

Анализ возможности разделения компонентов отработавшего ядерного топлива плазменным методом в азимутальном магнитном и радиальном электрическом полях

© А.А. Самохин, В.П. Смирнов, А.В. Гавриков, Н.А. Ворона

Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН),
125412 Москва, Россия
e-mail: gavrikov@ihed.ras.ru

(Поступило в Редакцию 11 февраля 2015 г. В окончательной редакции 13 июля 2015 г.)

Рассмотрен метод плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива в системе с азимутальным магнитным полем и электрическим потенциалом, создаваемым размещенными в замагниченной плазме электродами. Изложены результаты расчетов траекторий ионов, моделирующих уран и первый пик продуктов его распада, выполненных в одночастичном приближении. Изучено влияние начального положения и начальной скорости ионов на их траектории. Определены условия, обеспечивающие приемлемое с точки зрения практической реализации пространственное разделение ионов по группам масс, и показано, что для этого необходимы токи через центральный проводник порядка 100 кА и электростатические потенциалы порядка 1 кВ.

Введение

В настоящее время значительный сектор мирового производства энергии занимает атомная отрасль (около 11% в 2013 г. [1]). Актуальными на сегодняшний день в этой отрасли проблемами являются, в частности, вопросы переработки и утилизации радиоактивных отходов, задачи замыкания ядерного топливного цикла и более полного использования ресурсов. Сегодня существует и разрабатывается ряд физических и химических подходов для переработки отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) и радиоактивных отходов (РАО). Основным недостатком химических методов переработки является возникновение значительного количества дополнительных радиоактивных отходов. Физические методы сепарации элементов, применительно к задаче отделения мирных актиноидов (характерные атомные массы около 240) от продуктов их деления (характерные атомные массы около 160 и ниже) [2] и конструкционных материалов, находятся в стадии разработки, и вопрос о возможности их технологического применения является открытым. В ряде работ рассмотрены электромагнитные и плазмооптические способы сепарации, основанные на различиях в динамике движения ионов разных масс в электрическом и магнитном полях. Такие методы демонстрируют высокую разделяемость элементов по массам при небольшой производительности, ограничиваемой появлением объемных зарядов [3,4]. Весьма обнадеживающими представляются плазменные методы, которые также основаны на взаимодействии заряженных частиц с полями и при этом за счет компенсации объемных зарядов позволяют обеспечить высокую продуктивность. К таким подходам прежде всего следует отнести резонансные методы, основанные на избирательном воздействии на группы ионов, например, за счет ионного циклотронного резонанса [5] и разделение во вращающейся плазме [6,7].

В настоящей работе рассмотрен еще один перспективный вариант сепарации, построенный на создании в замагниченной плазме электрического поля, захватывающего тяжелые ионы и практически не затрагивающего легкие. Вообще, задача сепарации компонентов ОЯТ или РАО распадается на три. Первая — перевод конденсированного вещества в плазменное состояние. Требования к такой плазме, диктуемые, в частности, особенностями перерабатываемого вещества (ОЯТ или РАО), достаточно жесткие: ионизация должна быть однократной, а степень ионизации близка к 100%. Возможность создания такой плазмы продемонстрирована экспериментально во вращающейся плазме [6], а также при помощи вакуумно-дугового источника с диффузной катодной привязкой [8]. Вторая — собственно разделение актиноидов и продуктов их распада. Именно эта задача и рассмотрена в настоящей работе. Третья — сбор сепарированных продуктов [6,9]. Следует отметить, что представляемый в настоящей работе способ сепарации опирается на возможность воспроизведения в замагниченном плазменном объеме потенциалов погруженных в него электродов. Ее реализуемость была продемонстрирована в работах [3,6,10]. В настоящей работе в одночастичном приближении проанализировано движение тяжелых (238 аму) и легких (152 аму) ионов, моделирующих соответственно актиноиды и первый пик продуктов распада урана, найдены условия, при которых траектории расходятся на расстояния, приемлемые с точки зрения создания технологии переработки ОЯТ или РАО.

Постановка задачи

Рассмотрим процесс разделения однозарядных ионов указанных масс в скрещенных полях в цилиндрической

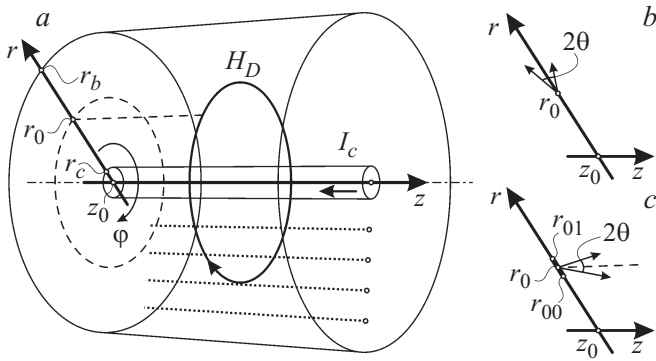


Рис. 1. Цилиндрическая камера сепарации (а) и направления инжекции по радиусу (b) и вдоль оси z (c). Пунктиром условно обозначены электроды, задающие потенциал в камере.

