

01;04

Характеристики процесса выделения целевого изотопа на коллекторе применительно к методу ионного циклотронного резонанса

© Е.П. Потанин

Российский научный центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия
e-mail: potanin@imp.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 5 июня 2007 г.)

Рассматриваются некоторые теоретические аспекты проблемы разделения изотопов методом ионного циклотронного резонанса (ИЦР). Описывается возможный вариант экспериментальной ИЦР-установки и способы создания плазменного потока. Обсуждаются методы испарения рабочего вещества и транспортировки его в зону ионизации. Рассчитываются разделительные характеристики коллектора нагретых частиц применительно к определенным параметрам установки и свойствам плазмы. В качестве модельной рассматривается смесь изотопов гадолиния. Анализируется зависимость концентрации C целевого изотопа ^{157}Gd на отборной пластине от продольной координаты z , отсчитываемой от передней кромки отборника, для различных параметров отстройки частоты a . Оцениваются зависимости коэффициента извлечения целевого компонента Γ от расстояния между пластинами отборника b для различных значений отстройки частоты a от резонансной.

PACS: 28.60.+s, 52.50.Qt

Введение

При разделении изотопов в средних по производительности масштабах (порядка нескольких килограммов в год) электромагнитный метод не может быть использован вследствие низкой производительности и высокой стоимости продукта. При этом если требуется получать изотопы элементов, не имеющих удобных газообразных соединений при нормальных условиях, неприменимы также газовые центрифуги. Между тем в ряде случаев необходимы значительные количества таких изотопов. Это, например, относится к изотопам кальция и неодима, а также ряду изотопов, используемых в ядерной энергетике. В частности, предложено использовать в качестве выгорающих добавок в твэлах ядерных реакторов не естественные изотопные смеси некоторых элементов, а их изотопы. В работе [1] подробно описаны предложения об использовании изотопов ряда редкоземельных элементов в качестве выгорающих добавок в твэлах ядерных реакторов и даны обоснования целесообразности таких предложений.

В настоящее время для наработки значительного количества изотопов щелочных, щелочно-земельных или редкоземельных элементов может быть применен плазменный метод, основанный на селективном ионно-циклотронном резонансом (ИЦР) нагреве ионов целевого компонента [2–11], который имеет преимущества перед электромагнитным по производительности. Более подробные данные о возможных применениях ИЦР-метода для получения различного рода изотопов приведены в работе [12].

Избирательность ИЦР-метода зависит от различных деселектирующих факторов [4], главными из которых являются доплеевское и времяпролетное уширение

линий циклотронного поглощения. В случае разделения изотопов гадолиния, когда относительное различие масс соседних изотопов невелико, эффективность разделения будет зависеть от того, насколько возможно уменьшить деселектирующее влияние указанных факторов. В этой связи следует отметить расчетную работу [13], выполненную как по изучению проникновения полей в плазму в случае ИЦР-нагрева, так и по исследованию селективности ИЦР-метода в применении к гадолинию.

Принципиальные вопросы ИЦР-разделения

В работе [14] на основе расчетной методики [10,11] оценивалась селективность нагрева ионов гадолиниевой плазмы методом ИЦР. При этом не рассматривались вопросы выделения целевого изотопа на коллекторе разделительной установки. В частности, не рассчитывался такой важный для ИЦР-метода разделения параметр, как коэффициент извлечения Γ . В данной работе расчеты концентраций выделяемого на пластинах плоского коллектора целевого изотопа и его коэффициента извлечения выполнены применительно к ИЦР-установке с длиной зоны нагрева $L = 4$ м.

На рис. 1 показана схема устройства [8]. Плазменная разделительная ИЦР-установка включает в себя несколько основных узлов, располагающихся в вакуумной рабочей камере 1, размещенной в теплом отверстии криостата 2. Основное магнитное поле B создается соленоидом 3. Для создания однородного в большом объеме поля необходимы сверхпроводящие магнитные системы (СМС). Источник плазмы, располагающийся в левой части устройства, основан либо на испарении металла в

