



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

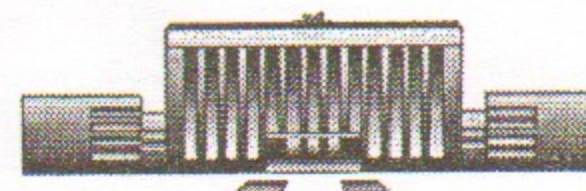
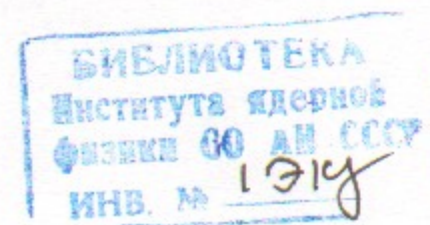
К. 73

И.А. Котельников, С.Г. Кузьмин

ПЛАНАРНАЯ АНТЕННА
ДЛЯ ИЦР РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ

ИЯФ 99-30

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



НОВОСИБИРСК
1999

Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера СО РАН

И.А. Котельников, С.Г. Кузьмин

ПЛАНАРНАЯ АНТЕННА ДЛЯ ИЦР РАЗДЕЛЕНИЯ
ИЗОТОПОВ

ИЗОТОПОВ

ИЯФ 99-30

Новосибирск

1999

ПЛАНАРНАЯ АНТЕННА ДЛЯ ИЦР РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ

И.А. Котельников, С.Г. Кузьмин

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

Аннотация

Предложена планарная антенна в виде плоского соленоида для ИЦР разделения изотопов. Рассчитано поле антенны и функция распределения ионов в струе плазмы на выходе из зоны нагрева. Показано, что использование планарной антенны позволяет производить селективный нагрев тяжелых изотопов на второй гармонике в плазме с плотностью 10^{12} см⁻³ и выше. При этом может быть достигнута производительность ИЦР сепаратора тяжелых изотопов, не доступная для других типов антенн.

PLANAR ANTENNA FOR ICR SEPARATION OF HEAVY ISOTOPES

I.A. Kotelnikov, S.G. Kuzmin

Budker Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk, Russian Federation

Abstract

A flat solenoid antenna for ICR separation of heavy isotopes is proposed. Rf field of the antenna and the distribution ion function in the plasma stream at the orifice of the heating zone are calculated. It is shown that the planar antenna makes feasible the selective heating of heavy isotopes at the 2nd harmonics in the plasma with the density 10^{12} cm⁻³ and more. This allows gaining the productivity of ICR separator of heavy isotopes, not available for antennae of other types.

©Budker Institute of Nuclear Physics

1. Введение

Принцип ИЦР разделения изотопов основан на селективном нагреве ионов выделяемого изотопа в струе плазмы, проходящей через зону нагрева [1,2]. Мощность и селективность нагрева существенно зависят от выбора антенны, возбуждающей ВЧ поле. Для разделения тяжелых изотопов необходимо использовать длинные антенны, чтобы обеспечить требуемую степень селективности. Однако длинноволновые колебания плохо проникают в плазму (см., напр., [3,4]). Более того, в плотной плазме их амплитуда изменяет знак в непосредственной близости от антенны, в результате чего нагретые ионы частично возвращают энергию высокочастотному полю, если не принять специальных мер по выведению ионов из резонанса [5].

Наилучшими для разделения изотопов считаются винтовые антенны [1,2,6]. Они могут возбуждать колебания с азимутальным числом $m = -1$, которые обеспечивают равномерный прогрев плазменной струи по ее сечению при нагреве на первой гармонике циклотронной частоты. Это их главное преимущество перед цилиндрической соленоидальной (витковой) антенной, теория которой применительно к селективному нагреву струи на 1-й гармонике циклотронной частоты изложена в [4]. Соленоидальные и винтовые антенны примерно равноценны в отношении экранировки их поля в плотной плазме.