камере сепарации. Неоднородное азимутальное магнитное поле $H[kG] = H_\varphi = 0.2I_c/r$ создается током I_c [kA] осевого токопровода на расстоянии r [cm] от оси симметрии. Электрические потенциалы формируются, как уже отмечалось ранее, погруженными в замагниченную плазму электродами, на которые опираются силовые линии магнитного поля. Задача рассматривается в цилиндрических координатах (z, r, φ) , образующих правую тройку (рис. 1). Источник сепарируемых ионов находится в точке с координатами (r_0, z_0) .

Для описания динамики движения ионов в камере сепарации перейдем к безразмерным переменным. Для этого, задавшись массой иона $m_D = 238$ amu (соответствует радионуклиду ^{238}U), характерной длиной a , характеризующей точку попадания иона в камеру сепарации, $a > r_c$, где r_c — радиус центрального токопровода, и напряженностью магнитного поля H_D на расстоянии $r_0 = a$ до оси токопровода, найдем характерную циклотронную частоту $\omega_D = eH_D m_D c$ и определим характерное время $t_D = 1/\omega_D$, скорость $v_D = a\omega_D$, энергию $W_D = m_D(a\omega_D)^2$ и потенциал $U_D = W_D/e$. Определим безразмерные переменные — масса $\mu = m/m_D$, время $\tau = t/t_D$, скорость $v = v/v_D$, энергия $\varepsilon = W/W_D$, потенциал электрического поля $\Pi = U/U_D$, напряженность магнитного поля $h = H/H_D$ и координаты $r/a, z/a$. Сохраним за безразмерными координатами обозначения r, z .

Кривая, описывающая траекторию иона массой μ в плоскости (r, z) , является решением системы уравнений:

$$dr/dt = v_r, \quad \mu dv_r/dt = -d\Pi/dr - \sigma v_z/r,$$

$$dz/dt = v_z, \quad \mu dv_z/dt = -d\Pi/dz + \sigma v_r/r, \quad \sigma = \pm 1, \quad (1)$$

где $\sigma = h|_{r=1} = \pm 1$, знак σ совпадает со знаком тока I_c и определяет направление вращения ионов, Π — потенциал электрического поля, сформированный системой электродов в плазме, v_r и v_z — радиальная и аксиальная скорости иона соответственно. В уравнениях не учитываются азимутальное движение и, как следствие, влияние центробежного потенциала $\sim 1/r^2$.

При анализе движения ионов с разными массами положим потенциал не зависящим от z . Такой подход позволит установить связь между характерными геометрическими размерами и значениями как электрического потенциала, так и магнитного поля, задающими особенности движения ионов, и при этом упростить рассмотрение вопроса.

Приняв во внимание закон сохранения энергии и сохранение, в силу аксиальной симметрии, z -компоненты обобщенного импульса, находим выражения для кинетической энергии радиального движения иона и его аксиальной скорости:

$$\varepsilon_r = B(x - x_0) - (\Pi(x) - \Pi(x_0)),$$

$$B(x) = \varepsilon_{r0} - \sigma v_{z0}x - x^2/2\mu,$$

$$v_z = v_{z0} + \sigma\mu^{-1}(x - x_0), \quad (2)$$

где введено обозначение $x = \ln r$, а v_{z0} и ε_{r0} — аксиальная скорость и энергия радиального движения иона в начальной точке (r_0, z_0) траектории. Рассмотрим пучок из легких (152 amu) и тяжелых (238 amu) ионов, взаимодействием между которыми будем пренебрегать. Массы ионов μ соответственно равны $\mu_l = 0.64$ и $\mu_h = 1$, а их начальный разброс по энергии $\varepsilon_{\min} \leq \varepsilon_0 \leq \varepsilon_{\max}$. Рассмотрим два варианта инжекции пучков: первый — ось пучка имеет радиальное направление, второй — ось инжекции аксиальна. При этом угол отклонения θ_0 вектора начальной скорости иона от оси инжекции ограничен максимальным значением θ , т.е. $-\theta \leq \theta_0 \leq \theta$ (рис. 1, a, b).

Инжекция по радиусу

Инжекция пучка ионов вдоль радиуса производится из начальной точки с координатами $z_0 = 0, r_0 = 1$ ($x_0 = \ln r_0 = 0$). Тогда начальные условия задаются следующим образом:

$$v_{z0} = \sqrt{2\varepsilon_0/\mu} \sin \theta_0, \quad \varepsilon_{r0} = \varepsilon_0 \cos^2 \theta_0.$$

Доступная для движения по радиусу область определяется условием $\varepsilon_r \leq 0$, что с учетом (2) накладывает ограничение на потенциал электрического поля:

$$\Pi(x) - \Pi(x_0) \leq B(x, \theta_0, \varepsilon_0, \mu)$$

$$\equiv \varepsilon_0 \cos^2 \theta_0 - \sigma \sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{\mu}} \sin \theta_0 \cdot x - \frac{x^2}{2\mu}. \quad (3)$$