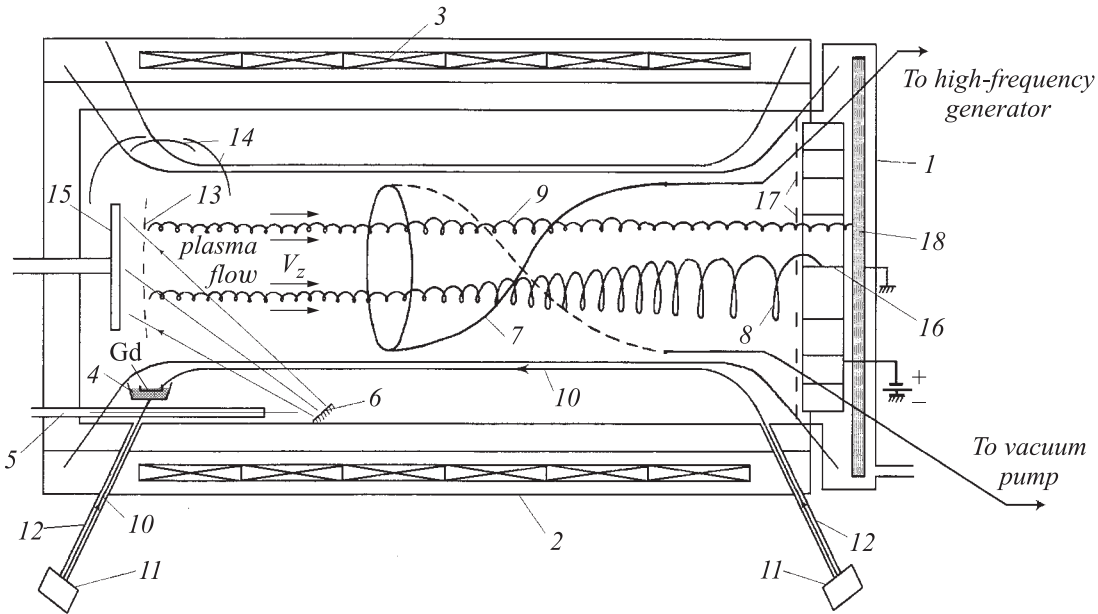


Рис. 1. Схема ИЦР-установки.

тиглях 4, либо на катодном распылении. Для ионизации нейтральных атомов в источнике плазмы можно использовать достаточно мощное СВЧ-излучение на частоте электронно-циклотронного резонанса. На рис. 1 показаны также устройства транспортировки микроволнового излучения в зону ионизации: волновод 5 и зеркало 6. Система селективного нагрева ионов представляет собой высокочастотную (ВЧ) антенну 7, создающую в объеме плазмы переменные электрические поля с частотой, близкой или равной собственной циклотронной частоте извлекаемого ионного компонента. Радиус антенны составляет 0,3–0,5 м. Токи в элементах антенны должны достигать сотен ампер. Испытывая резонансный ионно-циклотронный нагрев, целевые ионы приобретают высокую поперечную энергию, а следовательно, и больший, по сравнению с нерезонансными ионами, ларморовский радиус. Траектории целевых ионов 8 и траектории нерезонансных ионов 9 существенно различны. Длина зоны нагрева ионов должна составлять несколько метров, чтобы уменьшить времяпролетное уширение линии ИЦР-нагрева ионов. В [8] было предложено использовать в ИЦР-установке для испарения гадолиния или любого другого элемента методику нагрева и испарения вещества с помощью электронного пучка. Нагрев относительно легкоплавкого рабочего вещества с целью его испарения целесообразней производить в тигле из тугоплавкого материала. Транспортировку пучка 10 от электронной пушки 11 до тигля 4 в такой ИЦР-установке можно осуществлять вдоль силовых линий магнитного поля. Силовые линии магнитного поля прямолинейны в зоне ВЧ-нагрева и имеют конфигурацию расходящихся линий на торцах. На рис. 1 показаны несколько таких силовых линий магнитного поля. Выбрана одна из них,