Ситуация меняется при переходе к нагреву на 2-й гармонике, который неизбежен, если стремиться увеличить плотность струи и тем самым повысить производительность сепаратора изотопов. На 2-й гармонике равномерный прогрев струи обеспечивают колебания с азимутальным числом $m = -2$. Нетрудно видеть, что даже незначительное сплющивание соленоидальной антенны приводит к появлению колебаний с $m = -2$. При большем сплющивании соленоидальная антенна превращается в планарную антенну, показанную на рис. 1. Планарная антенна обеспечивает

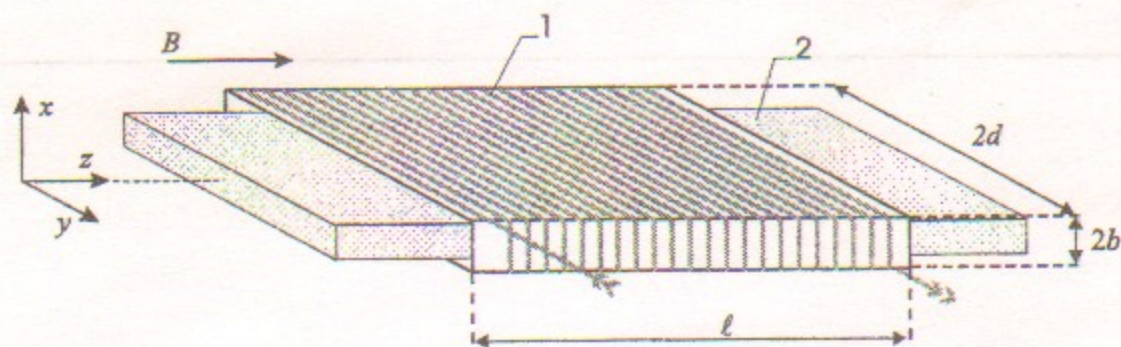


Рис. 1. Планарная антенна: 1—витки антенны, 2—ленточная струя плазмы. Область, где производится разделение горячих и холодных ионов, а также источник плазмы не показаны. Магнитное поле B направлено вдоль оси системы

равномерный прогрев струи при работе 2-й гармонике циклотронной частоты, равно как и винтовые антенны, которые также могут возбуждать колебания с $m = -2$.

Расчет нагрева на второй гармонике в поле цилиндрической соленоидальной антенны выполнен в работе [7]. Там было показано, что левополяризованная компонента поля, греющая ионы, не экранируется до значительно более высокой плотности плазмы, чем при нагреве на 1-й гармонике, причем высокочастотное поле антенны обладает хорошей однородностью в продольном направлении, в том числе за её пределами. Однако нагрев на 2-й гармонике при помощи цилиндрической антенны существенно зависит от плотности плазмы. В частности, в вакуумном пределе он исчезающе мал, а планарная антенна лишена такого недостатка. Объяснение причины такого различия цилиндрической и планарной антенн дано в [7].

В настоящей работе мы проведем расчет нагрева ионов на 2-й гармонике циклотронной частоты в поле планарной антенны [8]. Схема соответствующего сепаратора изотопов представлена на рис. 1. Предполагается, что ленточная струя плазмы, созданная мощным разрядным источником, проходит через зону нагрева внутри плоского соленоида. На выходе из зоны нагрева горячие ионы отделяются от холодных в элементе с криволинейным магнитным полем (КРЭЛ). Принцип действия КРЭЛ основан на том, что в криволинейном магнитном поле горячие и холодные ионы дрефуют с разной скоростью [9]. Далее будем придерживаться следующего плана изложения. В разд. 2 мы приведем результаты расчета поля антенны. В разд. 3 вычислим энергию резонансных и нерезонансных ионов на выходе из зоны нагрева. В разд. 4 обсудим выбор оптимальных параметров сепаратора изотопов.