Для $\sigma = 1$ крайние траектории легких и тяжелых ионов, соответствующие набору $(\mu_l, -\theta, \varepsilon_{\max})$ и $(\mu_h, \theta, \varepsilon_{\min})$, задают граничную точку x_s области пересечения пучков, которая определяет пространственный масштаб $r_s = r_0 \exp x_s$ области разделения частиц разной массы (рис. 2).

x_s — безразмерная величина, характеризующая масштаб разделения потоков тяжелых и легких ионов,

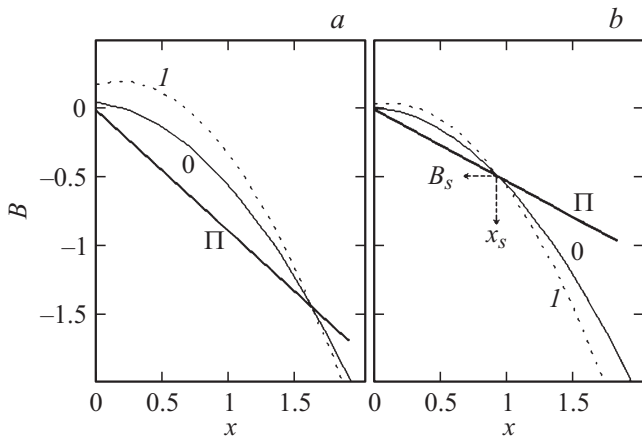


Рис. 2. Зависимость граничного потенциала $B(x, \theta_0, \epsilon_0, \mu)$ от $x = \ln r$ для тяжелых $\mu_h = 1$ (0,—) и легких ионов $\mu_l = 0.64$ (I) в случае $\epsilon_{\min} = 0.05, \epsilon_{\max} = 0.2, \theta = \pi/9$ (a) и $\epsilon_{\min} = 0.01, \epsilon_{\max} = 0.04, \theta = \pi/6$ (b). П — линейный потенциал электрического поля.

является положительным корнем квадратного уравнения (см. (3)):

$$B(x_s, \theta, \epsilon_{\min}, \mu_h) = B(x_s, -\theta, \epsilon_{\max}, \mu_l = B_s)$$

и может быть представлен в виде

$$x_s = X_s \chi_s(\gamma, \delta, \theta), \quad \text{где } X_s = \sqrt{2\mu_h \epsilon_{\max}},$$

$$\chi_s(\gamma, \delta, \theta) = \sqrt{\gamma} \frac{1 + \sqrt{\delta\gamma}}{1 - \gamma} \times \left[\sqrt{\sin^2 \theta + \frac{(1 - \gamma)(1 - \delta)}{(1 + \sqrt{\delta\gamma})^2} \cos^2 \theta} + \sin \theta \right], \quad (4)$$

где $\gamma = \mu_l/\mu_h < 1, \delta = \epsilon_{\min}/\epsilon_{\max}$. Значение граничного потенциала B_s в точке разделения x_s задается аналогично

$$B_s = \epsilon_{\max} \beta_s(\gamma, \delta, \theta),$$

$$\beta_s = -2\chi_s \frac{\sqrt{\delta} + \sqrt{\gamma}}{1 - \gamma} \sin \theta + \frac{\delta - \gamma}{1 - \gamma} \cos^2 \theta. \quad (5)$$

Соотношения (4), (5) задают величину x_s и потенциал B_s точки пересечения крайних траекторий тяжелых и легких частиц в зависимости от их массы и параметров потока. Предельные случаи для выражений (4), (5) имеют следующий вид:

для моноэнергетического потока, т.е. $\delta = 1$,

$$\chi_s = \frac{2\sqrt{\gamma}}{1 - \sqrt{\gamma}} \sin \theta = 8 \sin \theta,$$

$$\beta_s = -\frac{4\sqrt{\gamma}}{(1 - \sqrt{\gamma})^2} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta = -80 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta, \quad (6)$$

для плоского пучка, т.е. $\theta = 0$,

$$\chi_s = \sqrt{\frac{\gamma}{1 - \gamma}} (1 - \delta) = 1.33\sqrt{1 - \delta},$$

$$\beta_s = \frac{\delta - \gamma}{1 - \gamma} = 2.78\delta - 1.78. \quad (7)$$

Численные значения в соотношениях (6), (7) приведены для отношения масс $\gamma = 0.64$. Величина $r_s = r_0 \exp x_s$ задает минимальное расстояние от оси симметрии, при котором возможно разделить частицы разной массы, и является вторым характерным размером наряду с радиальной координатой положения источника плазмы r_0 .

Для определения траекторий частиц зададим потенциал электрического поля П в виде линейной функции переменной x . Интерес представляет потенциал с минимальной величиной напряжения, поэтому рассмотрим линейный потенциал, проходящий через точку разделения траекторий: $\Pi = B_s x/x_s, (\Pi(x_0) = 0)$ (рис. 2).

