

10;12

## Характеристики коллектора нагретых ионов, расположенного в области ослабленного магнитного поля ионно-циклотронного резонанса

© А.И. Карчевский, Е.П. Потанин

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

(Поступило в Редакцию 15 апреля 2002 г.)

Применительно к ионно-циклотронному методу разделения изотопов стабильных элементов металлов выполнен расчет разделительных характеристик плоской коллекторной системы, располагаемой в зоне ослабленного магнитного поля ИЦР установки. Увеличение ларморовского радиуса ускоренных ионов в зоне ослабленного поля позволяет увеличить расстояние между отборными пластинами и уменьшить долю нежелательных потерь на экранах. Как следует из результатов проведенного расчета, расположение коллектора в зоне уменьшенного магнитного поля должно приводить к увеличению степени разделения. Кроме того, перекачка поперечной энергии ионов в продольную позволяет расширить область выделения продукта на отборных пластинах, что должно уменьшить тепловые нагрузки коллектора и облегчить процесс длительной наработки значительных количеств целевого продукта.

### Введение

Как известно, стабильные изотопы в настоящее время получают электромагнитным методом [1] и с помощью каскадов газовых центрифуг [2]. В каскадах газовых центрифуг могут быть разделены изотопы только тех элементов, которые имеют газообразные соединения с достаточной упругостью паров при комнатной температуре. Таких элементов в таблице Менделеева около 20. Электромагнитный метод хорошо разработан, однако используется для получения лишь относительно небольших количеств целевого продукта в случае элементов, не имеющих газообразных соединений при нормальных условиях. Сложность создания значительных ионных токов в электромагнитном сепараторе связана с ограничением на плотность ионов в пучке из-за электростатического отталкивания одноименно заряженных частиц. Нейтрализация же объемного заряда пучка за счет остаточного газа имеет свои ограничения. В этой связи плазменный метод, основанный на селективном ионно-циклотронном резонансном (ИЦР) нагреве ионов целевого компонента [3–6], имеет преимущества перед электромагнитным методом при разделении изотопов элементов-металлов, поскольку ограничения на ионные потоки здесь практически отсутствуют. В настоящее время ИЦР метод находится в стадии технологических разработок. Он обещает снизить энергозатраты и существенно повысить производительность отдельного модуля.

### Расчет разделительных характеристик коллектора ионов

ИЦР метод разделения изотопов в плазме на сегодняшний день является самым перспективным для внедрения в промышленность. Его целесообразно ис-

пользовать при получении больших количеств целевого продукта (десятки и более kg) тех элементов, которые в настоящее время можно разделить только в электромагнитных сепараторах. В основе метода лежит селективный нагрев ионов целевого компонента в слабостолкновительной плазме. Принципиальная схема ИЦР установки показана на рис. 1. Стационарный плазменный поток направляется в область однородного магнитного поля, создаваемого соленоидом 1, где расположена ВЧ антенна 2 нагревающего поля. За зоной нагрева помещена система сбора продукта, представляющая собой эквидистантно расположенные параллельные пластины 3 для отбора нагретых ионов 7, защищенные экранами 4, и перпендикулярную к потоку пластину 5 для осаждения „холодной“ ионной составляющей плазмы 6. На пластины может подаваться положительный, отталкивающий „холодные“ ионы потенциал  $U$ , способствующий увеличению степени разделения изотопной смеси. На рис. 2 приведен элемент схемы отборника нагретой функции, где показан передний экран (полная ширина экрана в перпендикулярном к пластине направлении обозначена  $2a$ ), защищающий пластину коллектора от потока холодной плазмы. Условие селективности нагрева целевого компонента