2. Поле антенны

Решение волнового уравнения для ВЧ поля удобно записывать в декартовой системе координат и искать его в виде суперпозиции колебаний с заданной частотой ω и волновым числом k_{\parallel} :

$$E_k(r, t) = E_k(r) \exp[i(k_{\parallel}z - \omega t)]. \quad (1)$$

Предположим для простоты, что ширина антенны $2d$ значительно больше её толщины $2b$ (рис. 1). При этом задача становится одномерной, а в уравнениях Максвелла можно опустить члены, содержащие дифференцирование по x . Действуя далее по аналогии со случаем цилиндрической соленоидальной антенны [4,7], получаем уравнения на E_x и E_y :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \kappa^2 E_y = -\frac{4\pi i \omega}{c^2} \mathcal{J}_k [\delta(x-b) - \delta(x+b)], \quad (2)$$

$$E_x = -\frac{ig}{\epsilon - N_{\parallel}^2} E_y, \quad (3)$$

где

$$\kappa^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[\frac{(\epsilon - N_{\parallel}^2)^2 - g^2}{\epsilon - N_{\parallel}^2} \right],$$

ϵ и g — компоненты тензора диэлектрической проницаемости плазмы, $N_{\parallel} = k_{\parallel}c/\omega$, \mathcal{J}_k — спектр тока в плоской соленоидальной антенне. При равномерной намотке

$$\mathcal{J}_k = IN \operatorname{sinc}(k_{\parallel} \ell / 2), \quad (4)$$

где I — ток в витке, N — число витков, $\operatorname{sinc}(\xi) = \sin(\xi)/\xi$, ℓ — длина антенны.

Поле планарной антенны, как и поле рассмотренной в [4,5,7] соленоидальной антенны, можно найти, формально подставив $\epsilon = 1$, $g = 0$ в уравнение (2) даже для случая достаточно плотной плазмы, когда $\epsilon \sim g \gg 1$. Такая подстановка допустима, если $(\kappa^2 - \kappa^2)a^2 \ll 1$, где a — толщина плазменной струи, а

$$\kappa^2 = k_{\parallel}^2 - \omega^2/c^2.$$

Обоснование указанного приближения содержится в [10,7].

Учитывая, что $E_y = 0$ на поверхности проводящей камеры при $x = \pm R$, для области $x < b$ получаем:

$$E_{ky} = \frac{4\pi i \omega J_k \operatorname{sh}(\kappa R - \kappa b) \operatorname{sh}(\kappa x)}{c^2 \operatorname{sh}(\kappa R) \kappa} \quad (5)$$

Решение для промежутков $b < |x| < R$ между стенками антенны и проводящей камеры нам не потребуется. Для низкочастотных вынужденных колебаний, $\omega \ll 2\pi c/\ell$, параметр κ в (5) можно заменить на $k_{||}$; тогда пространственную структуру поля $E_y(x, z)$ можно восстановить аналитически:

$$E_y = \frac{4\pi i \omega N I R}{c^2 \ell} \begin{cases} -2 \sum_{n=1}^{\infty} P_n \exp\left(-\frac{n\pi \ell}{2R}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{n\pi}{R} z\right) + \left[1 - \frac{b}{R}\right] \frac{x}{R}, & |z| \leq \ell/2 \\ +2 \sum_{n=1}^{\infty} P_n \exp\left(-\frac{n\pi}{R} |z|\right) \operatorname{sh}\left(\frac{n\pi \ell}{2R}\right), & |z| > \ell/2 \end{cases} \quad (6)$$

где

$$P_n = \frac{\sin(n\pi b/R) \sin(n\pi x/R)}{n^2 \pi^2}$$

Для восстановления E_x , как и в [7], воспользуемся приближением холодной плазмы (поскольку при $\omega = 2\Omega$ тепловые добавки к ϵ и g малы):

$$E_x = \frac{4\pi \omega N I}{c^2 \ell} \frac{g}{\epsilon} \left[1 - \frac{b}{R}\right] x \begin{cases} 1 - \exp\left(-\frac{\omega \sqrt{-\epsilon}}{2c} \ell\right) \operatorname{ch}\left(\frac{\omega \sqrt{-\epsilon}}{c} z\right), & |z| \leq \ell/2 \\ \exp\left(-\frac{\omega \sqrt{-\epsilon}}{c} |z|\right) \operatorname{sh}\left(\frac{\omega \sqrt{-\epsilon}}{2c} \ell\right), & |z| > \ell/2 \end{cases} \quad (7)$$