Для практического применения при подготовке экспериментальных исследований разделения потоков ионов в плазме приведем вытекающие из выше сказанного соотношения для размерных величин

$$U = \epsilon_{\max} \beta_s \frac{x}{x_s} [\text{V}], \quad I_c = \frac{\chi_s}{x_s} \sqrt{0.53A_h \epsilon_{\max}} [\text{kA}],$$

$$\frac{E_r}{H_\phi} = \frac{E_D}{H_D} = 5 \sqrt{\frac{1.92\epsilon_{\max}}{A_h}} \cdot \frac{\beta_s [\text{V/cm}]}{\chi_s [\text{kG}]}, \quad (8)$$

где ϵ_{\max} [eV] — размерная величина начальной максимальной энергии частиц, A_h — относительный атомный вес тяжелой частицы ($A_h = 238$), E_r — радиальное электрическое поле, H_ϕ — азимутальное магнитное поле на расстоянии r от оси системы, E_D, H_D — напряженность электрического и магнитного полей на расстоянии r_0 от оси симметрии системы.

Заметим, что естественным параметром, характеризующим отношение величин скрещенных электрического и магнитного полей является дрейфовая скорость иона v_{dr} . В азимутальном магнитном поле и потенциале $\Pi \sim \ln r$ она не зависит от координаты. Отношение v_{dr} к максимальной скорости тяжелых частиц $v_{0\max} = (2\epsilon_{\max}/m_D)^{1/2}$ определяется отношением масс сепарируемых частиц γ и шириной пучка (δ, θ) и не зависит от x_s .

Первые два уравнения (8) задают в параметрическом виде зависимость потенциала U_s от тока I_c . Примеры зависимостей I_c и потенциала $U_s = U(x_s)$ от угла $\sin \theta$ приведены на рис. 3.

Пример пограничных (т.е. соответствующих ϵ_{\min}, θ и $\epsilon_{\max}, -\theta$) траекторий пучков легких и тяжелых ионов, соответствующих линейному потенциалу (рис. 2), представлен на рис. 4 в безразмерных переменных. Для тяжелых и легких частиц z -координаты радиального поворота z_h и z_l в точке r_s не равны (рис. 4, b), это

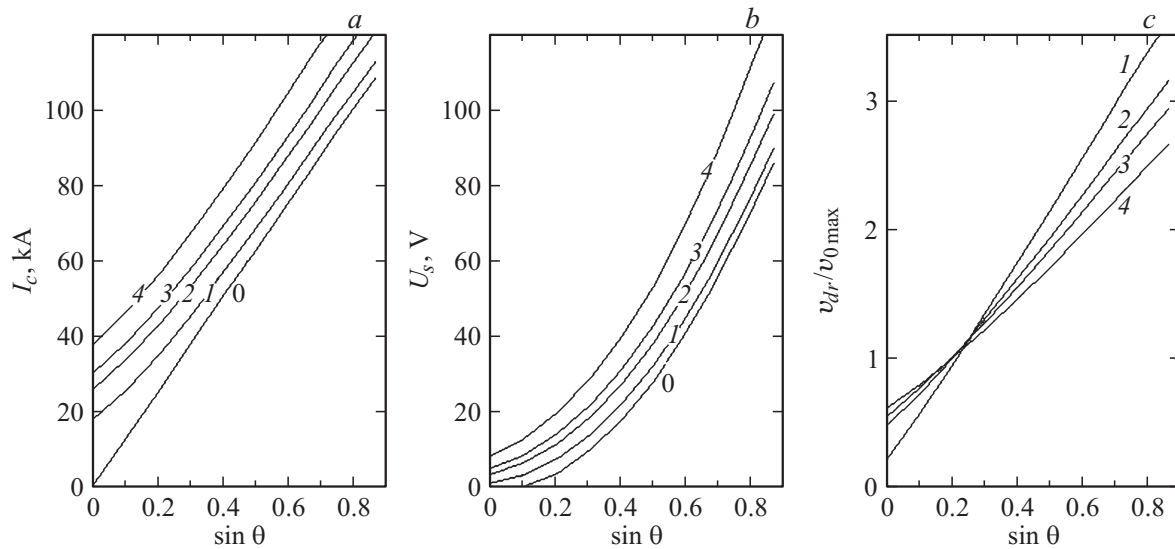


Рис. 3. Зависимость тока I_c (a), потенциала $U_s = U(x_s)$ (b) и отношения дрейфовой скорости к максимальной скорости тяжелых частиц (c) от угла θ для $x_s = 0.693$ ($r_s r_0 = 2$), средней энергии $\epsilon_0 = (\epsilon_{max} \epsilon_{min})^{1/2} = 1$ eV и $\epsilon_{min}/\epsilon_{max} = \delta = 1$ (0), 1/2 (1), 1/4 (2), 1/6 (3), 1/12 (4), $\gamma = 0.64$.