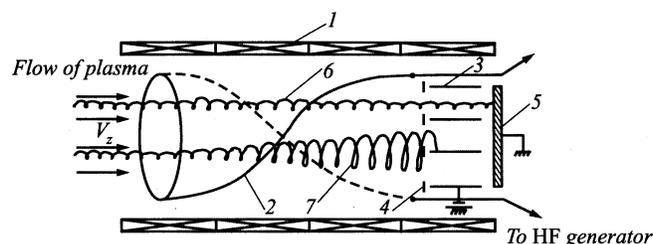
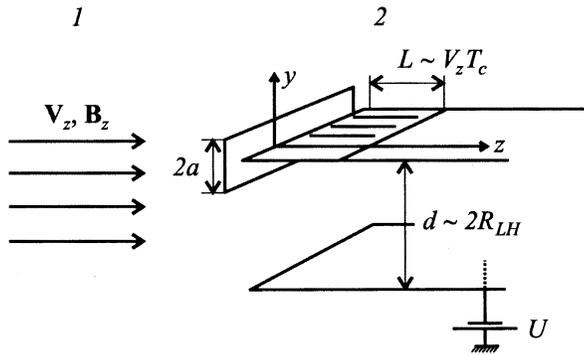


Рис. 1. Принципиальная схема установки.



**Рис. 2.** Элемент отборника в увеличенном масштабе ( $a$  — высота переднего экрана,  $R_{LH}$  — ларморовский радиус нагретых ионов). 1 — передний экран, 2 — зона напыления.

имеет вид

$$\Delta\omega_{1/2} \ll \frac{\Delta m}{m} \omega_c, \quad (1)$$

где  $\Delta\omega_{1/2}$  — полуширина резонансной кривой набора энергии ионом;  $\omega_c$  — циклотронная частота, прямо пропорциональная напряженности продольного магнитного поля  $B_z$ .

Отсюда ясно, что для увеличения разрешения по массам необходимо использовать большие магнитные поля, в результате чего ларморовский радиус целевых ионов даже при допустимо максимальной их энергии (с точки зрения возможности нежелательного распыления вещества на коллекторе) может оказаться меньше критического значения, определяемого конструктивными соображениями при изготовлении отборника. Известно, что передний экран и пластины должны охлаждаться и не могут иметь очень малые размеры или быть очень тонкими. В то же время оптимальное расстояние между пластинами коллектора  $d$ , которое составляет порядка двух ларморовских радиусов нагретых ионов  $R_{LH}$  (рис. 2), уменьшается с увеличением напряженности магнитного поля. По этой причине при больших магнитных полях увеличивается доля вещества, теряемая на экранах. Кроме того, при больших магнитных полях уменьшение продольного размера зоны осаждения вещества в силу малого шага спирали ионов  $L$  (как показано на рис. 2,  $L \approx V_z T_c$ , где  $V_z$  — средняя продольная скорость ионов;  $T_c$  — период циклотронного вращения, который обратно пропорционален магнитному полю) может приводить к локальным тепловым перегрузкам, а также быстрому накоплению вещества на передней кромке отборной пластины. Последнее будет весьма неблагоприятно сказываться на процессе отбора.

Для снижения нежелательных эффектов, связанных с отмеченными выше обстоятельствами, и повышения эффективности работы устройства предложено [7,8] располагать коллектор в области уменьшенного магнитного поля в приторцевой зоне ИЦР установки. В этом случае электромагнитные силы в промежуточной зоне спадающего поля приводят к перекачке поперечной энергии

ионов в продольную, причем ларморовский радиус частиц увеличивается в силу сохранения адиабатического инварианта. Это позволяет увеличить расстояние между пластинами коллектора, увеличить размеры экранов и тем самым обеспечить возможность изготовления охлаждаемых пластин коллектора и передних экранов оптимальных размеров.

Ускоренные в поперечном направлении ионы целевого компонента приобретают в этом процессе существенно более высокую продольную энергию, чем слабонагретая составляющая. Это выражается в том, что шаг спирали винтовой траектории горячих ионов становится существенно больше соответствующей величины для холодных. Это способствует преимущественному осаждению нецелевой составляющей в начале отборной пластины, а горячей на значительно большем протяжении, что приводит к дополнительному продольному разделению на отборной пластине. Кроме того, в данном случае имеет место более равномерное осаждение вещества вдоль длины коллектора, что обеспечивает возможность проведения более длительного цикла напыления вещества без остановки процесса разделения.