проходящая на больших радиусах в нижней части рабочей камеры ИЦР-установки и не задевающая элементы конструкций СМС и рабочей камеры. В нижней части отсека плазменного источника под зоной ЭЦР-разряда (цифрой 13 обозначена поверхность ЭЦР-резонанса) в области спадающего магнитного поля ИЦР-установки располагается вещество, изотопы которого разделяются таким образом, чтобы указанная ранее силовая линия пересекала поверхность предполагаемого испарения. Не будем здесь останавливаться на различных возможных схемах испарения. Они описаны в [8]. Экспериментальная возможность транспортировки электронных пучков с силой тока в несколько ампер и энергией электронов до нескольких десятков килоэлектронвольт в продольных магнитных полях показана в [15,16]. Для неустойчивой транспортировки электронных пучков в области вдали от поверхности вакуумной камеры необходимо использовать металлические трубопроводы 12. Преимущество схемы испарения гадолиния или другого металла, когда пар подается поперек направления последующего извлечения ионов, т.е. поперек магнитного поля, вдоль зоны ЭПР-разряда, связано с тем, что не успевшие ионизоваться при своем вертикальном распространении атомы испаренного вещества в основном конденсируются в специально приспособленных для этого экранах 14 вблизи зоны источника плазмы непосредственно над тиглем, а не распространяются вдоль всей рабочей камеры установки. Этот материал можно периодически извлекать и снова направлять в систему испарения. В нижней части рабочей камеры в местах, хорошо защищенных от прямого попадания потока испаряемого материала, размещены зеркала СВЧ-тракта. На электрод 15 подают отрицательный относительно плазмы

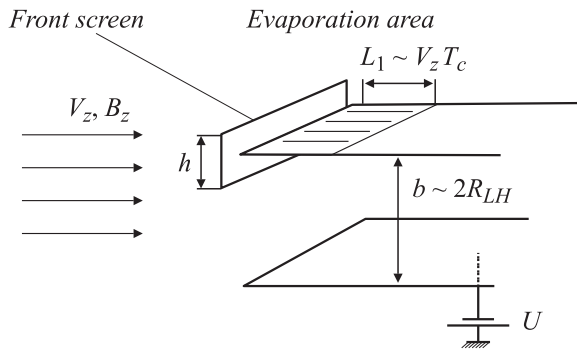


Рис. 2. Элемент отборника целевых ионов.

потенциал для отражения электронов. В такой конструкции существенно снижается концентрация нейтральных атомов в области ВЧ-нагрева и исключаются потери, связанные с перезарядкой ускоренных целевых ионов на нейтральных атомах испаряемого вещества.

Другой метод создания плазменного потока гадолиния связан с катодным распылением металлической пластины ионами [17]. К распыляемой пластине 15, изготовленной из разделяемого вещества, прикладывают отрицательный электрический потенциал U_S , достаточный для сообщения бомбардирующим пластину ионам такой энергии, чтобы при ударе о пластину выбить с ее поверхности несколько нейтральных атомов. Далее эти атомы ионизируются электронами в зоне электронно-циклотронного резонанса вблизи пластины. За зоной нагрева в правой части установки помещена коллекторная система, представляющая собой набор металлических пластин для отбора целевых ионов 16, защищенных экранами 17 и поперечную к потоку отвальную пластину 18.

Схема коллектора целевого изотопа изображена в увеличенном масштабе на рис. 2, где h — высота переднего экрана, L_1 — характерная длина зоны осаждения вещества, b — расстояние между пластинами, R_{LH} — ларморовский радиус нагретых ионов, V_z — характерная продольная скорость ионов, T_c — период ларморовского вращения, B_z — продольное магнитное поле. Основная часть данной работы посвящена изучению разделительных характеристик коллектора.

Анализ разделительных характеристик коллекторной системы

Как показано на рис. 1, стационарный плазменный поток направляется в область однородного магнитного поля, где расположена антенна нагревающего поля. В настоящей работе будем ориентироваться на использование индукционных антенн, представляющих собой многофазные цилиндрические спирали — так называемые спиральные или винтовые антенны. В приближенной модели распределение электрического поля в плазме

можно представить в виде вектора, вращающегося с угловой скоростью ω и бегущего в положительном направлении оси z

$$E_x = E \cos(\omega t - Kz - \varphi), \quad (1)$$

$$E_y = -E \sin(\omega t - Kz - \varphi), \quad (2)$$

где $K = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — пространственный период изменения электрического поля, E — амплитуда колебаний поля в плазме, φ — начальная фаза. В случае четырехфазной антенны сдвиг тока I в каждой последующей фазе составляет угол $\pi/2$. Как показано в [18], при токах в антенне I порядка 200 А и геометрических параметрах системы, близких к описываемым в настоящей работе, при плотности плазмы $n \approx 10^{18} \text{ м}^{-3}$ для одноволновой антенны возможно достижение в плазме электрического поля с направлением порядка 20 В/м.