предопределено различием масс и соответствующих скоростей $v_z = (2|B_s|/\mu)^{1/2}$. Величина $2(z_h - z_l)$ ограничивает возможную ширину источника частиц по оси z , при которой возможно разделение потоков легких и тяжелых ионов. Следует отметить, что эта допустимая ширина источника заметно превышает характерный размер r_0 . Так, например, для случая, представленного на рис. 4, а $2(z_h - z_l) \sim 5$, а на рис. 4, б — ~ 2.5 .

Приведем размерные величины для потенциала и тока, приняв в качестве исходной среднюю начальную энергию ионов ϵ_0 (температуру), равной 1 eV. Для варианта $\epsilon_{min} = 0.05$, $\epsilon_{max} = 0.2$, $\theta = \pi/9$ (рис. 4, а) потенциал $B_s = -14.7$ V, ток $I_c = 24.9$ kA. Для второго варианта

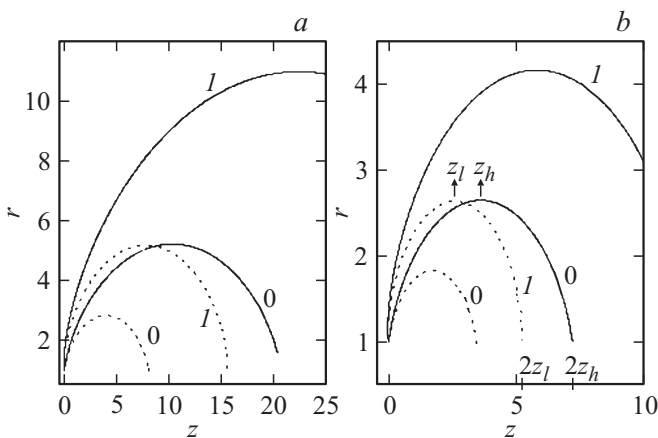


Рис. 4. Крайние траектории тяжелых $\mu_h = 1$ (—) и легких $\mu_l = 0.64$ (---) ионов в потенциале $\Pi = -\Pi_0 \ln r$, $\delta = 1/4$ для $\Pi_0 = 0.91$, $\theta = \pi/9$, $r_s = 2.62$, $\epsilon_{min} = 0.05$, $\epsilon_{max} = 0.2$ (a) и $\Pi_0 = 0.55$, $\theta = \pi/6$, $r_s = 5.13$, $\epsilon_{min} = 0.01$, $\epsilon_{max} = 0.04$ (b). Кривые 0 соответствуют $\{\epsilon_{min}, \theta\}$, кривые 1 — $\{\epsilon_{max}, -\theta\}$.

$\epsilon_{min} = 0.01$, $\epsilon_{max} = 0.04$, $\theta = \pi/6$ (рис. 4, б) потенциал $B_s = -26.2$ V, ток $I_c = 55.7$ kA.

Максимальное значение потенциала на крайней внешней траектории тяжелых частиц (кривая 1 на рис. 4) зависит от формы потенциала $\Pi(x)$ и от параметров пучка δ, θ . Для данного линейного потенциала максимальное значение приблизительно в 1.5 раза больше, чем потенциал в точке r_s .

Инжекция вдоль оси z

Рассмотрим источник ионов, который представляет собой щель в радиальном направлении, задаваемую координатами $z_0 = 0$, и $r_{00} \leq r_0 \leq r_{01}$ (рис. 1). Начальный поток частиц характеризуется диапазоном энергий $\epsilon_{min} \leq \epsilon_0 \leq \epsilon_{max}$ и углов $|\theta_0| \leq \theta < \pi/2$, где θ_0 и θ — углы в плоскости (r, z) между направлением начальной скорости частицы и осью z . Найдем допустимые размеры области, необходимой для разделения потоков тяжелых $\mu_h = 1$ и легких $\mu_l = 0.64$ ионов, т.е. найдем радиусы внутренней r_c и внешней r_b границ области сепарации.

Зададим электрический потенциал в виде параболы таким образом, что траектории тяжелых частицы сосредоточены в ограниченном по оси z участке внешней цилиндрической границы, а легкие частицы дрейфуют вдоль оси z не ограничено и могут быть собраны на торце — основании области разделения потоков: $\Pi = -x^2(2\mu_h)$ [6,10]. В данном случае, в отличие от рассмотренного выше, радиальный размер траектории зависит от начального положения. Кинетическая энергия радиального движения, задаваемая выражением (2), в дополнение к массе μ , начальным значениям энергии

и угла, определяется также координатой начального положения $x_0 = \ln r_0$ и может быть представлена в виде

$$\varepsilon_r = \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0 + \left(\frac{x_0}{\mu_h} - \sigma \sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{\mu}} \cos \theta_0 \right) (x - x_0) - \frac{(x - x_0)^2}{2\mu} (1 - \mu/\mu_h). \quad (9)$$

Радиальная кинетическая энергия ε_h тяжелых частиц с массами $\mu = \mu_h$ является линейной функцией x и обращается в нуль в единственной точке (точка отражения) —

$$x_h = x_0 + \frac{\mu_h \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0}{\sigma \sqrt{2\mu_h \varepsilon_0} \cos \theta_0 - x_0}. \quad (10)$$

