

01;04

Расчет функции распределения ионов по поперечным скоростям в условиях ИЦР нагрева

© 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 20 октября 2003 г.)

Применительно к плазменному методу разделения изотопов, основанному на ионно-циклотронном резонансном нагреве ионов, рассчитываются функции распределения ионов по поперечным скоростям и доля частиц η , нагретых выше определенной энергии W_1 , в предположении неравновесного распределения ионов по продольным скоростям в плазменном источнике. Показывается, что при высоких уровнях нагрева усредненная функция распределения ионов по поперечным скоростям становится существенно неравновесной и наблюдается наличие двух максимумов. Представлены результаты расчета эффективности нагрева ионов η для $W_1 = 40$ eV и различных значений параметра p , характеризующего отношение длины волны электрического поля антенны λ и протяженности зоны нагрева L . Определена относительная роль времени пролета и доплеровского уширения.

Введение

ИЦР метод разделения изотопов основан на селективном резонансном циклотронном нагреве ионов целевого изотопа во взаимно перпендикулярных переменном электрическом и постоянном магнитном полях [1–6]. Как известно, стабильные изотопы в настоящее время получают электромагнитным методом [7] и с помощью каскадов газовых центрифуг [8]. В каскадах газовых центрифуг могут быть разделены изотопы только тех элементов, которые имеют газообразные соединения с достаточной упругостью паров при комнатной температуре. Электромагнитный метод хорошо разработан, однако используется для получения лишь относительно небольших количеств целевого продукта. Сложность создания значительных ионных токов в электромагнитном сепараторе связана с ограничением на плотность ионов в пучке из-за электростатического отталкивания одноименно заряженных частиц. В этой связи плазменный метод, основанный на селективном ионно-циклотронном резонансном (ИЦР) нагреве ионов целевого компонента, по-видимому, 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.

Расчеты функций распределения ионов по поперечным скоростям

Важными элементами ИЦР разделительной системы являются источник плазмы, который создает поток с некоторым распределением ионов по поперечным и продольным скоростям, и ВЧ антенна, генерирующая электромагнитные поля в зоне ИЦР нагрева. В ре-

зультате прохождения плазмы через зону ИЦР нагрева распределение по поперечным скоростям претерпевает заметное изменение. В ряде ИЦР устройств (например, в [3]) используют индукционные антенны, представляющие собой скрученные многофазные цилиндрические спирали — так называемые спиральные или винтовые антенны. В случае четырехфазной антенны со сдвигом тока в каждой последующей фазе на угол $\pi/2$ представим переменное электрическое поле внутри объема цилиндрической зоны нагрева 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, E — амплитуда колебаний электрического поля, φ — начальная фаза.

Отметим, что если пренебречь обратным влиянием движения частиц плазмы на вакуумное поле антенны (случай относительно небольших плотностей плазмы), то соотношения (1), (2) приближенно описывают греющее электрическое поле в плазме на радиусах $r \leq R/2$, где R — радиус антенны [9].

Уравнения движения однозарядных ионов с массой m и зарядом e в поле волны (1), (2), в которой электрическое поле вращается с угловой скоростью ω в направлении вращения ионов в продольном магнитном поле B_z , в проекциях на оси декартовой системы координат можно записать в виде

$$m \frac{dV_x}{dt} = eE \cos(\omega t - KV_z t) + eV_y B_z, \quad (3)$$

$$m \frac{dV_y}{dt} = -eE \sin(\omega t - KV_z t) - eV_x B_z, \quad (4)$$

где V_x , V_y и V_z — поперечные компоненты скоростей и продольная скорость ионов соответственно.