Предположим, что функция распределения ионов по продольным скоростям является неравновесной с линейной зависимостью от скорости в области малых скоростей и экспоненциально убывающей при больших:

$$f_z(V_z) = \frac{mV_z}{kT_z} \exp\left(-\frac{mV_z^2}{2kT_z}\right), \quad (3)$$

где T_z — эффективная продольная температура ионов.

Для средней поперечной энергии ионов в предположении, что длина антенны совпадает с длиной зоны нагрева, а начальные функции распределения ионов по поперечным $f_{\perp}(V_{\perp})$ [14] скоростям являются максвелловскими, справедливо соотношение [19]

$$\langle E_{\perp} \rangle = 4kT_{\perp 0} \times \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} I_0(2Y Y_0) \exp(-(Y^2 + Y_0^2 + X^2)) X Y^3 dX dY, \quad (4)$$

$$Y = \frac{V_{\perp}}{(2kT_{\perp 0}/m)^{1/2}}, \quad X = \frac{V_z}{(2kT_z/m)^{1/2}},$$

$$n_L = \left(\frac{2kT_z}{m}\right)^{1/2} \frac{2}{L\omega_0}, \quad n_E = \frac{2E}{B_z \left(\frac{2kT_{\perp 0}}{m}\right)^{1/2}},$$

$$Y_0 = \frac{n_E \sin\left((\Omega - \pi n_L X/p) \frac{1}{n_L X}\right)}{\Omega - \pi n_L X/p}, \quad p = \frac{\lambda}{L}, \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_0},$$

где X и Y — безразмерные поперечная и продольная скорости ионов, $T_{\perp 0}$ — начальная поперечная температура ионов, I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, ω — частота генератора ВЧ-антенны, ω_0 — циклотронная частота изотопа.

На практике коллекторная система представляет собой систему отборных пластин, параллельных потоку плазмы и магнитному полю. Ограничимся рассмотрением случая, когда на коллектор не подается дополнительный отталкивающий потенциал от внешнего источника напряжения и отсутствуют экраны.

Плотность потока ионов K -го сорта на коллекторную пластину может быть определена как

$$j_K = \int f_{\perp} \omega_0 V_{\perp} dV_{\perp} dV_z dy_0, \quad (5)$$

где y_0 — поперечная координата ведущего центра ионов в плоскости перед отборной пластиной. Интегрирование в (5) выполнялось исходя из ограничений, накладываемых на значения скоростей и координат ведущего центра ионов перед коллектором.

Безразмерные потоки ионов на верхнюю поверхность пластины $J_K = j_K/j_{0K}$, ($j_{0K} = 2n_K \times (2kT_{\perp 0K}/m_K)^{1/2} 1/\pi^{3/2}$, $T_{\perp 0K}$ — начальная поперечная температура ионов K -го сорта, n_K — числовые плотности ионов) определяются выражениями, являющимися обобщением соответствующих формул работы [9] на случай учета доплеровских эффектов при определении поперечного нагрева ионов

$$J_K = \left\langle \int_{2X_K^*}^{\infty} dX \left\{ \int_0^{B_1} Y^2 \left(1 + \cos \frac{\alpha_K}{2}\right) I_0(2YY_0) T(X, Y) dY \right. \right. \\ + \int_{B_1}^{B_2} Y \left[Y \left(1 + \cos \frac{\alpha_K}{2}\right) - 2b_{Kp} D_{Kp} \operatorname{ctg} \frac{\alpha_K}{2} \right] I_0(2YY_0) T(X, Y) dY \\ + \left. \int_{B_2}^{\infty} Y \left[b_{Kp} + Y \cos \frac{\alpha_K}{2} - b_{Kp} D_{Kp} \operatorname{ctg} \frac{\alpha_K}{2} \right] I_0(2YY_0) T(X, Y) dY \right\} \\ + \int_{X_{0K}^*}^{2X_K^*} dX \left[\int_0^{B_2} Y^2 \left(1 + \cos \frac{\alpha_K}{2}\right) L_0(2YY_0) T(X, Y) dY \right. \\ + \left. \int_{B_2}^{\infty} \left(2b_{Kp} - Y + Y \cos \frac{\alpha_K}{2}\right) Y I_0(2YY_0) T(X, Y) dY \right] \\ \left. + \int_{X_K^*}^{X_{0K}^*} dX \left[\int_0^{B_2} Y^2 \left(1 + \cos \frac{\alpha_K}{2}\right) I_0(2YY_0) T(X, Y) dY \right] \right\rangle, \quad (6)$$