При $\omega = 2\Omega$ для плазмы, состоящей из ионов разных изотопов одного тяжелого элемента, с большой точностью $g/\epsilon = 2$, $\omega \sqrt{-\epsilon}/c = 2\omega_{pi}/\sqrt{3}c$.

Из анализа (6) и (7) следует, что E_y убывает на расстоянии порядка b от края антенны, тогда как E_x проникает на скин-длину c/ω_{pi} вдоль оси плазменного шнура. Даже для очень плотной тяжелоионной плазмы скин-длина значительно больше, чем размер кожуха R .

Появление поля E_x связано с бунчировкой ларморовского вращения ионов в неоднородном по x поле антенны. Из-за неоднородности поля антенны и самой плазмы бунчировка нагретых ионов вызывает появление поляризационного заряда на периферии плазменной струи. Колебания плотности ионов нейтрализуются перетеканием электронов вдоль силовых линий (подробнее см. [7]).

3. Нагрев

Запишем гамильтониан взаимодействия частицы с левополяризованной компонентой E^+ ВЧ поля на частоте ω , близкой к удвоенной циклотронной частоте Ω , аналогично тому, как это сделано в [7]:

$$\mathcal{H} = \Omega J + \frac{e}{2\omega} \frac{J}{m} \left[\frac{\partial E^+}{\partial r^-} e^{i2\alpha - i\omega t} + \text{К.С.} \right] \quad (8)$$

Здесь $J = mv_{\perp}^2/2\Omega$ — величина, пропорциональная магнитному моменту частицы $\mu = mv_{\perp}^2/2H$, α — канонически сопряженная ему фаза, $E^+ = (E_x + iE_y)/\sqrt{2}$ — амплитуда левополяризованной компоненты электрического поля, а $r^- = (x - iy)/\sqrt{2}$ — правая спиральная координата; следовательно

$$\frac{\partial E^+}{\partial r^-} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{E_x + iE_y}{2}$$

Скорость движения частицы вдоль силовой линии $v_{||}$ можно считать постоянной, поэтому в (8) опущен член, соответствующий кинетической энергии продольного движения (подробнее см. [4]); для краткости мы также опускаем индексы, указывающие на сорт частицы.

Используя (6) и (7), из (8) получаем:

$$\mathcal{H} = \Omega J + \tilde{\Omega} J \cos(2\alpha - \omega t), \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{\Omega} = \frac{2\pi I N e}{mc^2 \ell} \left\{ +2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi b/R) \cos(n\pi x/R)}{n\pi} \exp\left(-\frac{n\pi \ell}{2R}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{n\pi}{R} z\right) \right. \\ \left. + \left[1 - \frac{b}{R}\right] \left[\frac{g}{\epsilon} - \frac{g}{\epsilon} \exp\left(-\frac{\omega \sqrt{-\epsilon}}{2c} \ell\right) \operatorname{ch}\left(\frac{\omega \sqrt{-\epsilon}}{c} z\right) - 1 \right] \right. \\ \left. + \left[1 - \frac{b}{R}\right] \frac{\omega \ell}{4c} \frac{xg\epsilon'}{(-\epsilon)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\omega \sqrt{-\epsilon}}{2c} \ell\right) \right. \\ \left. \times \left[\operatorname{ch}\left(\frac{\omega \sqrt{-\epsilon}}{c} z\right) - \frac{2z}{\ell} \operatorname{sh}\left(\frac{\omega \sqrt{-\epsilon}}{c} z\right) \right] \right\} \quad (10a) \end{aligned}$$