Введем модуль поперечной скорости ионов $V_{\perp} = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$. Нашей целью является рассмотрение ИЦР нагрева потока ионов с некоторыми начальными продольным и поперечным распределениями по скоростям и определение функции распределения ионов по поперечным скоростям на выходе из зоны нагрева конечной длины L . Будем считать, что в начале зоны ИЦР нагрева функция распределения по поперечным скоростям является максвелловской

$$f_{\perp 0}(V_{\perp}) = \left(\frac{m}{2\pi k T_{0\perp}} \right) \exp \left(-\frac{m}{2k T_{0\perp}} (V_x^2 + V_y^2) \right). \quad (5)$$

На первом этапе воспользуемся результатами работы [9] для поперечной функции распределения на выходе из зоны нагрева в случае пучка ионов с одинаковой продольной скоростью V_z и начальным максвелловским распределением по поперечным скоростям (5)

$$f_{\perp}(V_{\perp}) = \left(\frac{m}{2\pi k T_{0\perp}} \right) \times \exp \left(-\frac{m}{2k T_{0\perp}} (V_{\perp}^2 + V_0^2) \right) I_0 \left(\frac{m V_0 V_{\perp}}{k T_{0\perp}} \right), \quad (6)$$

где k — постоянная Больцмана, $T_{\perp 0}$ — начальная поперечная температура ионной компоненты, I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Величина V_0 в режиме нагрева, когда поперечная энергия ионов значительно превышает исходную тепловую, выражается формулой

$$V_0 \cong \frac{2E\omega_0}{B_z(\omega - KV_z - \omega_0)} \sin \left((\omega - KV_z - \omega_0) \frac{L}{2V_z} \right),$$

где ω_0 — циклотронная частота иона.

Функция (6) нормирована на единицу. Она оказывается зависящей как от продольной скорости ионного пучка V_z , так и от частоты нагревающего поля ω . Реальный поток, поступающий на вход зоны нагрева, представляет собой суперпозицию отдельных пучков, каждый из которых имеет свою продольную скорость V_z . Распределение по продольным скоростям обозначим $f_z(V_z)$. Тогда полная функция распределения может быть представлена в виде произведения двух функций

$$f(V_{\perp}, V_z) = f_{\perp}(V_{\perp}) f_z(V_z). \quad (7)$$

Исследуем нагрев в случае модельной продольной „немаксвелловской“ функции $f_z(V_z)$ ионов на выходе из плазменного источника, которая предполагает линейную зависимость от скорости ионов в области малых скоростей и экспоненциальный спад при больших

$$f_z(V_z) = \frac{mV_z}{kT_z} \exp \left(-\frac{mV_z^2}{2kT_z} \right), \quad (8)$$

где T_z — эффективная продольная температура.

Эту функцию будем считать не изменяющейся по длине зоны нагрева. Введем параметр $p = \lambda/L$, равный

отношению длины волны λ к длине зоны нагрева L . В случае постоянства длины зоны нагрева L изменение параметра p соответствует изменению длины волны λ , а следовательно, и волнового числа K , и наоборот, в случае постоянства λ вариация параметра p соответствует изменению длины зоны нагрева. Определим усредненную по продольным скоростям функцию распределения как

$$F(y) = \bar{f}(y) / \left(\frac{m}{2kT_{0\perp}} \right)^{1/2} = 4 \int_0^{\infty} \exp(-y^2 + y_0^2 + x^2) I_0(2y y_0) x y dx, \quad (9)$$

где введены обозначения

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

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

$$y_0 = \frac{n_E \sin \left((\Omega - \pi n_L x / p - 1) \frac{1}{n_L x} \right)}{(\Omega - \pi n_L x / p - 1)}.$$

Все расчеты выполнены для модельной бинарной изотопной смеси с массовыми числами 6 и 7. Введем безразмерный параметр n , характеризующий отстройку частоты генератора от циклотронной частоты ионов в виде $n = 2\delta\omega/kV_{z0}$, где $\delta\omega = \omega - \omega_0$, и $V_{z0} = (\pi k T_z / 2m)^{1/2}$ — средняя продольная скорость ионов. При таком определении параметра сдвига n точная настройка на максимум нагрева по средней продольной скорости соответствует параметру $n = 2$. На рис. 1–3 показаны зависимости функции распределения $F(y)$ для амплитудного