Движение тяжелых частиц не ограничено по x — в зависимости от направления тока ($\sigma = \pm 1$) и начальной координаты x_0 частица уходит в ∞ , если $x_0 > x_h$, или $-\infty$, если $x_0 < x_h$. Далее считаем направление тока отрицательным $\sigma = -1$ и выполняем условие $x_0 > x_h$. Отсюда, согласно (10), для указанного диапазона начальных энергий и углов имеем

$$\ln r_{00} = x_{00} > \max\{-\sqrt{2\mu_n \varepsilon_0} \cos \theta_0\} = -\sqrt{2\mu_n \varepsilon_{\min}} \cos \theta. \quad (11)$$

Для заданного края x_{00} условие (11) ограничивает снизу минимальное значение энергии тяжелых ионов $\varepsilon_{\min} > (0.5/\mu_h) (x_{00}/\cos \theta)^2$.

Нижняя точка отражения x_h (10) всех возможных тяжелых частиц задает максимальную допустимую нижнюю координату камеры $\ln r_c = x_c = \min\{x_h\}$. Минимальное значение x_h достигается ионом из начальной крайней нижней точки источника $x_0 = x_{00}$ при отрицательном угле $\theta_0 = -\theta$ и с начальной энергией ε_0 , которая в зависимости от величины x_{00} , равна ε_{\min} или ε_{\max} в силу немонотонности зависимости (10) (рис. 5, а). Например, для начальной точки $r_0 = 1$ ($x_0 = 0$) координата отражения $r_h < 1$ ($x_h < 0$), так что все тяжелые частицы из точки $r_0 = 1$ уходят в ∞ . Минимальная r -координата точки отражения (10) для $r_0 = 1$ реализуется при энергии $\varepsilon_0 = \varepsilon_{\max}$ и угла $\theta_0 = -\theta$:

$$\ln r_c = x_c < -\sqrt{\mu_h \varepsilon_{\max}/2} \sin^2 \theta / \cos \theta. \quad (12)$$

Если $r_{00} \leq 1$, то условие (12) является необходимым, но не достаточным.

Кинетическая энергия легкого иона массы $\mu_l < \mu_h$ обращается в нуль в двух точках x_l , которые ограничивают движение частицы вдоль радиуса —

$$x_{l\pm} = x_0 + (C \pm \sqrt{D}) / (1 - \mu_l/\mu_h), \quad (13)$$

где

$$C = \sqrt{2\mu_l \varepsilon_0} \cos \theta_0 + x_0 \mu_l/\mu_h, \\ D = C^2 + 2(1 - \mu_l/\mu_h) \mu_l \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0.$$

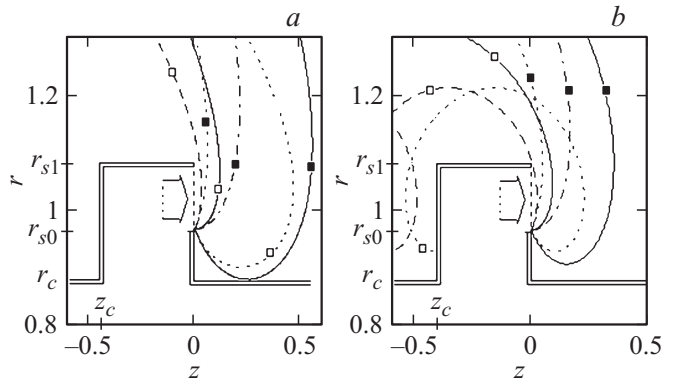


Рис. 5. Траектории тяжелых ($\mu_h = 1$) (а) и легких ($\mu_l = 0.64$) (б) ионов в параболическом потенциале $\Pi = -x^2/2\mu_h$. Начальная точка $r_0 = r_{00}$ — нижний край щели. Энергия 0.02 (■) и 0.005 (□), угол $|\theta_0| = \pi/4$, $r_c = 0.878$, $r_{00} = 0.965$, $r_{01} = 1.081$.

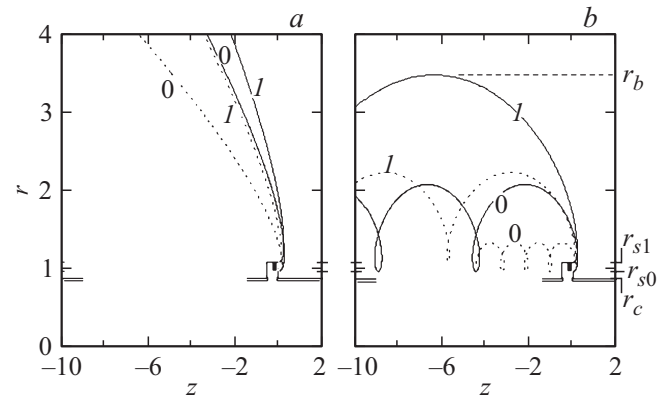


Рис. 6. Крайние траектории тяжелых ($\mu_h = 1$) (а) и легких ($\mu_l = 0.64$) (б) ионов. Энергия 0.02 (—), 0.005 (---), начальное положение $r_0 = r_{00}$ (0), $r_0 = r_{01}$ (I). Верхняя точка траектории легких частиц $r_b = 3.46$, $\theta_0 = \pi/4$.

