



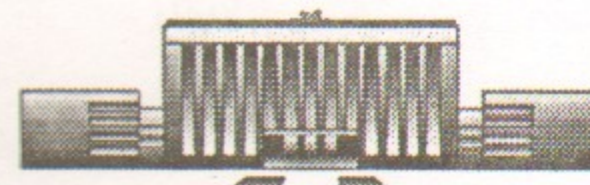
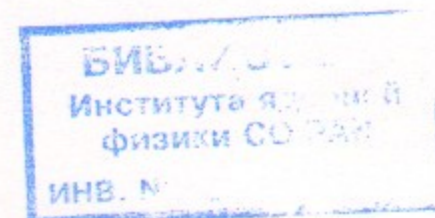
К.89
Сибирское отделение Российской Академии наук
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

С.Г. Кузьмин

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ
ПОЛЯ АНТЕННЫ НА ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ
ИЦР СЕПАРАТОРА ИЗОТОПОВ

ИЯФ 98-47

<http://www.inp.nsk.su/publications>



НОВОСИБИРСК

1998

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ АНТЕННЫ НА ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ ИЦР СЕПАРАТОРА ИЗОТОПОВ

С.Г. Кузьмин

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
630090, Новосибирск, Российская Федерация

Аннотация

Анализируется зависимость производительности ИЦР сепаратора изотопов от соотношения длины антенны и длины зоны нагрева. Вычислена аксиальная зависимость поля витковой антенны с азимутальным числом $m = 0$. Получены доли изотопов, выделяемые на выходе установки при помощи элемента с криволинейным магнитным полем (КРЭЛ) [4].

INFLUENCE OF THE AXIAL STRUCTURE OF THE ANTENNA FIELD ON THE PLASMA SEPARATION PROCESS

S.G. Kuzmin

Budker Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk, Russian Federation

Abstract

Efficiency of the plasma separation process vs. ratio of the antenna length to the heating zone length is analyzed. An axial dependence of the RF field excited by the full-turn-loop antenna with azimuthal number $m = 0$ is calculated. A ratio of quantities of different isotopes extracted at the orifice of the device by means of the curved magnetic field cell [4] is obtained.

©Budker Institute of Nuclear Physics

1. Введение

Идея разделения изотопов при помощи селективного ионно-циклотронного резонансного нагрева известна достаточно давно. В последнее время эксперименты по ИЦР разделению изотопов проводились во Франции, на установке "ERIC" [1] (Центр исследований, г. Сакле), и в России, на установке "Сирена" [2] (Курчатовский институт). Ранее, эксперименты по разделению изотопов этим методом проводились в США [3], однако их результаты не были опубликованы. Теме не менее, стало известно, что этот метод не был принят по экономическим соображениям, как основной для разделения изотопов урана.

В настоящее время используются более экономичные газодиффузионные методы разделения, однако некоторые изотопы из группы лантанидов нельзя разделить традиционными способами, поскольку их не удается эффективно перевести в газовую фазу. Потребность в таких элементах потенциально очень высока, так как, например, изотоп Gd^{157} эффективен в качестве выгорающей добавки в перспективных конструкциях реакторов деления.

Принцип ИЦР метода разделения состоит в селективном нагреве плазмы, помещенной в однородное магнитное поле. Схема сепаратора изотопов представлена на рисунке 1. Струя плазмы сложного изотопного состава проходит через зону ВЧ нагрева, где изотоп, находящийся в резонансе с греющим полем набирает энергию. После выхода из зоны нагрева струя плазмы попадает в область, где производится выделение нагретых ионов. Выделять нагретые ионы можно, например, при помощи элемента с криволинейным магнитным полем (КРЭЛ) [4]. Принцип действия КРЭЛ основан на том, что в криволинейном магнитном поле горячие ионы дрейфуют поперек поля быстрее, чем холодные. Таким образом, нагретые ионы за счет дрейфа смещаются и попадают на сборник, а холодные ионы идут в отвал. Как будет показано ниже, ионы