при $|z| < \ell/2$ и

$$\begin{aligned} \tilde{\Omega} = \frac{2\pi I N e}{m c^2 \ell} \left\{ -2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi b/R) \cos(n\pi x/R)}{n\pi} \exp\left(-\frac{n\pi}{R}|z|\right) \operatorname{sh}\left(\frac{n\pi}{2R}\ell\right) \right. \\ + \left[1 - \frac{b}{R}\right] \frac{g}{\varepsilon} \exp\left(-\frac{\omega\sqrt{-\varepsilon}}{c}|z|\right) \operatorname{sh}\left(\frac{\omega\sqrt{-\varepsilon}}{2c}\ell\right) \\ + \left[1 - \frac{b}{R}\right] \frac{\omega\ell}{4c} \frac{xg\varepsilon'}{(-\varepsilon)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\omega\sqrt{-\varepsilon}}{c}|z|\right) \\ \left. \times \left[\operatorname{ch}\left(\frac{\omega\sqrt{-\varepsilon}}{2c}\ell\right) - \frac{2|z|}{\ell} \operatorname{sh}\left(\frac{\omega\sqrt{-\varepsilon}}{2c}\ell\right) \right] \right\} \quad (106) \end{aligned}$$

при $|z| > \ell/2$; штрих обозначает производную по x . Параметр $\tilde{\Omega}$ имеет размерность частоты и характеризует темп нагрева на второй гармонике циклотронной частоты: для резонансных ионов $2\tilde{\Omega}$ дает значение мгновенного инкремента изменения их энергии (см. ниже).

Слагаемые в (10), пропорциональные g , связаны с наличием E_x и неоднородностью плазмы по x . Остальные слагаемые отражают вклад E_y . На рис. 2 представлена зависимость $\tilde{\Omega}$ от z , причем для расчета был принят параболический профиль плотности плазмы:

$$n(x) = n_0 \begin{cases} 1 - x^2/a^2, & |x| < a \\ 0, & |x| > a \end{cases}$$

Если длина антенны ℓ значительно меньше скин-длины c/ω_{pi} , величина $\tilde{\Omega}$ имеет разные знаки непосредственно под и вне антенны (рис. 2,а). Это явление, названное в [5] эффектом переполюсовки, приводит к уменьшению энергии, набранной резонансными ионами.

При увеличении плотности плазмы переполюсовка $\tilde{\Omega}$ уменьшается (рис. 2,б). В пределе $\ell \gg c/\omega_{pi}$ она полностью исчезает (рис. 2,в), причем величина $\tilde{\Omega}$ под антенной стремится к

$$\tilde{\Omega}_0 = \frac{e\tilde{H}_0}{2mc}, \quad (11)$$

где

$$\tilde{H}_0 = 4\pi I N [1 - b/R]/c\ell \quad (12)$$

есть амплитуда магнитного поля антенны. В обратном предельном случае, $\ell \ll c/\omega_{pi}$, величина $\tilde{\Omega}$ под антенной стремится к $-\tilde{\Omega}_0$.