Рассмотрим геометрию магнитного поля, изменяющегося только в двух направлениях (рис. 2,  $z$  — направление вдоль потока плазмы,  $y$  — поперечная к плоскости пластин координата). Разместим отборник в виде плоских пластин сразу за зоной спадающего магнитного поля в области ослабленного однородного поля. В отличие от [7,8] предпримем попытку рассмотреть влияние переднего экрана, действие отталкивающего потенциала коллектора, а также изменение плотности плазмы в осевом направлении. Предположение о постоянстве магнитного поля в зоне коллектора позволяет использовать методику, разработанную ранее для расчета процесса разделения изотопов лития [9–11] применительно к случаю обычного расположения коллектора. Суть этого метода, подробно изложенного в [10,11], заключается в определении потока изотопных компонентов посредством интегрирования „плотности потока“ по дозволению диапазону поперечных и продольных скоростей ионов ( $V_\perp, V_z$ ) и допустимым значениям координат их ведущих центров  $y_0$  перед отборной пластиной с учетом известной функции распределения по скоростям  $f(V_\perp, V_z)$

$$j = \int f \omega_c V_\perp dV_\perp dV_z dy_0. \quad (2)$$

Выполнить расчеты применительно к разделению изотопной смеси  ${}^6\text{Li}$ – ${}^7\text{Li}$ . Расположим коллектор в зоне однородного ослабленного поля с магнитной индукцией  $B_1$ . Для создания такой конфигурации магнитного поля на конце магнитной системы необходимо использование специальных магнитных катушек. Введем величину коэффициента ослабления поля  $R = B_0/B_1$ , где  $B_0$  — магнитная индукция в зоне нагрева. Если этот параметр не сильно отличается от единицы, то практическая реализация магнитной системы облегчается. В качестве исходных параметров смеси  ${}^6\text{Li}$ – ${}^7\text{Li}$  примем,

что поперечная и продольная энергии ионов 6-го и 7-го изотопов после прохождения зоны селективного ускорения целевого изотопа  ${}^6\text{Li}$  равны [11]  ${}^6W_{\perp 0} = 40 \text{ eV}$ ,  ${}^6W_{\parallel 0} = 10 \text{ eV}$ ,  ${}^7W_{\perp 0} = 5 \text{ eV}$ ,  ${}^7W_{\parallel 0} = 10 \text{ eV}$ .

Конечную энергию ионов в силу сохранения адиабатического инварианта [12] можно определить из соотношений

$${}^6W_{\perp} = {}^6W_{\perp 0}/R, \quad {}^6W_{\parallel} = ({}^6W_{\perp 0} + {}^6W_{\parallel 0}) - {}^6W_{\perp},$$

$${}^7W_{\perp} = {}^7W_{\perp 0}/R, \quad {}^7W_{\parallel} = ({}^7W_{\perp 0} + {}^7W_{\parallel 0}) - {}^7W_{\perp}.$$

Положим величину коэффициента  $R = 1.2$ . Тогда в результате получим для энергий ионов в зоне ослабленного магнитного поля  ${}^6W_{\perp} \cong 33 \text{ eV}$ ,  ${}^6W_{\parallel} \cong 17 \text{ eV}$ ,  ${}^7W_{\perp} \cong 4 \text{ eV}$ ,  ${}^7W_{\parallel} \cong 11 \text{ eV}$ .

Эти величины будем в дальнейшем отождествлять с эффективными температурами компонент.

Выполним сначала оценки зависимости потоков ионов на отдельную коллекторную пластину и концентрации целевого изотопа ( ${}^6\text{Li}$ ) от продольной координаты в отсутствие отталкивающего потенциала. Будем, следуя [9], пренебрегать возмущениями электростатического поля в плазме, вызванными отбором ионов на коллектор. Предположим, что функция распределения ионов по поперечным скоростям являются максвелловскими с различными эффективными температурами  $T_{\perp 6}$  и  $T_{\perp 7}$  для 6-го и 7-го изотопа лития соответственно. Допустим, сначала, что „продольные“ функции распределения по форме являются „сдвинутыми полу-максвелловскими“. При этом отсутствуют частицы, двигающиеся в обратном направлении к источнику плазмы. Тогда с учетом нормировки получим для полной функции распределения частиц любого сорта  $K$

$$F_K = 2n_K(m_K/2\pi kT_{\perp K})(m_K/2\pi kT_{\parallel K})^{1/2} \times \exp\left(-\frac{m_K}{2k}\left(\frac{V_{\perp}^2}{T_{\perp K}} + \frac{(V_z - V_{0K})^2}{T_{\parallel K}}\right)\right),$$

где  $V_z \geq V_{0K}$ ;  $n_K$  — плотность частиц;  $m_K$  — их масса;  $V_{0K}$  — добавка к продольной компоненте скорости, обусловленная перекачкой поперечной энергии в продольную.

