.м., которые лежат существенно выше траекторий однозарядных трансурановых элементов. Загрязнение

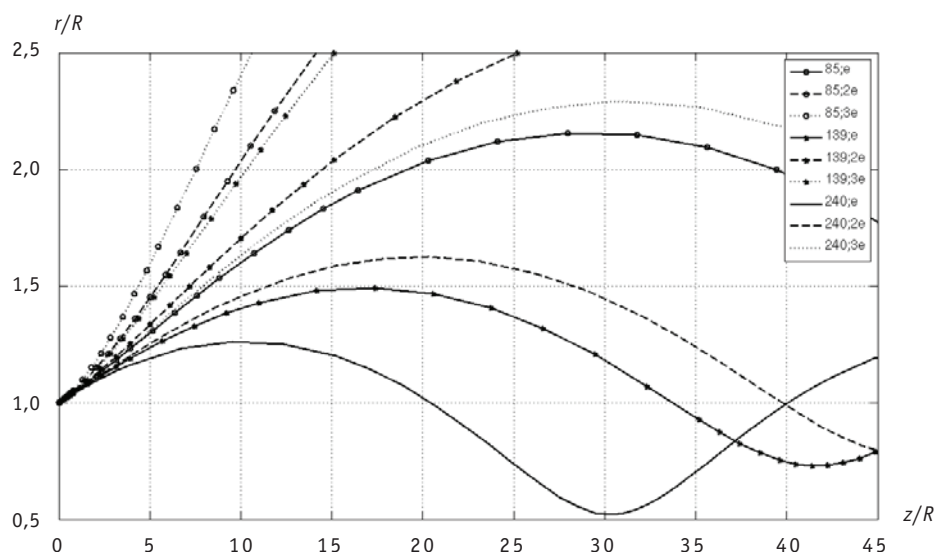


Рис. 4. Траектории движения моноэнергетических одно-, двух- и трехзарядных (соответственно заряд e , $2e$, $3e$) ионов с массами 85, 139 и 240 а.е.м.; $V_{\phi A}/V_0 = 0,1$; $V_r/V_0 = 0,05$.

многозарядными частицами в данном случае происходит лишь для более легких элементов – продуктов деления.

Таким образом, плазмооптический масс-сепаратор ПОМС-Е-П можно применять для разделения практически любых востребованных смесей элементов.

Работа выполнена в рамках проекта №11412 аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2011 гг.)».

Литература

1. Tihiro Ohkawa. Plasma mass filter/ Patent US 6096220. Date of Patent: Aug. 1, 2000.
2. Морозов А.И., Савельев В.В. Осесимметричные плазмооптические масс-сепараторы // Физика плазмы. – 2005. – Т. 31. – №5. – С. 458-465.
3. Бабичев А.П., Муромкин Ю.А., Потанин Е.П. Импульсный метод разделения смесей химических элементов / В Сб. докл. X Международной научной конференции «Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул». – М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ. – 2005. – С. 124-129.
4. Жильцов В.А., Кулыгин В.М., Семашко Н.Н., Скворода А.А., Смирнов В.П., Тимофеев А.В., Кудрявцев Е.Г., Рачков В.И., Орлов В.В. Применение методов плазменной сепарации элементов к обращению с ядерными материалами // Атомная энергия. – 2006. – Т. 101. – Вып. 4. – С. 302-306.
5. Тимофеев А.В. О плазменной переработке отработавшего ядерного топлива при двухчастотном ионно-циклотронном нагреве // Физика плазмы. – 2009. – Т. 35. – №11. – С. 989-1000.
6. Бардаков В.М., Кичигин Г.Н., Строкин Н.А., Царегородцев Е.О. Плазмооптическая масс-сепарация изотопов из плазменного потока // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения. – 2010. – №4. – С. 304-309.
7. Бардаков В.М. Во Ньы Зан, Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. Трехкомпонентное плазмооптическое разделение отработанного ядерного топлива // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2011. – №2. – С. 3-9.
8. Скибенко Е.И., Ковтун Ю.В., Егоров А.М., Юферов В.Б. Разделение вещества на элементы, основанное на физических принципах пучково-плазменного и отражательного разрядов // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. – 2011. – №2. – С. 141-148.
9. Бардаков В.М., Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. Масс-сепарация ионов кольцевого плазменного потока // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36. – Вып. 4. – С. 75-80.