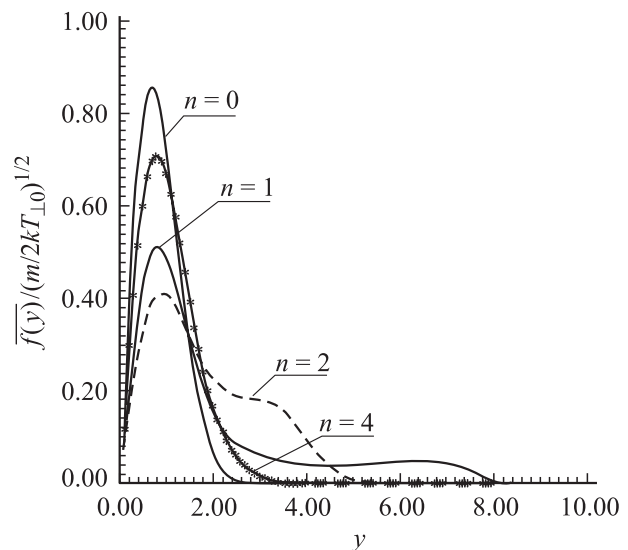


Рис. 1. Функция распределения по поперечным скоростям для различных значений параметра n при $p = 0.5$; $T_z = 10$ eV, $E = 50$ V/m.

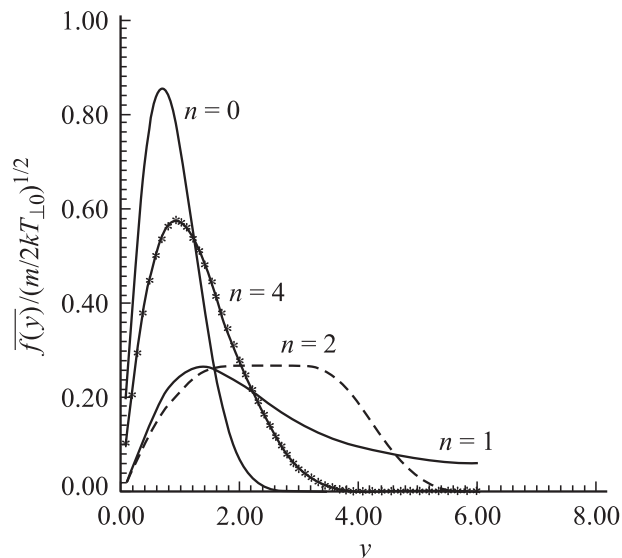


Рис. 2. Функция распределения по поперечным скоростям для различных значений параметра n при $p = 1.0$; $T_z = 10$ eV, $E = 50$ V/m.

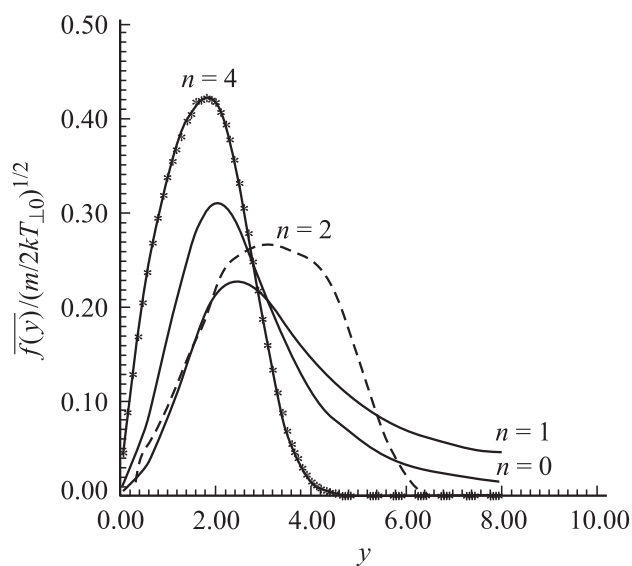


Рис. 3. Функция распределения по поперечным скоростям для различных значений параметра n при $p = 2.0$; $T_z = 10$ eV, $E = 50$ V/m.