При этом функция распределения по продольным скоростям равна

$$f_K(V_z) = 2\left(\frac{m_K}{2kT_{\parallel K}}\right)^{1/2} \times \exp\left(-\frac{m_K(V_z - V_{0K})^2}{2kT_{\parallel K}}\right) \quad \text{при } V_z \geq V_{0K},$$

$$f_K(V_z) = 0 \quad \text{при } V_z < V_{0K}. \quad (3)$$

Введем концентрацию компонента первого сорта как отношение числовой плотности компонента первого сорта  $n_1$  к полной плотности смеси ( $n_1 + n_2$ ). Тогда концентрацию  $C$  вещества, выделившегося на коллекторе, можно определить из соотношения

$$\frac{C}{1-C} = \frac{C_f J_6}{(1-C_f)J_7} (T_{\perp 6}m_7/T_{\perp 7}m_6)^{1/2}, \quad (4)$$

где  $C_f$  — концентрация в потоке перед отборником,  $J_K = j_K/j_0$  — величины безразмерных поперечных потоков ионов на коллектор,  $j_0 = 2n_K(2kT_{\perp K}/m_K)^{1/2}\pi^{-3/2}$ .

В формуле для  $j_0$  величины  $n_K$  представляют собой числовые плотности компонентов в области перед отборником, которые могут не совпадать с соответствующими величинами перед зоной ослабления магнитного поля  $n_{K0}$ . Учтем, что полный продольный поток частиц постоянен вдоль оси системы. При этом плотность ионов в области за зоной ускорения должна уменьшиться как в силу увеличения сечения плазменного шнура, связанного с уменьшением магнитной индукции, так и в силу большой средней скорости продольного потока. Тогда изменение плотности ионов описывается выражениями

$$n_6 = n_{60} \frac{1}{a_6 R}, \quad n_7 = n_{70} \frac{1}{a_7 R}, \quad (5)$$

где

$$a_6 = a_{60}(1 + (a_{60} - 1)\sqrt{\pi}), \quad a_7 = a_{70}(1 + (a_{70} - 1)\sqrt{\pi}),$$

$$a_{60} = \sqrt{\frac{T_{\parallel i6}}{T_{\parallel 60}}}; \quad a_{70} = \sqrt{\frac{T_{\parallel i7}}{T_{\parallel 70}}}.$$

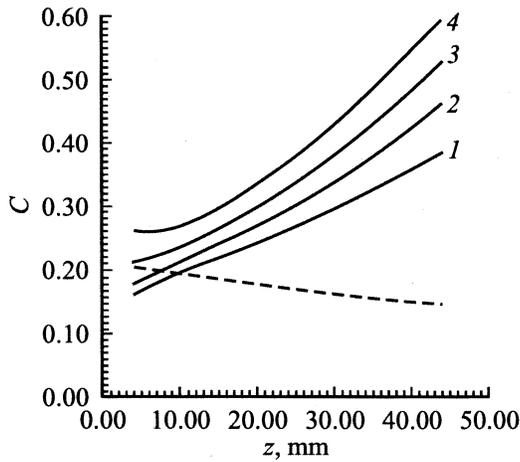
Концентрация целевого изотопа в потоке перед отборником  $C_f$  равна

$$C_f = \frac{C_0}{C_0 + (1 - C_0) \frac{a_6}{a_7}},$$

где  $C_0$  — концентрация в исходном продукте.

Выражение для  $J_K$ , согласно [10], принимает вид

$$J_K = \int_{2X_K^*}^{\infty} dX \left[ \int_{A_1}^{A_2} 2a_K^* \text{ctg}(b_K z/X) D_K Y T(X, Y) dY + \int_{A_2}^{\infty} (Y - a_K^* + a_K^* \text{ctg}(b_K z/X) D_K) Y T(X, Y) dY \right] + \int_{X_K^*}^{2X_K^*} \int_{A_2}^{\infty} [Y - a_K^* + a_K^* \text{ctg}(b_K z/X) D_K] Y T(X, Y) dY, \quad (6)$$



**Рис. 3.** Зависимости мольно-долевой концентрации  ${}^6\text{Li}$  ( $C(z)$ ) от координаты  $z$  в случае сдвинутой полуакселлеровской функции распределения по продольным скоростям.