10. Морозов А.И., Лебедев С.В. Плазмооптика//Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. Т. 8. – М.: Атомиздат, 1974. – С. 264.
11. Баркалов Е.Е., Веселовзоров А.Н., Погорелов А.А., Свирский Э.Б., Смирнов В.А. Компонентный состав пучка стационарного плазменного двигателя СПД-100//Приборы и техника эксперимента. – 2008. – №2. – С. 113-117.
12. Veselovzorov. A.N., Barkalov E.E., Pogorelov A.A., Svirsky E.V., Smirnov V.A. Mass-spectrometric measurements of a particle charge structure in the plasma jet of the stationary plasma thruster/30th International Conference, Florence, Italy, September 17-20. – 2007. – IEPС-2007-144.
13. Радциг А.А. и др. Ионизация атомов и молекул/А.А. Радциг, В.М. Шустряков // Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; Под ред. И.С. Григорьевой, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
14. Орлов В.В. и др. Топливный цикл реакторов БРЕСТ. Решение проблем РАО и нераспространения/В.В. Орлов, А.В. Лопаткин, А.Г. Глазов, В.И. Волк, П.П. Полуэктов, В.Ф. Леонтьев, Р.С. Каримов//Вопросы атомной науки и техники. Серия «Обеспечение безопасности АЭС». – 2004. – №4. – С. 232-237.

Поступила в редакцию 8.11.2011

УДК 621.039.51

Investigation of Consequences the Leak from Tank of VVR-c Reactor (IBB.10M) after Design Modernization \V.V. Sergeev, O.Uy. Kochnov, A. A. Kazantsev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2012. – 10 pages, 4 tables, 9 illustrations. – References, 4 titles.

In the paper are presented the calculation results of transient cooling of reactor facility (RF) in the natural circulation mode under anticipated accident with coolant leak that is postulated by safety analysis report (SAR). The postulated initial even of accident is leak appearance from reactor tank that bring to fast level decreasing into tank. It was shown that used at modernization of RF design steps (setting the hydraulic lock at down-flow pipeline from RF directly into tank in combination with upper positioning of coolant inlet to core) significantly increase the degree of reactor facility safety at considered maximal design accident. Calculations were performed based on TRAC code. International thermal hydraulic network code TRAC was designed for the safety analysis of water-cooled NPP.

УДК 539.1.07; 621.384.8

Panoramic Plasma-Optical Mass Separation not Monoenergetic and Multiply Charged Ions \V.M. Bardakov, Vo Nhu Dan, N.A. Strokin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2012. – 11 pages, 4 illustrations. – References, 14 titles.

Proposed method and installation, extending the functionality of the plasma separators that improve their performance and provides a panoramic multi-component separation of the plasma flow to the masses. On the example of the spent nuclear fuel shows features plasma-separation of a mixture containing multiply charged ions.

УДК 621.039.548: 669.2

The Synthesis and Physicochemical Investigation of Gadolinium Hydroxide Powders for Fuel Pellets Alloying \L.V. Myakishcheva, V.Y. Lopatin, V.S. Panov, I.A. Vlasovec; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2012. – 8 pages, 1 table, 5 illustrations. – References, 6 titles.

This research is devoted to obtaining of fine Gd(OH)₃ powders as small alloying additive to UO₂ for fuel pellet enhancement.

УДК 621.039.5

Program for Three-Dimensional Numerical Computation of Thermal and Electrical Properties of a Multicell Thermionic Fuel Element for the Direct Energy Conversion NPP \M.A. Polous, V.I. Yarygin, E.G. Vinogradov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2012. – 10 pages, 8 illustrations. – References, 11 titles.

The existing COMSOL finite element analysis code has been modified to calculate the electro-thermophysical properties of a thermionic fuel element with a complex geometry of structural components for the new generation direct energy conversion NPP on a basis of its three-dimensional mathematical model using the discreet experimental data on the current-voltage characteristics of a thermionic converter.