$$b_{Kp} = \frac{b\omega_{cK}}{2} \sqrt{\frac{m_K}{2kT_z}}, \quad X_{0K}^* = \frac{\omega_{cK}z}{\alpha_0} \sqrt{\frac{m_K}{2kT_z}},$$

$$X_K^* = \frac{\omega_{cK}z}{2 \cdot 10^3} \sqrt{\frac{m_K}{2kT_z}}, \quad D_{Kp} = \sqrt{\frac{Y^2 \sin^2 \frac{\alpha_K}{2}}{b_{Kp}^2} - 1},$$

$$\alpha_0 \cong 4.18, \quad B_1 = b_{Kp} / \sin \frac{\alpha_K}{2}, \quad B_2 = b_{Kp} / \sin^2 \frac{\alpha_K}{2},$$

$$B_3 = b_{Kp} / \sin^2 \frac{\alpha_K}{4}, \quad Y = Y_{\perp} \sqrt{\frac{m_K}{2kT_{\perp 0K}}},$$

$T(X, Y) = \exp(-(X^2 + Y^2 + Y_0^2))$, $\omega_{cK} = \frac{eB_z}{m_K}$ — циклотронная частота иона K -го сорта, $\alpha_K = \omega_{cK}z/V_z$ — угол поворота иона сорта K в процессе циклотронного вращения за время пролета от передней кромки пластины

до точки касания с координатой z (отсчитывается в мм от переднего края пластины).

Расчет концентраций изотопов многокомпонентной смеси производится через плотности соответствующих поперечных потоков j_K [19]

$$C_K = \frac{j_K C_{K0}}{\sum_K j_K C_{K0}},$$

где C_{K0} — начальные концентрации изотопов в продольном потоке плазмы. Примем, что амплитудное значение поля $E = 15$ В/м, начальная поперечная температура ионов $T_{\perp 0} = 5$ эВ, эффективная продольная температура $T_z = 10$ эВ, расстояние между пластинами коллектора $b = 30$ мм, $\lambda = 4$ м. Отметим, что выбор величины b связан характерным значением ларморовского радиуса нагретых ионов при данных параметрах $R_{LH} \approx (10-15)$ мм.

На рис. 3 представлена зависимость концентрации изотопа ^{157}Gd от расстояния до переднего края обратной пластины z для различных значений параметра $a = \left(\frac{\omega - \omega_{\text{res}}}{\omega_0}\right) \cdot 10^3$ отстройки от резонансной частоты $\omega_{\text{res}} = 1.002656\omega_0$, вычисленной по средней продольной скорости плазменного потока. На рис. 3 различные кривые соответствуют различным значениям параметра a , а пунктир соответствует значению $a = 0$ (точная настройка на резонанс по средней продольной скорости ионов). Наблюдается немонотонная зависимость формы распределенной концентрации от параметра отстройки a . Как видно из рисунка, несколько большая концентрация целевого компонента вблизи передней кромки пластины наблюдается при настройке на меньшую частоту. Однако при этом уменьшается длина зоны напыления. Оптимальной в этом смысле представляется настройка