Самая верхняя точка отражения x_l (13) среди всех возможных траекторий легких ионов задает минимальную допустимую внешнюю координату области разделения ионных потоков $x_b = \max\{x_{l+}\}$. Координате r_b отвечает траектория легкой частицы из верхней точки источника $x_{01} = \ln r_{01}$ с энергией ε_{\max} под углом $\theta_0 = 0$ (рис. 6, б):

$$r_b = \exp x_b,$$

$$x_b = \frac{1 + \mu_l/\mu_h}{1 - \mu_l/\mu_h} x_{01} + \frac{2}{1 - \mu_l/\mu_h} \sqrt{2\mu_l \varepsilon_{\max}}. \quad (14)$$

Радиусы r_c , r_b задают минимальные допустимые размеры камеры сепаратора при заданных границах источника (рис. 7). Естественным ограничением на размер источника служит следующее условие: ионы, стартующие с поверхности источника не должны попадать обратно на эту поверхность. Согласно выражению (2), для скорости v_z , в применении к легким ионам данное

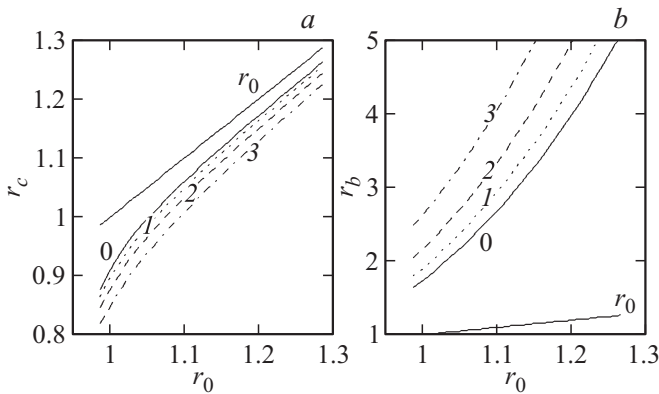


Рис. 7. Зависимости безразмерных радиусов внутренней r_c и внешней границ r_b от начального радиуса для $r_0 = r_{00}$ (a) и $r_0 = r_{01}$ (b). Безразмерная $\epsilon_{\max} = 0.008$ (0), 0.011 (1), 0.015 (2), 0.024 (3), отношение $\epsilon_{\min}/\epsilon_{\max} = 1/6$, угол $\theta = \pi/6$.

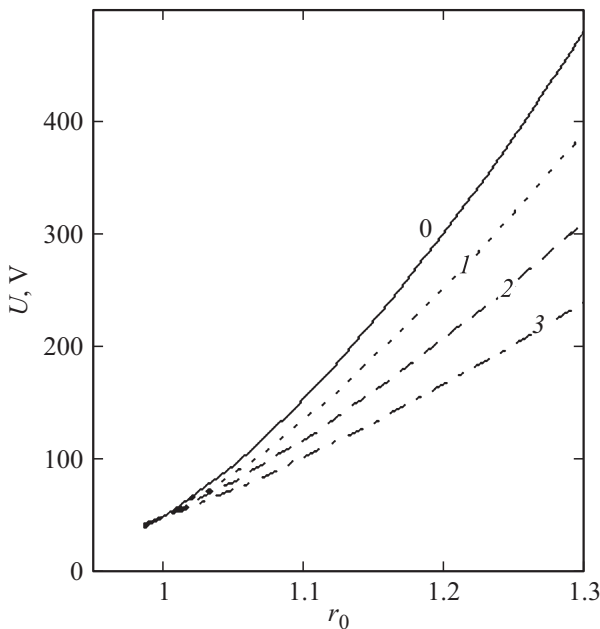


Рис. 8. Значение параболического потенциала в верхней точке r_b (траектория легкого иона) в зависимости от точки старта r_{01} для энергии $(\epsilon_{\min} \cdot \epsilon_{\max})^{1/2} = 1$ eV, ток I_c [kA] = 140 (0), 120 (1), 100 (2), 80 (3), $\theta = \pi/6$. Остальные подписи как на рис. 7.

условие может быть выражено таким образом:

$$x_{01} - x_{00} \leq 2 \min(\sqrt{2\mu_1 \epsilon_0} \cos \theta_0) = 2(\sqrt{2\mu_1 \epsilon_{\min}} \cos \theta). \tag{15}$$

На рис. 5, b представлена траектория из точки r_{00} с начальной энергией $\epsilon_{\min} = 0.005$ и углом $\pi/4$, пересекающая точку $z = 0$, $r_{01} = r_{00} \exp(x_{01} - x_{00})$, где $x_{01} - x_{00} = 0.113$ в соответствии с (15). Задняя стенка $z = z_c$ прямоугольной области, ограничивающей источник ионов в границах $z_c \leq z \leq 0$, может принять на себя часть легких ионов, как это показано на рис. 5, b для $z_c = -0.42$. Другая, большая часть легких ионов

осуществляет дрейф вдоль оси z до точки осаждения на коллектор. Уменьшение ширины источника до величины $z_c = -0.25$ практически сводит к нулю долю потока легких ионов, осаждаемых на заднюю поверхность, ограничивающую источник.