где

$$a_K^* = \frac{a\omega_{cK}}{2}(m_K/2kT_{\parallel K})^{1/2};$$

$$D_K = (Y^2 \sin^2(b_K z/X)/a_K^{*2} - 1)^{1/2};$$

$$A_1 = a_K^*/\sin(b_K z/X); \quad A_2 = a_K^*/\sin^2(b_K z/X);$$

$$X = V_z/(2kT_{\parallel K}/m_K)^{1/2};$$

$$X_K^* = (\omega_{cK}z/2000\pi)(m_K/2kT_{\parallel K})^{1/2};$$

$$Y = V_{\perp}/(2kT_{\perp K}/m_K)^{1/2};$$

$$b_K = X_K^*\pi/z; \quad T(X, Y) = \exp(-(X - X_{0K})^2 + Y^2);$$

$a$  — высота переднего экрана;  $\omega_{cK}$  — циклотронная частота ионов  $K$ -го сорта;  $z$  — продольная координата, измеряемая в mm;  $X_{0K} = a_{0K} - 1$ .

Используя (3)–(6) и проводя численное интегрирование по всем дозволённым скоростям и координатам ведущего центра частиц в зоне переднего экрана, получим зависимости концентрации целевого изотопа от координаты  $z$  в mm, которая отсчитывается от передней кромки отборной пластины. На рис. 3 (кривые 1–4) показаны зависимости концентрации изотопа  ${}^6\text{Li}$  ( $C$ ) от координаты  $z$  в случае высот переднего экрана  $a = 0, 1, 2$  и 3 mm. Штриховая кривая показывает зависимость концентрации от  $z$  в случае  $R = B_0/B_1 = 1$  и  $a = 0$ . Как следует из полученных результатов, расположение коллектора в зоне уменьшенного магнитного поля существенно увеличивает степень разделения. Кроме того, как видно, перекачка поперечной энергии ионов в продольную позволяет существенно расширить область выделения продукта на пластинах коллектора, что должно ослабить

тепловые перегрузки коллектора и уменьшить скорость роста толщины продукта, напыленного на передний край отборной пластины.

Оценим разделительную способность, приходящуюся на единицу площади коллекторной пластины [7],

$$\delta U_0 = \tau_0 \frac{(\alpha - 1)}{\alpha + 1} \ln \alpha, \quad (7)$$

где  $\tau_0$  — поток, приходящийся на единицу площади пластины коллектора;

$$\alpha = \frac{C/(1 - C)}{C_0/(1 - C_0)}$$

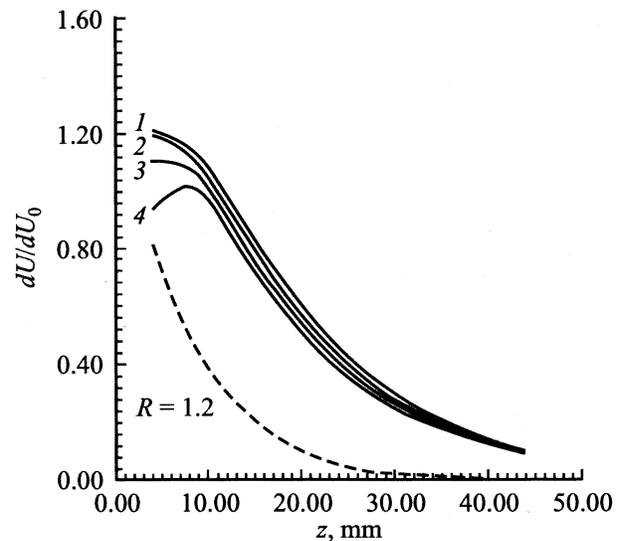
— коэффициент разделения смеси по отношению к исходному составу.