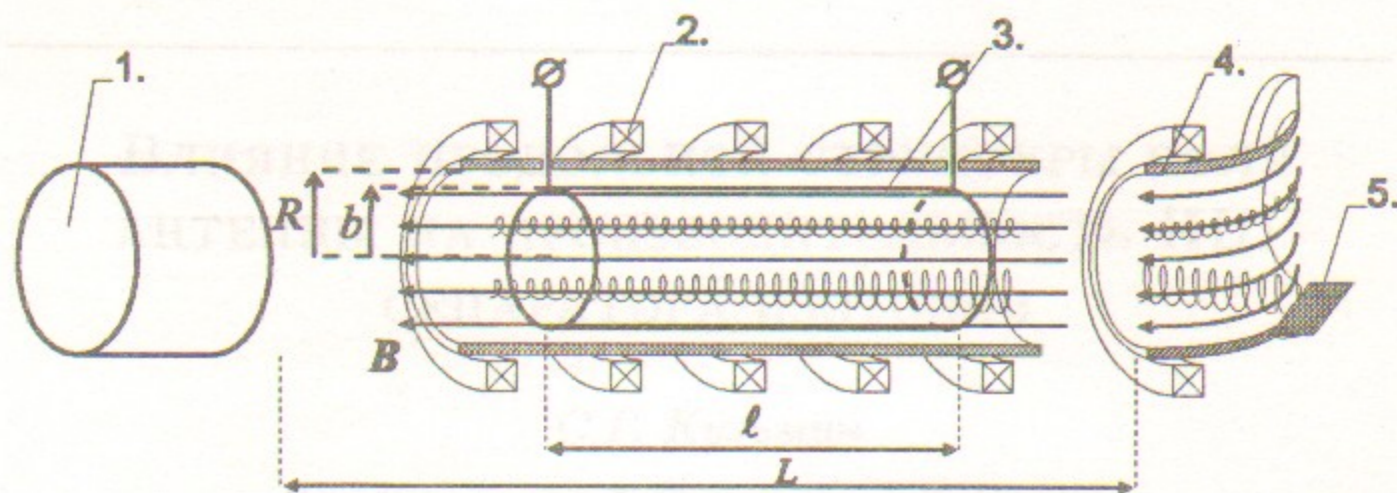


Рис. 1: Схема сепаратора изотопов: 1 — источник плазмы, 2 — катушки, создающие постоянное магнитное поле, 3 — антенна, 4 — элемент с криволинейным магнитным полем для выделения нагретых ионов, 5 — сборник для выделенного изотопа. Нагрев плазмы происходит на участке длиной L

могут нагреваться не только непосредственно под антенной, но и за ее пределами. Этот эффект может оказать существенное влияние на селективность нагрева.

Источник плазмы тяжелых элементов разработан в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера в лаборатории В.И. Волосова [5]. Отличительной особенностью этого источника является высокая плотность тока, что дает возможность создавать плазму с плотностью более 10^{12} см^{-3} . Температура создаваемой плазмы обладает анизотропией: $T_{\parallel} = 5 \text{ эВ}$, $T_{\perp} = 60 \text{ эВ}$. Этих параметров плазмы будем придерживаться в наших расчетах.

Для ИЦР сепаратора изотопов очень важен выбор антенны. В недавних экспериментах по разделению изотопов [1,2] использовалась винтовая антенна. Такая антенна обладает рядом привлекательных свойств. Так, например, она хорошо прогревает плазму на оси, также ее поле хорошо проникает в плазму. Однако, винтовые антенны по ряду причин не обладают достаточной селективностью нагрева [6]. В данной работе, как и в [7,8], исследуется нагрев плазмы сложного изотопного состава в поле витковой антенны с азимутальным числом $m = 0$. Такая антенна обладает наилучшей селективностью нагрева, поскольку ее поле обладает максимальной однородностью в продольном направлении.

Для селективности нагрева необходимо, чтобы разность циклотронных частот между изотопами была больше, чем доплеровское уширение

линии поглощения:

$$k_* v_a < \Delta\Omega, \quad \Delta\Omega \approx \Omega/A, \quad (1)$$

где k_* — характерное волновое число в спектре антенны, v_a — продольная тепловая скорость, A — массовое число изотопа. Для витковой антенны $k_* = 2\pi/\ell$, где ℓ — длина антенны. У винтовой антенны характерное волновое число можно оценить как $2\pi/\lambda$, где λ — длина шага спирали антенны. Отсюда следует, что при равной длине селективность нагрева винтовой антенны будет всегда хуже, чем у витковой антенны. Чтобы выполнить условие селективности (1) необходимо использовать длинные антенны, однако длинные волны, как было показано в [7], плохо проникают в плазму. Это приводит к тому, что зависимость ВЧ поля от продольной координаты в плазме начинает меняться при различных плотностях плазмы.

Будем придерживаться следующего плана изложения. В разд. 2 будет вычислена продольная структура поля антенны. В разд. 3 будет получена функция распределения на выходе из зоны нагрева. В разд. 4 обсудим влияние продольной структуры ВЧ поля на эффективность работы ИЦР сепаратора изотопов.

2. Поле антенны

Для генерации колебаний с азимутальным числом $m = 0$ используют витковую антенну. На практике это должен быть обыкновенный длинный соленоид. Поле такой антенны вычислялось в работах [7] и [8]. Отличительной особенностью этой антенны является то, что ее поле можно найти аналитически даже в достаточно плотной плазме. Наличие плазмы слабо влияет на профиль азимутальной составляющей поля антенны (вплоть до плотностей $n = 10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$), поэтому выражение для азимутальной компоненты поля антенны вычисляется аналитически до конца:

$$E_{\varphi} = \frac{2\pi i \omega N I_0}{c^2 \ell} \begin{cases} 2\pi b \sum_{n=1}^{\infty} P_n \exp\left(-\frac{q_n \ell}{2R}\right) \text{ch}\left(\frac{q_n z}{R}\right) + \left[1 - \frac{b^2}{R^2}\right] r, & |z| \leq \ell/2 \\ -2\pi b \sum_{n=1}^{\infty} P_n \exp\left(-\frac{q_n}{R}|z|\right) \text{sh}\left(\frac{q_n \ell}{2R}\right), & |z| > \ell/2 \end{cases} \quad (2)$$