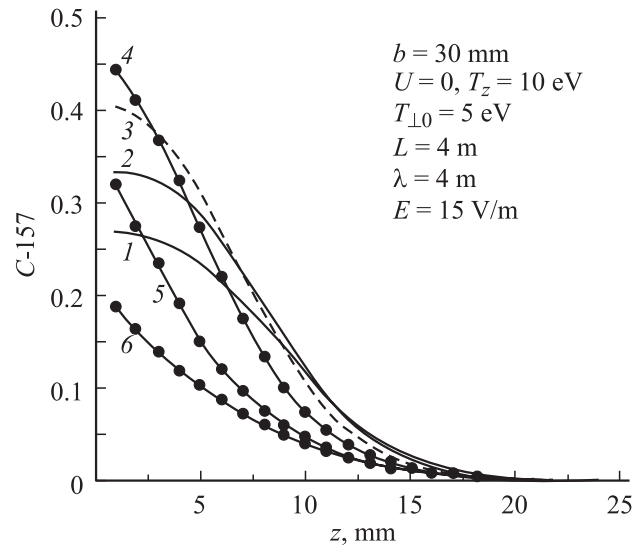


Рис. 3. Зависимость концентрации изотопа ^{157}Gd от продольной координаты z для различных параметров отстройки частоты a (1 — $a = 2$, 2 — 1, 3 — 0, 4 — -1, 5 — -2, 6 — -3).

на частоту, соответствующую средней продольной скорости — пунктир ($a = 0$).

Эффективность отбора ценного изотопа характеризуется коэффициентом извлечения коллектора Γ [9], который вычисляется как отношение потока целевого изотопа, выделяющегося на отборных пластинах $J_{\perp 1}$, к полному продольному потоку этого компонента перед коллекторной системой $J_{\parallel 1}$:

$$\Gamma = \frac{J_{\perp 1}}{J_{\parallel 1}}. \quad (7)$$

Расчет потоков ионов на коллектор проводился на основе уравнений (6) аналогично тому, как это делалось в [9,20] для литиевой плазмы. На рис. 4 приведена характерная зависимость коэффициента извлечения Γ от безразмерной частоты для расстояния между отборными пластинами $b = 20$ mm. Как видно из рисунка, имеется оптимальная частота, при которой достигается максимум коэффициента извлечения, причем его полуширина (ширина на половине высоты) $\Delta\omega_{1/2}$ составляет примерно $3 \cdot 10^{-3}\omega_0$.

На рис. 5 показаны зависимости коэффициента извлечения ^{157}Gd от расстояния между пластинами коллектора b для различных значений параметра отстройки a . Кривая 1 соответствует значению параметра $a = 0$, кривая 2 — 2, 3 — -2, 4 — -3. Эти зависимости показывают заметное уменьшение коэффициента извлечения при уходе от оптимального режима нагрева. Последнее связано со сравнительно небольшим расстоянием по шкале частот между целевым и соседними изотопами. Наблюдаемый характер изменения коэффициента извлечения от расстояния между пластинами плоского коллектора связан с особенностями отбора нагретых ионов. Ионы, ларморовский диаметр которых больше расстояния между пластинами b , собираются ими. Ионы, ларморовский диаметр которых меньше b , в основном проходят на отвальную пластину 18 (рис. 1).

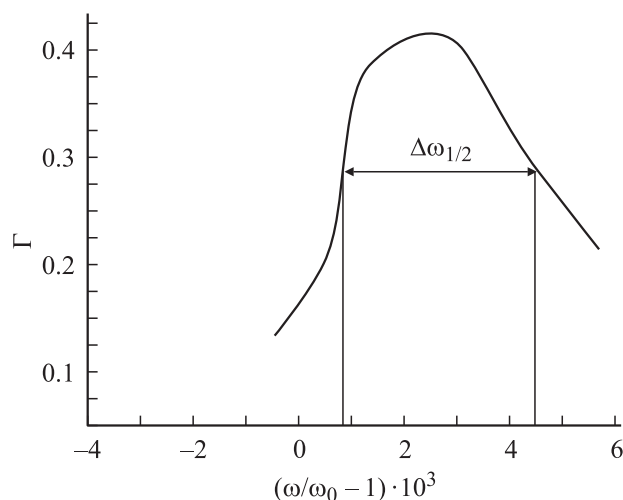


Рис. 4. Зависимость коэффициента извлечения Γ от частоты переменного электрического поля для расстояния между пластинами $b = 20$ mm.