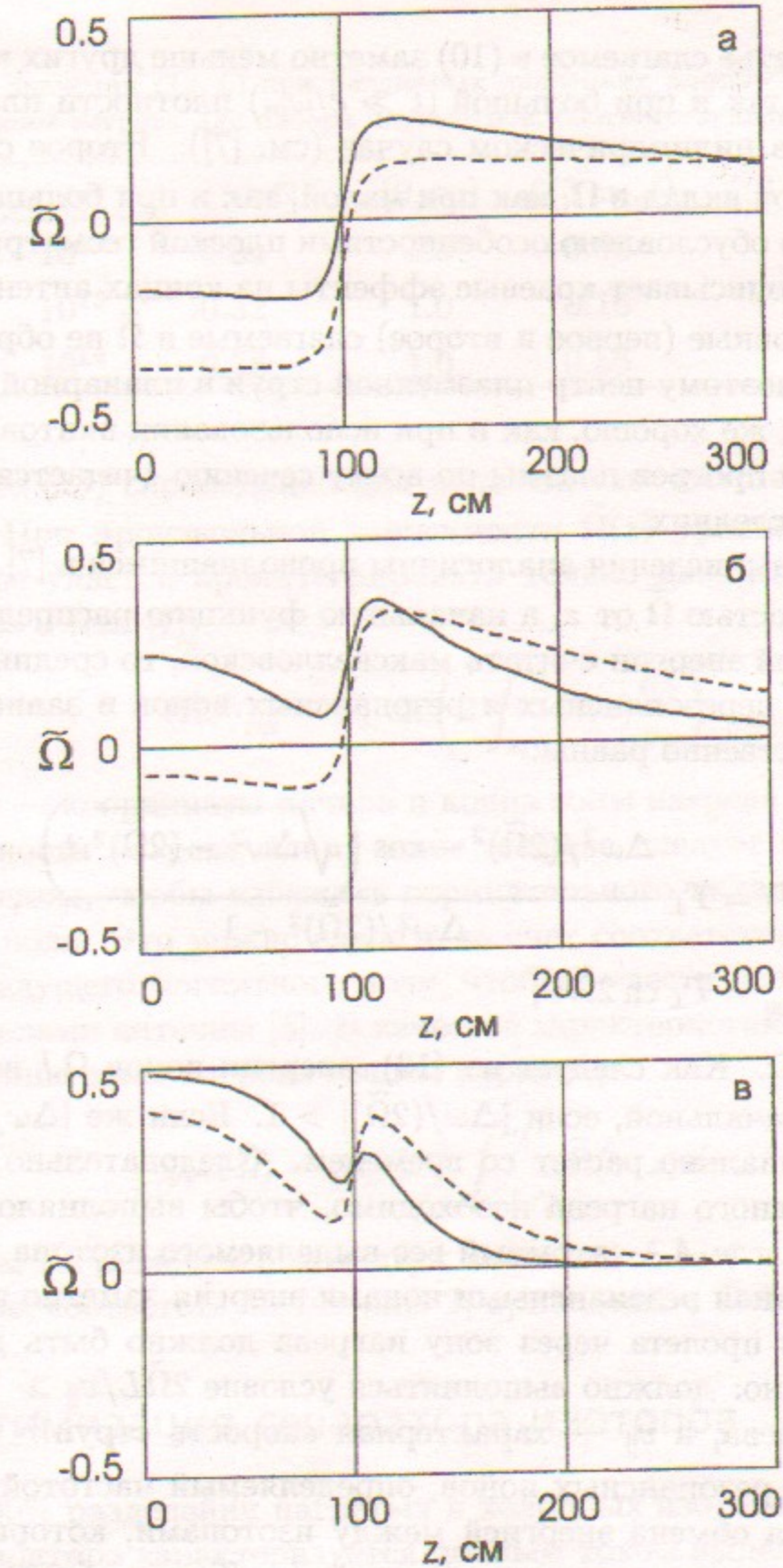


Рис. 2. Зависимость $\tilde{\Omega}$ от z при разной плотности плазмы, состоящей из природной смеси изотопов гадолиния: а) $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $c/\omega_{pi} = 285 \text{ см}$; б) $n_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $c/\omega_{pi} = 90 \text{ см}$; в) $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $c/\omega_{pi} = 28 \text{ см}$; другие параметры: $\ell = 200 \text{ см}$, $R = 25 \text{ см}$, $b = 7 \text{ см}$, $a = 5 \text{ см}$; $B = 10 \text{ кГс}$. Графики симметричны относительно середины антенного соленоида, которой соответствует $z = 0$. Сплошной линией показана $\tilde{\Omega}$ при $x = 0$, пунктирной линией — $\tilde{\Omega}$ при $x = 3 \text{ см}$, где плотность составляет $0.64 n_0$; $\tilde{\Omega}$ нормирована на $e\tilde{H}_0/mc$