где q_n — корни уравнения $J_1(q) = 0$ (кроме $q_0 = 0$),

$$P_n = \frac{J_1(q_n b/R) N_1(q_n) J_1(q_n r/R)}{q_n J_0(q_n)}$$

J_1 и N_1 — функции Бесселя; ℓ — длина антенны, R — радиус вакуумной камеры, b — радиус антенны, r — расстояние от оси системы, I_0 — ток в витках антенны, N — число витков (см. рис. 1). Внутри плазмы возникает также радиальное электрическое поле. Это связано с тем, что каждую половину периода ионная компонента плазмы расширяется или сжимается в силу синфазного вращения ионов по ларморовским орбитам. Профиль радиального электрического поля определяется видом тензора диэлектрической проницаемости плазмы:

$$E_r = \frac{2\omega b I_0 N}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc} \frac{k_{\parallel} \ell}{2} \frac{g}{\frac{k_{\parallel}^2 c^2}{\omega^2} - \epsilon} \left[\frac{I_1(\kappa b) K_1(\kappa R)}{I_1(\kappa R)} - K_1(\kappa b) \right] I_1(\kappa r) e^{i k_{\parallel} z} dk_{\parallel}. \quad (3)$$

Здесь ϵ и g — компоненты тензора диэлектрической проницаемости плазмы, $\kappa^2 = k_{\parallel}^2 - \omega^2/c^2$, $\text{sinc } x$ означает $\sin x/x$. При нагреве на первой гармонике тензор диэлектрической проницаемости зависит от k_{\parallel} , поскольку необходимо учитывать тепловые добавки вблизи циклотронного резонанса ионов. По этой причине интеграл в (3) аналитически вычислить не удастся. Профиль ВЧ поля, создаваемого антенной приведен на рис. 2. На этом рисунке видно, что E_r распространяется вдоль силовых линий магнитного поля за пределы антенны. В силу неоднородности поля антенны ларморовский радиус на крайних силовых линиях больше, чем на внутренних. В результате каждую четверть циклотронного периода ионная компонента плазмы расширяется или сжимается по радиусу. Колебания плотности ионов нейтрализуются перетеканием электронов вдоль силовых линий. Плазма подобна волноводу, работающему на существенно докритической частоте. Для волновода, работающего на существенно докритической частоте глубина проникновения поля в волновод оценивается из соотношения $k_{\parallel}^2 c^2 / \omega^2 = \epsilon$ (см. также знаменатель в подынтегральном выражении в (3)). Вблизи циклотронной частоты изотопа Gd^{157} мнимая часть ϵ гораздо больше вещественной и оценивается из соотношения $\text{Im}(\epsilon) \sim (\omega_{pi}/\Omega)^2 (n_a/n_i) (\omega/kv_a)$, где n_a — плотность выделяемого изотопа (более подробно см. [7]). Отсюда можно оценить длину, на которую распространяется поле E_r : $\ell_c \sim ((c/\omega_{pi}) \sqrt{(v_a/\omega)(n_i/n_a)})^{2/3} \simeq 40$ см. Поле E_{ϕ} спадает на меньшем расстоянии, порядка радиуса антенны.

Большая глубина проникновения поля E_r приводит к нежелательному эффекту “переполюсовки” греющего поля. Компонента поля $E^+ = (E_r + iE_{\phi})/\sqrt{2}$, вращающаяся в ионную сторону меняет знак вблизи края антенны (см. рис. 2б). В результате если выделяемый изотоп под антенной набирает энергию, то за пределами антенны он ее теряет. Это резко