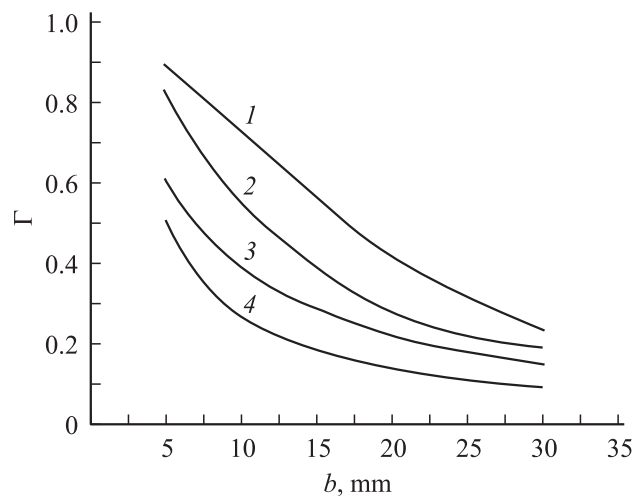


Рис. 5. Зависимость коэффициента извлечения Γ от расстояния между пластинами коллектора b для различных значений параметра отстройки частоты a : $\lambda = 4$ m.

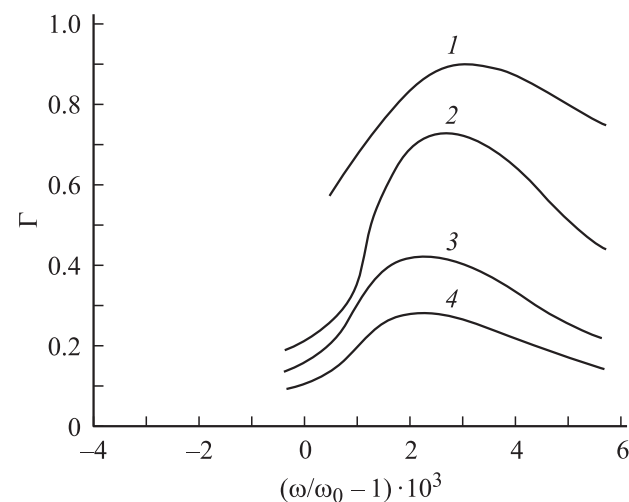


Рис. 6. Зависимость коэффициента извлечения Γ от частоты переменного электрического поля для различных расстояний b между пластинами коллектора ($1 - b = 5$, $2 - 10$, $3 - 20$, $4 - 30$ mm).

На рис. 6 приведены зависимости коэффициента извлечения от частоты генератора для различных расстояний b между пластинами коллектора при значении длины волны, нагревающей обмотки $\lambda = 4$ m (параметр $p = \lambda/L = 1$). Наблюдается существенное увеличение коэффициента извлечения Γ с уменьшением b , при этом имеет место некоторое смещение положения максимума Γ по частоте в сторону больших частот.

На рис. 7 показаны зависимости коэффициента извлечения от частоты для различных длин волн при постоянном расстоянии между пластинами $b = 20$ mm. Кривые соответствуют случаям $\lambda = 2$ m ($1 - p = 0.5$, двухволновая антенна), $\lambda = 4$ m ($2 - p = 1$, одноволновая антенна), $\lambda = 8$ m ($3 - p = 2$, полуволновая антенна).

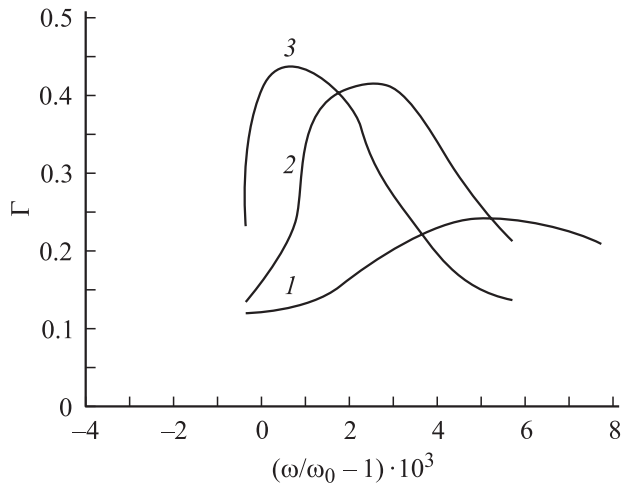


Рис. 7. Зависимость коэффициента извлечения Γ от частоты переменного электрического поля для различных значений длины волны λ ($L = 4$, $b = 20$ mm).