На рис. 4 сплошные кривые 1–4 отвечают зависимостям безразмерной разделительной способности

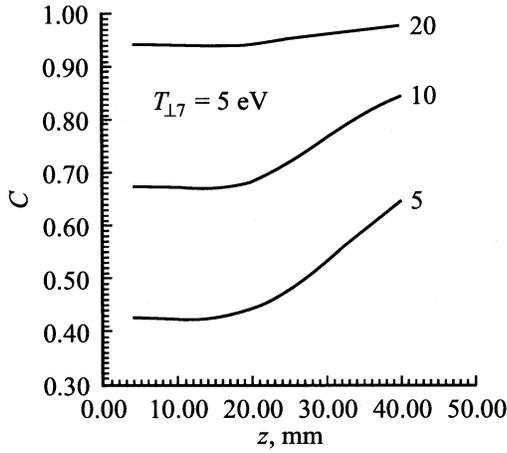
$$\delta U_0 / ((n_{60} + n_{70})(2kT_{\perp 6}/m_6)^{1/2}/4\pi) \quad (8)$$

от координаты  $z$  для высоты переднего экрана  $a = 0, 1, 2$  и 3 mm соответственно. Штриховая кривая показывает зависимость разделительной способности от  $z$  в случае  $R = B_0/B_1 = 1$  и  $a = 0$ . Наблюдается существенное увеличение разделительной способности, связанное с использованием зоны ослабленного поля. Отметим, что с увеличением высоты экрана разделительная способность для всех  $z$  уменьшается.

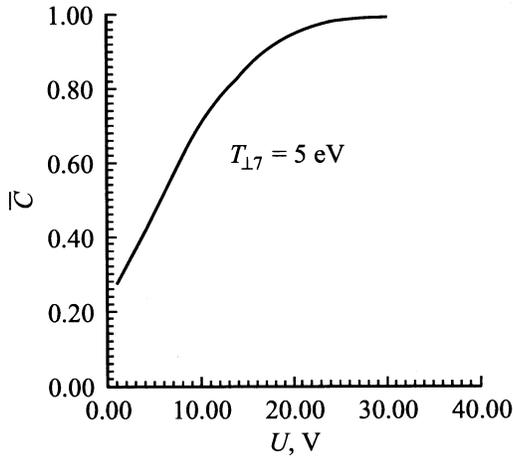
Оценим теперь влияние подускорения ионов в случае, когда на пластину коллектора подан положительный отталкивающий потенциал  $U$ . В этом случае в отсутствие переднего экрана выражение для потока  $J_K$  принимает



**Рис. 4.** Зависимость безразмерной разделительной способности от координаты  $z$  для различных полувысот переднего экрана:  $a = 0, 1, 2$  и 3 mm (1–4 соответственно).



**Рис. 5.** Зависимости концентрации напыленного на пластину продукта от координаты  $z$  для различных отталкивающих потенциалов  $U$ . Значения  $U$  в В указаны у кривых.



**Рис. 6.** Зависимость средней на длине 30 mm концентрации  $\bar{C}$  от эффективного потенциала  $U$ .

вид

$$J_K = \int_{2X_K^*}^{\infty} dX \left[ \int_{A_1}^{A_2} 2Y(Y^2 - U_K^*)^{1/2} T(X, Y) dY + \int_{A_2}^{\infty} [(Y^2 - U_K^*)^{1/2} + Y \cos(\alpha_K/2)] Y T(X, Y) dY \right] + \int_{X_K^*}^{2X_K^*} dX \int_{A_2}^{\infty} [(Y^2 - U_K^*)^{1/2} + Y \cos(\alpha_K/2)] Y T(X, Y) dY, \quad (9)$$

где  $\alpha_K = b_K z / X$ ,  $U_K^* = eU / kT_{\perp K}$ , а  $A_1$  и  $A_2$  в отличие от (6) определяются выражениями

$$A_1 = (U_K^*)^{1/2}, \quad A_2 = (U_K^*)^{1/2} / \sin(\alpha_K/2).$$

На рис. 5 показаны зависимости концентрации напыленного на пластину продукта от продольной координаты для различных отталкивающих потенциалов  $U$ . Как следует из полученных результатов степень разделения довольно быстро увеличивается с величиной отталкивающего потенциала коллекторной пластины и продольной координатой  $z$ . На рис. 6 показана зависимость средней на длине 30 mm концентрации  $\bar{C}$  от отталкивающего потенциала  $U = 30$  В.