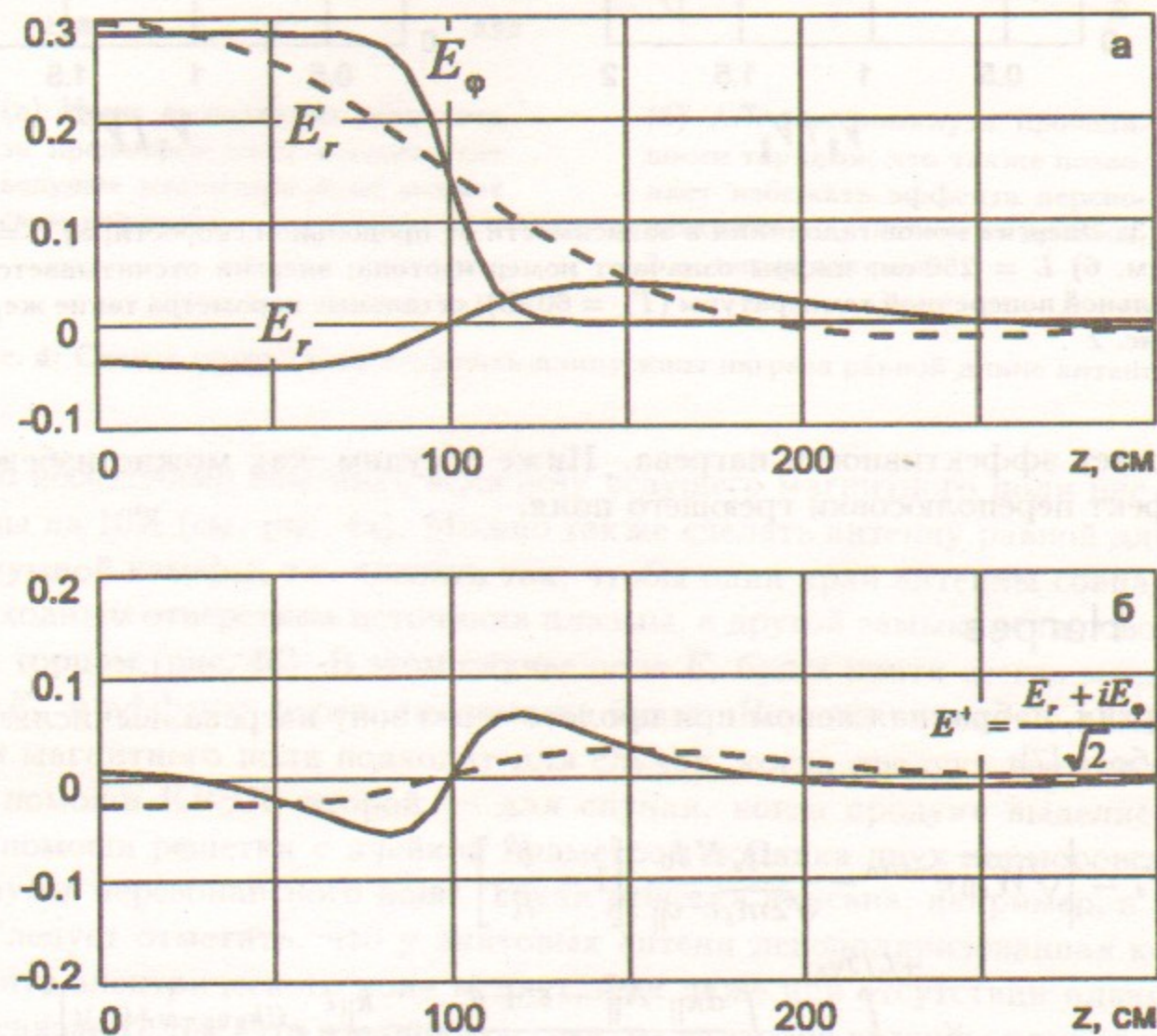


Рис. 2: Поле, создаваемое антенной в гадолиниевой плазме на частоте изотопа Gd^{157} в зависимости от z ; расчет проводился при следующих параметрах: $B = 30$ кГс, $n = 10^{12}$ см $^{-3}$, $T_{\parallel} = 5$ эВ, $\ell = 200$ см, $R = 25$ см, $b = 17.5$ см, $r = 5$ см; сплошной линией показано поле в момент времени, когда E_{ϕ} максимально; пунктиром показан профиль поля через четверть периода, когда $E_{\phi} = 0$

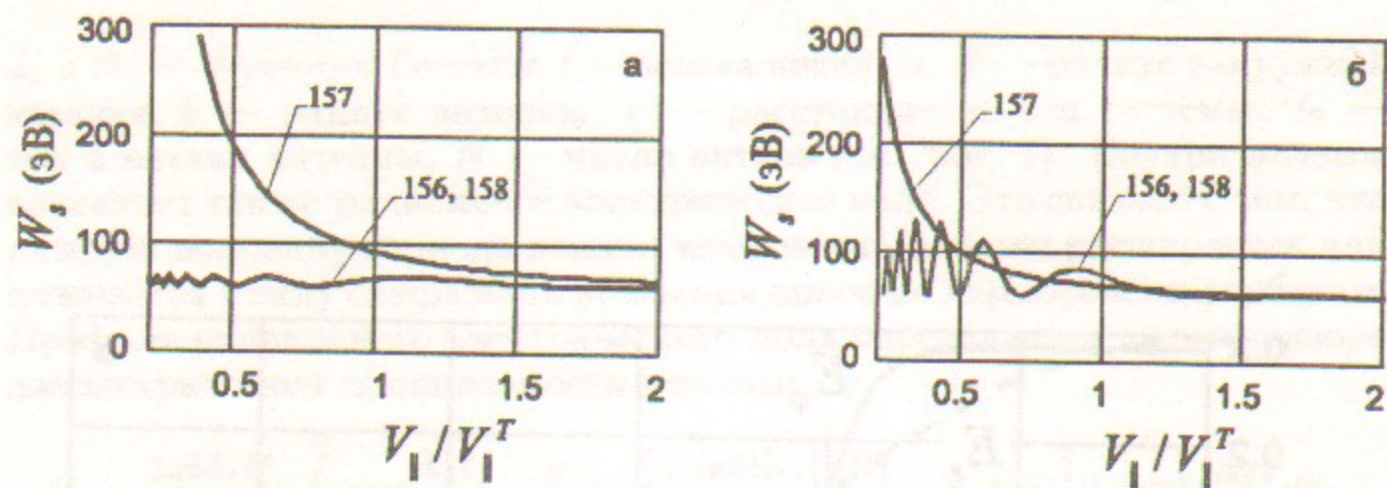


Рис. 3: Энергия ионов гадолиния в зависимости от продольной скорости; а) $L = l = 200$ см, б) $L = 250$ см; цифры означают номер изотопа; энергия отсчитывается от начальной поперечной температуры ($T_{\perp} = 60$ эВ); остальные параметра такие же, как на рис. 2