Последнее третье слагаемое в (10) заметно меньше других как при малой ($l \ll c/\omega_{pi}$), так и при большой ($l \gg c/\omega_{pi}$) плотности плазмы. Оно было основным в цилиндрическом случае (см. [7]). Второе слагаемое в (10) дает основной вклад в $\tilde{\Omega}$, как при малой, так и при большой плотности плазмы. Оно обусловлено особенностями плоской геометрии. Первое слагаемое в (10) описывает краевые эффекты на концах антенны. Существенно, что основные (первое и второе) слагаемые в $\tilde{\Omega}$ не обращаются в нуль при $x = 0$, поэтому центр плазменной струи в планарной геометрии прогревается так же хорошо, как и при использовании винтовых антенн. Именно хороший прогрев плазмы по всему сечению считается основным достоинством последних.

Дальнейшие вычисления аналогичны проводившимся в [7]. Если пренебречь зависимостью $\tilde{\Omega}$ от z , а начальную функцию распределения ионов по поперечной энергии считать максвелловской, то средние поперечные энергии ΩJ нерезонансных и резонансных ионов в зависимости от времени соответственно равны:

$$\langle \Omega J \rangle = T_{\perp} \frac{\Delta\omega^2 / (2\tilde{\Omega})^2 - \cos\left(\sqrt{\Delta\omega^2 - (2\tilde{\Omega})^2} t\right)}{\Delta\omega^2 / (2\tilde{\Omega})^2 - 1}, \quad (13)$$

$$\langle \Omega J \rangle_{\text{res}} = T_{\perp} \text{ch } 2\tilde{\Omega} t,$$

где $\Delta\omega = \omega - 2\Omega$. Как следует из (13), энергия ионов ΩJ всегда остается на уровне начальной, если $|\Delta\omega / (2\tilde{\Omega})| > 1$. Если же $|\Delta\omega / (2\tilde{\Omega})| < 1$, то ΩJ экспоненциально растет со временем. Следовательно, для обеспечения селективного нагрева необходимо, чтобы выполнялось условие $2\tilde{\Omega} < \Delta\Omega \simeq \Omega/A$, где A — атомный вес выделяемого изотопа.

Чтобы набранная резонансными ионами энергия заметно превышала тепловую, время пролета через зону нагрева должно быть достаточно большим, а именно: должно выполняться условие $2\tilde{\Omega}L/v_{\parallel} \gg 1$, где L — длина зоны нагрева, а v_{\parallel} — характерная скорость струи.¹ Кроме того, темп нагрева резонансных ионов, определяемый частотой $\tilde{\Omega}$ должен быть выше темпа обмена энергией между изотопами, который определяется частотой ион-ионных столкновений ν_{ii} . Таким образом, условие селективности для нагрева на второй гармонике принимает следующий вид [7]:

$$\max[v_{\parallel}/L, \nu_{ii}] \ll 2\tilde{\Omega} < \Delta\Omega. \quad (14)$$

¹Мы полагаем, что она порядка продольной тепловой скорости.

Таблица 1. Значения $\zeta(x, L)$ при различных значениях плотности плазмы и длины зоны нагрева для набора параметров, соответствующих рис. 2

$n_0, \text{см}^{-3}$	$\zeta(0, \ell)$	$\zeta(0, \infty)$	$\zeta(3 \text{ см}, \ell)$	$\zeta(3 \text{ см}, \infty)$
10^{12}	-0.34	1.0	-0.68	1.0
10^{13}	0.32	1.0	-0.16	1.0
10^{14}	0.78	1.0	0.56	1.0

Решение (13) справедливо для области, где частота $\tilde{\Omega}$ примерно постоянна. При произвольной зависимости $\tilde{\Omega}(z)$ уравнения движения в общем виде удастся проинтегрировать только для резонансных ионов, когда $\Delta\omega = 0$ (см. [7]):

$$\langle \Omega J \rangle_{\text{res}} = T_{\perp} \text{ch} \left(2 \int_{z_1}^{z_2} \tilde{\Omega}(z) \frac{dz}{v_{\parallel}} \right), \quad (15)$$