На рис. 8 представлена зависимость параболического потенциала в верхней точке r_b (траектория легкого иона) в зависимости от точки старта r_{01} .

Соотношения (2)–(15) и рис. 3, 7, 8, которые получены на основании законов сохранения импульса и энергии (2), остаются верными и для плоского случая, если под координатой x понимать безразмерную декартову координату. Плоская интерпретация не применима в случаях, где наряду $x = \ln r$ присутствует время или координата z , например, как в случаях траекторий на рис. 4–6.

Заключение

В заключении сформулируем еще раз основные результаты, полученные в работе. В системе с азимутальным магнитным полем проанализирована возможность применения метода плазменной сепарации [5,11] для разделения компонентов ОЯТ: минорных актиноидов и продуктов деления урана. В одночастичной модели была продемонстрирована возможность отделения пучка тяжелых элементов с $m_D = 238$ amu от пучка легких элементов $m = 152$ amu, причем эффект разделения наблюдается как при вводе пучкой вдоль оси симметрии системы, так и вдоль ее радиуса. Было установлено, что в таком азимутальном магнитном поле и электрическом потенциале $\Pi \sim \ln r$ дрейфовая скорость ионов v_{dr} не зависит от координаты. Продемонстрированы ограничения на допустимую ширину источников ионов и показана принципиальная возможность оценить минимально допустимые размеры области, необходимой для разделения пучков тяжелых и легких ионов.

Так как одной из задач настоящей работы является оценка возможности практической реализации разделения минорных актиноидов и продуктов деления урана, то отдельно был рассмотрен вопрос о конкретных значениях физических параметров, при которых такое разделение возможно. Было установлено, что на характерных размерах порядка 1 m сепарация плазменных пучков, содержащих ионы с типичными тепловыми скоростями, возможная при характерных токах через центральный проводник порядка 100 kA и при электростатических потенциалах менее 1 kV. Отмечено, что в силу существенной зависимости траектории иона от угла, который составляет его начальная скорость с направлением инжекции, для сепарации предпочтительны малые углы вылета (сравнимые с $\pi/6$). Ширина источника плазменных пучков в случае радиальной инжекции может достигать при этом нескольких десятков сантиметров, а в случае впрыска ионов вдоль направления, параллельного оси симметрии системы (оси z), ширина источника сравнима

с сантиметром. Все это в совокупности указывает на интерес к данному методу как к потенциально пригодному для практической реализации в технологиях переработки ОЯТ и РАО.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-29-00231).

Список литературы

- [1] World Nuclear Power Reactors & Uranium Requirements: [Электронный ресурс] // World Nuclear Association. URL: <http://www.world-nuclear.org/info/Facts-and-Figures/World-Nuclear-Power-Reactors-and-Uranium-Requirements/>.
- [2] Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Сидоренко В.Д. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1983. 384 с.
- [3] Морозов А.И., Савельев В.В. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 5. С. 458–465.
- [4] Бардаков В.М., Кичигин Г.Н., Строкин Н.А., Царегородцев Е.О. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 10. С. 115–119.
- [5] 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. // Атомная энергия. 2006. Т. 101. № 4. С. 302–306
- [6] Freeman R., Agnew S., Anderegg F., Cluggish B., Gilleland J., Isler R., Litvak A., Miller R., O'Neill R., Ohkawa T., Pronko S., Putvinski S., Sevier L., Sibley A., Umstadter K., Wade T., Winslow D., Forest C.B. Archimedes Plasma Mass Filter // AIP Conf. Proc. 2003. Vol. 694. P. 403–410.
- [7] Скибенко А.И., Ковтун Ю.В., Егоров А.М., Юферов В.Б. // Вопросы атомной науки и техники. 2011. Т. 72. № 2. С. 141–148.
- [8] Амиров Р.Х., Ворона Н.А., Гавриков А.В., Жабин С.Н., Лизякин Г.Д., Полищук В.П., Самойлов И.С., Смирнов В.П., Усманов Р.А., Ярцев И.М. // Труды Московского физико-технического института (государственного университета). 2014. Т. 6. № 1 (21). 2014. С. 136–145.
- [9] Козут Д.К., Мошкунов К.А., Трифонов Н.Н. // Тез. докл. XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. Россия, Звенигород, 2012. С. 26.
- [10] Ohkawa T., Miller R.L. // Phys. Plasmas. 2002. Vol. 9, P. 5116–5120.
- [11] Смирнов В.П., Самохин А.А., Ворона Н.А., Гавриков А.В. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 523–533.