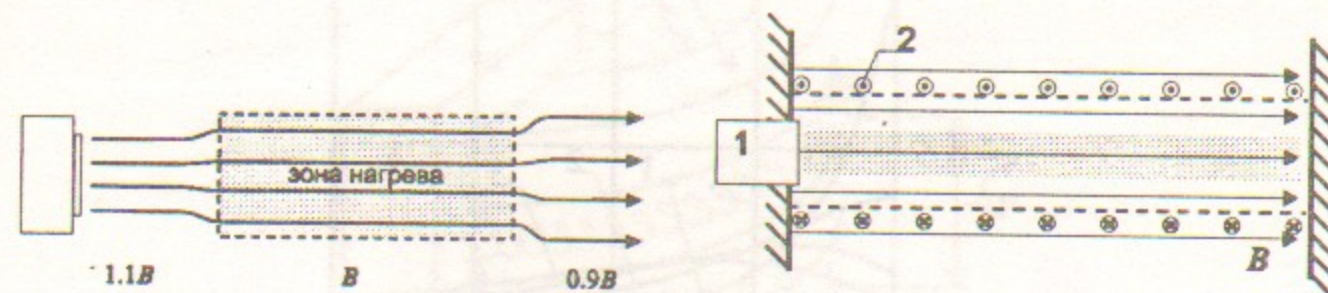
снижает эффективность нагрева. Ниже обсудим, как можно избежать эффект переполюсовки греющего поля.

3. Нагрев

Энергия, набранная ионом при пролете через зону нагрева, вычислялась в работе [7]:

$$W_s = \left| \sqrt{W_{s0}} e^{-i\alpha_0} - \frac{\pi e \Omega_s N I_0}{\sqrt{2m_s c^2 v_{\parallel}}} \left[1 - \frac{b^2}{R^2} \right] r_c \right. \\ \left. \times \int_{-L/2v_{\parallel}}^{+L/2v_{\parallel}} dt \int \frac{dk_{\parallel}}{2\pi} \frac{N_{\parallel}^2 - \varepsilon + g}{N_{\parallel}^2 - \varepsilon} \operatorname{sinc} \frac{k_{\parallel} \ell}{2} e^{i(k_{\parallel} v_{\parallel} - \omega + \Omega_s)t} \right|^2, \quad (4)$$

где W_{s0} и α_0 — начальные энергия и ларморовская фаза иона сорта s , L — длина зоны нагрева, $N_{\parallel} = k_{\parallel}^2 c^2 / \omega^2$. Из-за упомянутого эффекта “переполюсовки” набранная ионом энергия существенно зависит от длины зоны нагрева. На рис. 3 показана конечная энергия ионов гадолиния при различной длине зоны нагрева. Уже при длине зоны нагрева всего на четверть бóльшей, чем длина антенны конечная энергия ионов, а также селективность нагрева резко падают (рис. 3б). Отсюда видно, что длину зоны нагрева нужно делать равной длине антенны. Это можно сделать путем вывода ионов из резонанса за пределами антенны. Для



(а) Ионы выходят из резонанса за пределами зоны нагрева, где ведущее магнитное поле меняет свою величину

(б) Антенна замкнута проводящими торцами, что также позволяет избежать эффекта переполюсовки; 1 — источник плазмы, 2 — витки антенны

Рис. 4: Схемы, позволяющие сделать длину зоны нагрева равной длине антенны

этого необходимо изменить величину ведущего магнитного поля вне антенны на 10% (см. рис. 4а). Можно также сделать антенну равной длине вакуумной камеры, т.е. сделать так, чтобы один край антенны совпадал с выходным отверстием источника плазмы, а другой замыкался проводящим торцом (рис. 4б). В этом случае поле E_r будет почти всегда меньше чем E_{φ} и эффекта переполюсовки не будет. Первый вариант с изменением магнитного поля подходит для случая, когда продукт выделяется при помощи КРЭЛ, второй — для случая, когда продукт выделяется при помощи решетки с ячейкой диаметром порядка двух ларморовских радиусов нерезонансного иона. Такая решетка описана, например, в [1].

Следует отметить, что у винтовых антенн левополяризованная компонента электрического поля меняет знак даже при отсутствии плазмы. Это связано с тем, что в максимум спектра винтовой антенны приходится на некоторое, не равное нулю волновое число. В результате при увеличении длины антенны селективность нагрева расти не будет, так как в условие селективности (1) для такой антенны должна входить не характерная ширина спектра Δk , а среднее волновое число, которое зависит только от шага спирали.