В заключение оценим влияние формы функции распределения на разделительные характеристики коллектора нагретых частиц в отсутствие отталкивающего потенциала. Выше мы предполагали, что распределение по продольным скоростям носит характер сдвинутой максвелловской функции (уравнение (3)). Ниже предполагается, что функция распределения по продольным скоростям имеет модельную форму

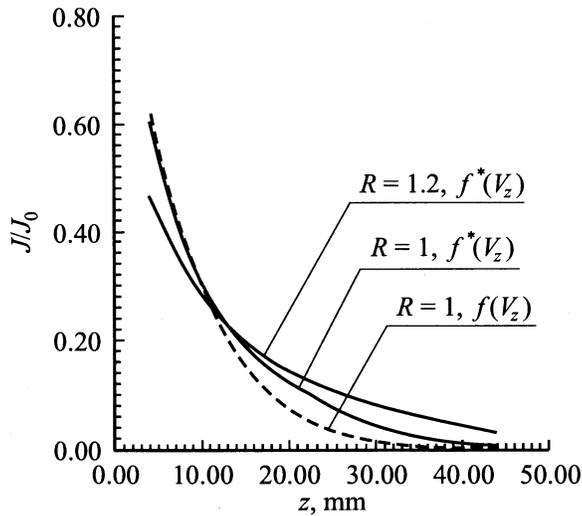
$$f_K^*(V_z) = \frac{m}{kT_{\parallel K}} V_z \exp\left(-\left(\frac{mV_z^2}{kT_{\parallel K}}\right)\right). \quad (10)$$

Характерной ее особенностью является в отличие от функции (3) наличие частиц с малыми продольными скоростями. В этом случае выражение для  $J_K$  принимает вид

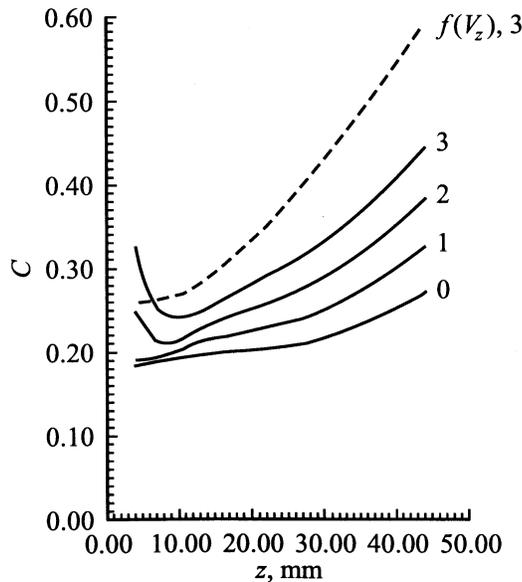
$$J_K = \int_{2X_K^*}^{\infty} \sqrt{\pi} X dX \left[ \int_{A_1}^{A_2} 2a_K^* \operatorname{ctg}(b_K z / X) D_K Y T(X, Y) dY + \int_{A_2}^{\infty} (Y - a_K^* + a_K^* \operatorname{ctg}(b_K z / X) D_K) Y T(X, Y) dY \right] + \int_{X_K^*}^{2X_K^*} \sqrt{\pi} X dX \int_{A_2}^{\infty} [Y - a_K^* + a_K^* \operatorname{ctg}(b_K z / X) D_K] Y T(X, Y) dY.$$

На рис. 7 показаны зависимости безразмерного потока ионов  ${}^6\text{Li}$  на пластины коллектора в зависимости от координаты  $z$  для случая коэффициентов ослабления поля  $R = 1$  и  $R = 1.2$  в отсутствие переднего экрана (сплошные кривые). Штриховой кривой показана аналогичная зависимость в случае функции распределения (3). Во-первых, как и следовало ожидать, наличие зоны ускорения приводит к расширению продольного размера зоны напыления. Во-вторых, функция распределения (10), предполагающая наличие в плазменном потоке частиц с малыми скоростями, приводит к несколько более благоприятному распределению напыления вещества по длине отборной пластины.