значения напряженности переменного электрического поля $E = 50$ V/m, продольной „температуры“ ионов $T_z = 10$ eV, длины зоны нагрева $L = 0.8$ m и различных значений параметров p и n применительно отстройке от „резонанса“. Увеличение параметра p в данном случае соответствует уменьшению волнового числа K . На рис. 4 показаны зависимости функции распределения $F(y)$ для различных величин нагревающего поля E при настройке на резонанс по средней продольной скорости ионов ($\omega - \omega_0 = kV_{z0}$, $n = 2$) при $T_z = 10$ eV, $T_{\perp 0} = 5$ eV и

$p = 1$ (одноволновая антенна). Кривая 1 соответствует нулевому нагревающему полю ($E = 0$) и носит максвелловский характер. Кривые 2–4 рассчитаны для полей $E = 50, 100$ и 200 V/m соответственно. Отметим достаточно широкий спектр поперечных энергий, а также наличие двух максимумов („горбов“) в распределении при больших уровнях нагрева. Наличие немонотонности в распределении по поперечным скоростям может наряду с анизотропией нагрева явиться причиной неустойчивости. Из (5)–(7) можно получить выражение для относительной доли частиц η , нагретых до энергий выше некоторой заданной W_1 ($y_1 = \sqrt{W_1/kT_{\perp 0}}$)

$$\eta = 4 \int_0^{\infty} dx \int_{y_1}^{\infty} xy \exp(-(y^2 + y_0^2 + x^2)) I_0(2xy_0) dy. \quad (10)$$

На рис. 5 показаны результаты расчета эффективности нагрева ионов η для $W_1 = 40$ eV и различных значений параметра p , характеризующего отношение длины волны электрического поля антенны λ и протяженности зоны нагрева L и тем самым относительную роль времяпролетного и доплеровского уширений. Расчет проводился при постоянной длине зоны нагрева $L = 0.8$ m, поэтому изменения параметра p соответствовали вариации волнового числа K .

При больших значениях параметра p (большие λ , малые K) преобладает времяпролетное уширение, при малых — доплеровское. При значении параметра $p = 5$ ширина линии определяется чисто времяпролетным уширением. Штриховая кривая, построенная для случая $p = 5$, учитывает зависимость амплитуды электрического поля от волнового числа в рамках приближений, использованных в [9]. На рис. 6 показаны зависимости

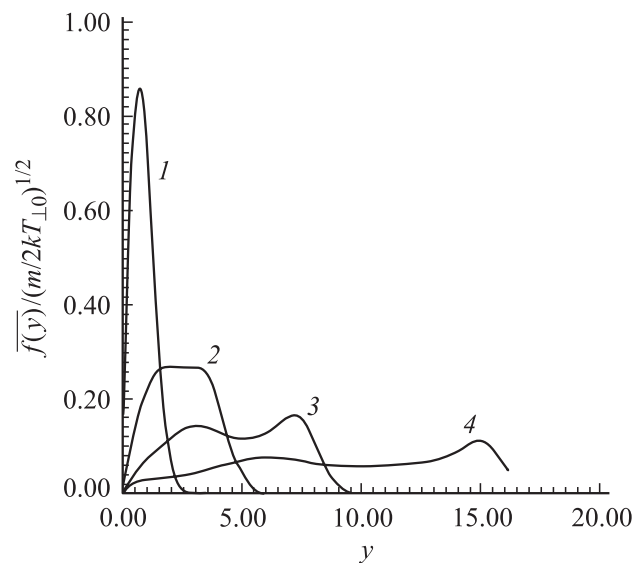


Рис. 4. Функция распределения по поперечным скоростям для различных электрических полей $E = 0$ (1), 50 (2), 100 (3), 200 V/m (4). $T_z = 10$ eV, $T_{\perp 0} = 5$ eV, $\omega - \omega_c = kV_{z0}$, $p = 1$.