Вычислим функцию распределения ионов сорта s на выходе из зоны нагрева. Так как переменные W_s и α являются каноническими переменными, то функция распределения постоянна вдоль фазовой траектории, т.е.:

$$f(W_s, \alpha, t) = f_0(W_{s0}, \alpha_0),$$

где $f_0(W_{s0}, \alpha_0)$ — начальная функция распределения, а начальные зна-

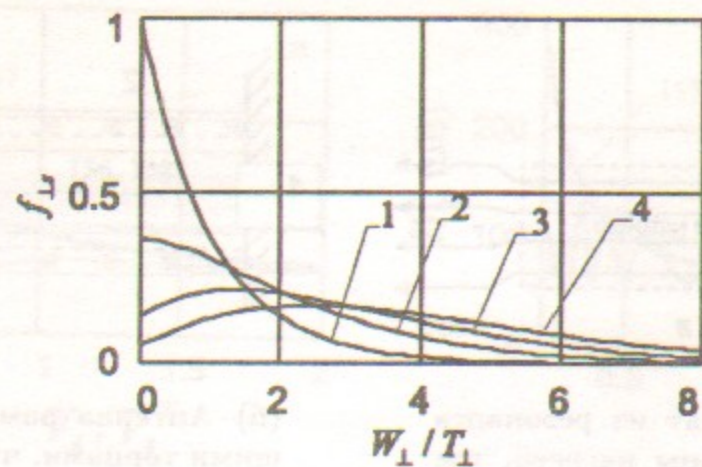


Рис. 5: Функция распределения по поперечным энергиям $f_{\perp s} = \exp(-(W_{\perp} + \Delta W_s)/(T_{\perp})) I_0(2\sqrt{W_{\perp}\Delta W_s}/T_{\perp})$; 1 — $\Delta W_s/T_{\perp} = 0$, 2 — $\Delta W_s/T_{\perp} = 1$, 3 — $\Delta W_s/T_{\perp} = 2$, 4 — $\Delta W_s/T_{\perp} = 3$

чения поперечной энергии W_{s0} и ларморовской фазы α_0 должны быть выражены через W_s и α в момент времени $t = z/v_{\parallel}$. Будем предполагать, что начальная функция распределения по поперечным скоростям является максвелловской. В этом случае функцию распределения можно вычислить аналитически:

$$f_s(v_{\parallel}, W_{\perp}) = \frac{1}{T_{\parallel}} \exp\left[-\frac{m_s v_{\parallel}^2}{T_{\parallel}}\right] \frac{1}{T_{\perp}} \exp\left[-\frac{W_{\perp} + \Delta W_s}{T_{\perp}}\right] I_0\left(2\frac{\sqrt{W_{\perp}\Delta W_s}}{T_{\perp}}\right). \quad (5)$$

Здесь ΔW_s равна энергии W_s , вычисляемой в уравнении (4) при $W_{s0} = 0$, T_{\parallel} и T_{\perp} — продольная и начальная поперечная температуры соответственно. Функция распределения по поперечным энергиям показана на рис. 5. На этом рисунке видно, что нагреваются в основном частицы, лежащие в области малых энергий. По этой причине для увеличения селективности нагрева на первой гармонике начальную поперечную температуру плазмы нужно делать как можно меньшей. Заметим, что при нагреве на второй гармонике (см. [8]) энергия, набираемая частицей пропорциональна ее начальной энергии и у функции распределения отрастают длинные "хвосты".

4. Производительность системы

Как уже говорилось, нагретые ионы предполагается выделять при помощи элемента с криволинейным магнитным полем (КРЭЛ) [4] (см. рис. 6). Известно, что в магнитном поле с кривизной γ заряженные частицы

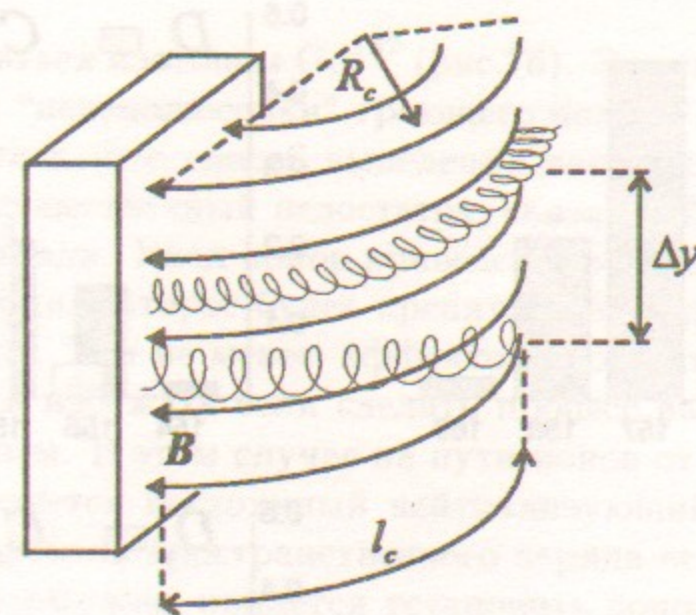


Рис. 6: Элемент с криволинейным полем для выделения нагретых ионов

дрейфуют со скоростью

$$v_d = \frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2/2}{\Omega} \left[\frac{B}{B}; \gamma \right]. \quad (6)$$