На рис. 8 сплошными линиями показаны зависимости концентрации ( $C$ ) изотопа  ${}^6\text{Li}$  от продольной координаты в случае  $R = 1.2$  и различных значений высоты переднего экрана  $a$ . Штриховой кривой показана анало-



**Рис. 7.** Зависимость безразмерного потока ионов  ${}^6\text{Li}$  ( $j/j_0$ ) на пластину коллектора от продольной координаты  $z$  для различных функций распределения ионов по продольным скоростям и  $R = 1, 1.2$  при  $a = 0$ .



**Рис. 8.** Зависимости концентрации  ${}^6\text{Li}$  от координаты  $z$  в случае  $a = 0, 1, 2$  и  $3$  мм ( $1-4$  соответственно) в случае модельной функции распределения по продольным скоростям  $f^*(V_z)$ . Штриховая — функция распределения  $f(V_z)$  (см. (3)). Цифры у кривых — значения  $a$ .

гичная зависимость при  $a = 3$  мм для случая функции распределения (3). В отличие от распределения (3) на малых расстояниях  $z$  от края пластины концентрация увеличивается с ростом высоты переднего экрана. Отмеченное обстоятельство связано с уменьшением поперечного потока целевого компонента на отборную пластину вблизи экрана в случае модельной функции распределения (10).

## Заключение

Выполнены расчеты разделительных характеристик коллектора нагретых ионов при расположении его в зоне ослабленного магнитного поля ИЦР установки. Показано, что продольное ускорение поперечно нагретых частиц в зоне неоднородного магнитного поля должно приводить к увеличению степени разделения, разделительной способности, а также расширению области выделения продукта на пластинах коллектора. Последнее должно ослабить тепловые перегрузки коллектора и уменьшить скорость роста толщины напыленного на передний край отборной пластины продукта, способствуя увеличению периода функционирования установки без замены коллектора.

Изучены зависимости концентрации напыленного на пластину продукта от продольной координаты для различных отгаливающих потенциалов  $U$ . Показано, что использование отгаливающего потенциала эффективно при наработке продукта с высокой концентрацией целевого изотопа. Оценено влияние характера распределения частиц по продольным скоростям на разделительные свойства коллектора.

Авторы признательны Ю.А. Муромкину за полезные замечания.

## Список литературы

- [1] Kuzmin R.N., Bondarenko V.G., Tchesnocov V.M. // Synthesis and Applications of Isotopically Labelled Compounds. 2001. Vol. 7. P. 10–12.
- [2] Аббакумов Е.И., Баженов В.А., Вербин Ю.В. и др. // Атомная энергия. 1989. Т. 67. Вып. 4. С. 255–257.
- [3] Аскарьян Г.А., Намиот В.А., Рухадзе А.А. // Письма в ЖТФ. 1975. Вып. 1. С. 820–823.
- [4] Dawson J.M., Kim H.C., Arnush D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. P. 1547–1550.
- [5] La Fontaine A.C., Louvet P. // Compte rendu des Journees sur les Isotopes Stables. Saclay (France), 1993. P. 332–336.
- [6] Карчевский А.И., Лазько В.С., Муромкин Ю.А., Мячиков А.И., Пашковский В.Г., Устинов А.Л., Чепкасов А.В. // Препринт ИАЭ. М., 1990. № 5239/7. 16 с. Карчевский А.И., Лазько В.С., Муромкин Ю.А., Мячиков А.И., Пашковский В.Г., Устинов А.Л., Чепкасов А.В. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. С. 411–415.
- [7] Карчевский А.И., Потанин Е.П. // 3-я Всероссийская научн. конф. „Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул“, Звенигород, 1997. С. 84–87.
- [8] Карчевский А.И., Потанин Е.П. // Физика плазмы. 1999. Т. 215. С. 301–304.
- [9] Устинов А.Л. Препринт ИАЭ. М., 1991. № 5354/6. 31 с.
- [10] Карчевский А.И., Потанин Е.П. // Физика плазмы 1995. Т. 21. С. 416–421.
- [11] Карчевский А.И., Потанин Е.П. // Физика плазмы 1996. Т. 22. С. 1146–1150.
- [12] Синельников К.Д., Руткевич Б.Н. Лекции по физике плазмы. Изд-во Харьковского университета, 1964. С. 62.