Как видно, использование полуволновой антенны должно приводить к некоторому увеличению максимального коэффициента извлечения. Следует, однако, учитывать, что в случае полуволновой антенны могут ухудшаться условия проникновения поля в плазму.

Заключение

Дано краткое описание схемы ИЦР-разделения и методов создания плазменного потока. Рассчитаны характеристики коллектора нагретых ионов применительно к отбору ионов гадолиниевой плазмы. Для конкретных параметров установки и свойств плазмы рассчитана зависимость концентрации целевого изотопа на отборной пластине C от продольной координаты z , отсчитываемой от передней кромки отборника, для различных параметров отстройки частоты a . Показано, что имеет место сложная немонотонная зависимость формы распределения концентрации по длине отборной пластины от величины a . Оптимальный с точки зрения степени разделения представляется настройка на частоту, соответствующую средней продольной скорости ионов и несколько меньшую ее, поскольку при этом достигаются приемлемые продольные распределения концентрации. Показано, что зависимость величины Γ от частоты переменного электрического поля ω носит резонансный характер, причем ширина этого резонанса составляет несколько десятых процента от величины собственной частоты ω_0 . Рассчитаны зависимости коэффициента извлечения целевого компонента Γ от расстояния между пластинами отборника b для различных значений отстройки a . Подробно исследованы зависимости коэффициента извлечения от частоты при различных значениях параметров b и p . Как следует из результатов расчета, частота, при которой достигается максимальное значение коэффициента извлечения, увеличивается с

уменьшением расстояния между пластинами. Несколько большие коэффициенты извлечения имеют место при использовании полуволновой антенны.

Список литературы

- [1] Grossbeck M.L., Renier J.-P.A., Bigelow T. // Development of improved burnable poisons for commercial nuclear power reactors. Final Report on NERI Project N 99-0074, 2003. 133 p.
- [2] Dawson J.M., Kim H.C., Arnush D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. P. 1547.
- [3] Карчевский А.И., Муромкин Ю.А. // Изотопы / Под ред. В.Ю. Баранова. Т. 1. М.* Физматлит, 2005. С. 307–326.
- [4] Louvet P. // Proc. 2nd Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases. Versailles, 1989.
- [5] Муромкин Ю.А. Итоги науки и техники. Физика плазмы / Под ред. А.И. Карчевского. Т. 12. М.: ВИНТИ, 1991. С. 83.
- [6] Тимофеев А.В. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 9. С. 795.
- [7] Тимофеев А.В. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 11. С. 973.
- [8] Карчевский А.И., Потанин Е.П. Способ разделения стабильных изотопов в плазме методом ионно-циклотронного резонанса и устройство для его осуществления. Патент РФ № 2217223. 2003.
- [9] Карчевский А.И., Потанин Е.П. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 7. С. 611.
- [10] Устинов А.Л. Препринт № 5354/6. М.: ИАЭ, 1991.
- [11] Карчевский А.И., Потанин Е.П. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. С. 416.
- [12] Муромкин Ю.А. // Сб. докл. XI Всеросс. (Междунар.) науч. конф. „Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул“. М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 2006. С. 110.
- [13] Кузьмин С.Г. // Физика плазмы. 1999. Т. 25. № 12. С. 1105.
- [14] Потанин Е.П. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 12. С. 47.
- [15] Блинов П.И., Долгачев Г.И., Козлов А.А., Сливков И.Н. // ПТЭ. 1974. № 2. С. 31.
- [16] Антропов В., Иванов А., Кобец В., Коротаев Ю., Мешков И., Петров А., Селезнев И., Сидорин А., Смирнов А., Сыресин Е., Трубников Г., Яковенко С. // Прикл. физика. 2002. № 3. С. 113.
- [17] Romesser T.E., Lazar N.H., McVey B.D., Mussetto M.S., Arnush D., Heflinger L.O. Method of Apparatus for Isotope Separation. Applicant: TRW INC., US. PCT. Int. Publ. Number WO 84/02803 ST. 9.07.84.
- [18] Устинов А.Л. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 6. С. 517.
- [19] Потанин Е.П. // Сб. докл. IX Всеросс. (Междунар.) науч. конф. „Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул“. М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 2004. С. 116.
- [20] Карчевский А.И., Потанин Е.П. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 12. С. 1146.