Так как на выходе из зоны нагрева $v_{\parallel} \ll v_{\perp}$, то можно приближенно записать:

$$v_d \approx \frac{W_{\perp}}{m\Omega R_c}, \quad (7)$$

где R_c — радиус кривизны магнитного поля. Отсюда видно, что смещение иона в криволинейном элементе тем больше, чем больше его поперечная энергия. Если выделение нагретых ионов производится на участке длиной l_c , то для того чтобы ион попал на сборник, необходимо, чтобы выполнялось условие:

$$\frac{W_{\perp}}{m\Omega R_c} \frac{l_c}{v_{\parallel}} > \Delta y, \quad (8)$$

где Δy — начальное расстояние иона от сборника (см. рис. 6).

Чтобы получить долю каждого изотопа, попадающего на сборник в единицу времени, нужно проинтегрировать функцию распределения (5) вместе с v_{\parallel} по области, где выполняется неравенство (8):

$$Q_s = \frac{2}{T_{\perp} v_{\parallel T}^2} \int_0^{\infty} \int_{\Delta y m \Omega v_{\parallel} R_c / l_c}^{\infty} v_{\parallel} f_s(v_{\parallel}, W_{\perp}) dW_{\perp} dv_{\parallel}. \quad (9)$$

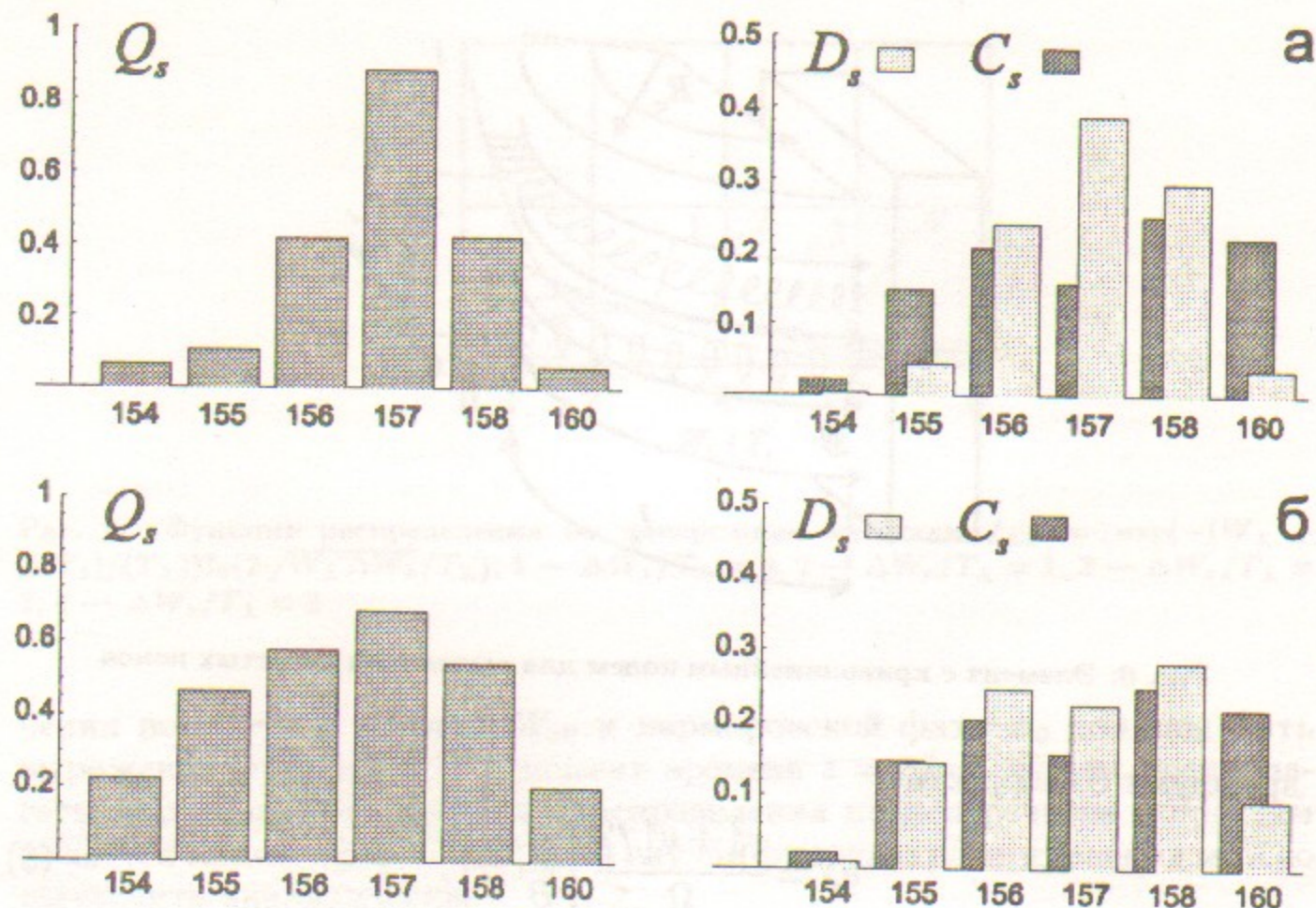


Рис. 7: Доли изотопов, попадающие на сборник (Q_s) и относительное содержание каждого изотопа в смеси, снимаемой со сборника (D_s) при выделении изотопа Gd^{157} ; расчет проведен для силовой линии с $r = 5$ см, $l_c/R_c = \pi/2$, $\Delta y = r_p = 10$ см; для сравнения приведен состав исходной (природной) смеси (C_s); а) длина зоны нагрева равна длине антенны ($L = l = 200$ см), б) длина зоны нагрева больше, чем длина антенны ($L = 250$ см); параметры плазмы такие же, как и на рис. 2

Используя соотношение (9), можно получить также относительную долю каждого изотопа в смеси, снимаемой со сборника:

$$D_s = \frac{Q_s C_s}{\sum_i Q_i C_i} \quad (10)$$

Здесь C_s — доля каждого изотопа в исходной (природной) смеси. Как уже говорилось выше, длина зоны нагрева оказывает существенное влияние на эффективность работы сепаратора изотопов. На рис. 7 представлены диаграммы Q_s и D_s при различной длине зоны нагрева. На этом рисунке видно, что эффективность работы сепаратора изотопов падает, когда длина зоны нагрева превосходит длину антенны. При длине зоны нагрева большей, чем длина антенны смесь, снимаемая со сборника

перестает обогащаться изотопом Gd^{157} (рис. 7б). Это связано с обсуждавшимся эффектом “переполюсовки” греющего поля.

Следует заметить, что способ выделения нагретых ионов при помощи КРЭЛ имеет существенный недостаток, связанный с эффектами пространственного заряда. Уход ионов приведет к возникновению в плазме электрического поля, которое будет препятствовать дальнейшему дрейфу нагретых ионов. Тем не менее, эффектов пространственного заряда, возможно, удастся избежать если сделать процесс выделения нагретых ионов стационарным. В этом случае на пути ионов от плазменной струи до сборника образуется постоянный нейтрализующий фон электронов. В случае если эффектов пространственного заряда не удастся избежать таким способом, возможно, придется установить дополнительные источники электронов для снятия возникающих электрических полей.