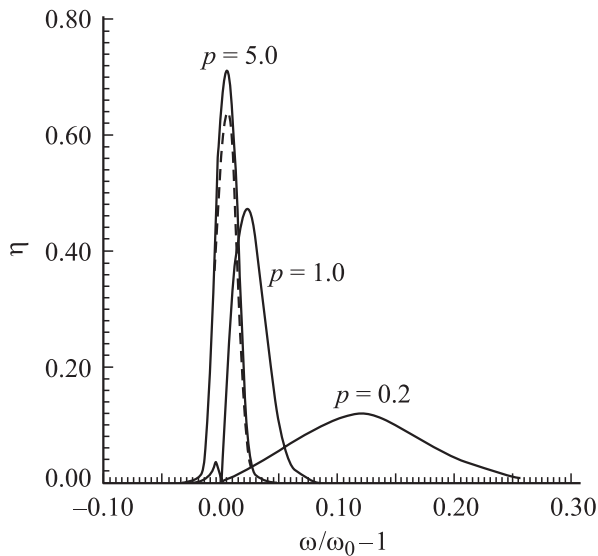


Рис. 5. Зависимость эффективности нагрева η от отстройки частоты $\omega/\omega_0 - 1$ для различных значений параметра p ($n = 2$). $E = 50$ V/m, $T_z = 10$ eV, $W_1 = 40$ eV.

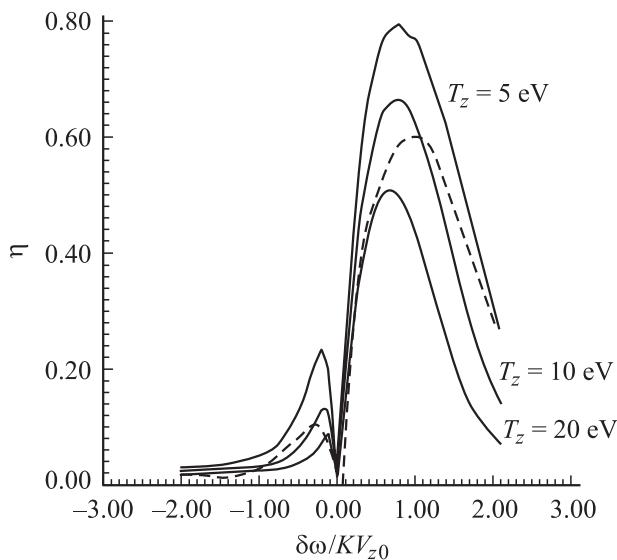


Рис. 6. Зависимость эффективности нагрева η от безразмерной отстройки $\delta\omega/KV_{z0}$ для $p = 1$ и различных продольных температур ($n = 2$). $E = 50$ V/m, $W_1 = 20$ eV.

эффективности нагрева η от безразмерной отстройки частоты от циклотронной $\delta\omega/KV_{z0}$ для одноволновой антенны ($p = 1$), $E = 50$ V/m и $W_1 = 20$ eV при различных продольных температурах. Штриховая кривая — результат расчета работы [9], соответствующий электрическому полю $E \approx 50$ V/m и „продольной“ температуре $T_z = 10$ eV.

Авторы выражают благодарность В.Г. Пашковскому за помощь в проведении расчетов.

Список литературы

- [1] Аскаръян Г.А., Намиот В.А., Рухадзе А.А. // Письма в ЖТФ. 1975. Вып. 1. С. 820–823.
- [2] Dawson J.M., Kim H.C., Arnush D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. P. 1547–1550.
- [3] Карчевский А.И., Лазыко В.С., Муромкин Ю.А. и др. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. С. 411–415.
- [4] La Fontaine A.C., Louvet P. // Compte rendu des Journees sur les Isotopes Stables. Saclay. France, 1993. P. 332–336.
- [5] Белавин М.И., Звонков А.Б., Тимофеев А.В. Патент РФ. № 1742900 от 05.07.1993.
- [6] Волосов В.И., Котельников И.А., Кузьмин С.Г. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 517–529.
- [7] Kuzmin R.N., Bondarenco V.G., Tchesnocov V.M. Synthesis and Applications of Isotopically Labelled Compounds. 2001. Vol. 7. P. 10.
- [8] Аббакумов Е.И., Баженов В.А., Вербин Ю.В. и др. // Атомная энергия. 1989. Т. 67. Вып. 4. С. 255–257.
- [9] Устинов А.Л. Препринт N 5354/6. М.: ИАЭ, 1991.