5. Заключение

В настоящей работе рассмотрено влияние продольной структуры поля антенны на эффективность работы ИЦР сепаратора изотопов. Проведенное рассмотрение показывает, что если длина антенны меньше, чем длина зоны нагрева, то происходит явление “переполюсовки” греющего поля, т.е. лево поляризованная компонента ВЧ поля меняет знак за пределами антенны. В результате если ионы под антенной набирают энергию, то за пределами антенны они ее эффективно теряют. Это резко снижает эффективность работы сепаратора изотопов. Эффекта “переполюсовки” греющего поля можно избежать двумя способами. Во-первых, можно изменить ведущее магнитное поле за пределами антенны на величину порядка 10%. В этом случае ионы выйдут из резонанса там, где греющее поле имеет другой знак. Другой путь повышения эффективности нагрева — это сделать длину антенны равной длине вакуумной камеры, т.е. сделать так, чтобы один край антенны совпадал с выходным отверстием источника плазмы, а другой замыкался проводящим торцом.

6. Благодарности

Автор признателен И.А. Котельникову за интерес, проявленный к работе и полезные замечания.

Литература

- [1] *La Fontaine Compant A., Pashkovsky V.G.* // Phys. Plasmas 1995. V. 2. P. 4641.
- [2] *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.
- [3] *Dawson J.M., Kim H.C., Arnush D., Fried B.D., Gould R.W., Heflinger L.O., Kennel C.F., Romesser T.E., Stenzel R.L., Wong A.Y., Wuerker R.F.* // Phys. Rev Lett. 1976. V. 37. P. 1547.
- [4] *Белавин М.И., Звонков А.В., Тимофеев А.В.* // Патент РФ номер 1742900 от 5 июля 1993г.
- [5] *Волосов В.И.* // Патент РФ номер 2071137. Бюллетень изобретений. 1996. №36.
- [6] *Тимофеев А.В.* ВЧ антенны для разделения изотопов. Физика плазмы. 1998. Т. 24.
- [7] *Волосов В.И., Котельников И.А., Кузьмин С.Г.* // Физика Плазмы. 1998. Т.24(6).
- [8] *Котельнитков И.А., Кузьмин С.Г.* // Препринт ИЯФ 98-9, Новосибирск 1998.

С.Г. Кузьмин

Влияние продольной структуры поля антенны на производительность ИЦР сепаратора изотопов

S.G. Kuzmin

Influence of the axial structure of the antenna field on the plasma separation process

ИЯФ 98-47

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев
Работа поступила 16.06. 1998 г.

Сдано в набор 18.06.1998 г.

Подписано в печать 18.06.1998 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0.9 печ.л., 0.8 уч.-изд.л.

Тираж 90 экз. Бесплатно. Заказ № 47

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.