где z_1 и z_2 — координаты начала и конца зоны нагрева. Для повышения эффективности нагрева длину зоны нагрева следует выбирать равной длине антенны, чтобы избежать отрицательного вклада переполюсовки греющего поля. Это можно сделать за счет соответствующего профилирования ведущего магнитного поля, чтобы вывести частицы из резонанса за пределами антенны [5]. В качестве характеристики эффективности выбора длины зоны нагрева введем параметр

$$\zeta(x, L) = (\tilde{\Omega}_0 \ell)^{-1} \int_{-L/2}^{L/2} \tilde{\Omega}(x, z) dz. \quad (16)$$

Результаты вычисления ζ для двух значений $L = \ell$ и $L = \infty$ и набора параметров, соответствующих рис. 2, приведены в Табл. 1.

4. Оптимизация сепаратора изотопов

При 100% разделении нагретых и холодных изотопов производительность сепаратора характеризуется полным током выделяемого изотопа

$$q = n_a v_{\parallel} (2a \times 2d), \quad (17)$$

где n_a — его концентрация в струе плазмы. Активная (поглощенная в струе) мощность

$$P_A = q T_{\perp} [\text{ch}(2\zeta \tilde{\Omega}_0 \ell / v_{\parallel}) - 1] \quad (18)$$

при нагреве на 2-й гармонике существенно меньше, чем реактивная (индуктивная) мощность многовитковой планарной антенны

$$P_R = 2\Omega \mathcal{L} I^2 / c^2 \quad (19)$$

с индуктивностью

$$\mathcal{L} = \frac{4\pi N^2}{\ell} \left[1 - \frac{b}{R} \right] (2b \times 2d). \quad (20)$$

Для простоты далее будем обозначать сечения струи $2a \times 2d$ и антенны $2b \times 2d$ одной буквой S , считая их примерно одинаковыми. Также для простоты примем, что $\zeta = 1$.

Задачу оптимизации планарного сепаратора изотопов сформулируем, как требование минимизации реактивной мощности (19) и напряжения на антенне

$$U = 2\Omega \mathcal{L} I / c^2 \quad (21)$$

при заданной производительности q .

Рассмотрим сначала случай, когда длина антенны меньше длины свободного пробега иона выделяемого изотопа, $\ell \ll \lambda$. При этом условие селективности (14) принимает вид

$$v_{\parallel} / \ell \ll 2\tilde{\Omega} < \Omega / A. \quad (22)$$

Как следует из (11) и (12), левая часть этого двойного неравенства выполняется, если полный ток в антенне NI превышает некоторое значение $N_* I_*$, которое не зависит ни от плотности плазмы, ни от геометрических размеров антенны, ни от индукции ведущего магнитного поля B . Для минимизации P_R величину NI следует выбрать равной $N_* I_*$. При фиксированном таким способом значении полного тока $P_R \propto (\Omega / n\ell)q$. Циклотронная частота Ω ограничена снизу правой частью двойного неравенства (22). Следовательно, $P_R \propto (\tilde{\Omega} / n\ell)q$. Поскольку $\tilde{\Omega} \propto \ell^{-1}$ при фиксированном выше значении NI , а $n \propto \lambda^{-1}$ окончательно получаем, что

$$P_R \propto \frac{\lambda}{\ell^2} q.$$

Минимальное значение P_R достигается на границе рассматриваемой области, т.е. при $\ell \sim \lambda$.

В противоположном случае $\ell \gg \lambda$ условие (14) переходит в

$$v_{ii} \ll 2\tilde{\Omega} < \Omega / A. \quad (23)$$

Действуя по аналогии с приведенными выше рассуждениями, нетрудно показать, что в этой области

$$P_R \propto \frac{\ell}{\lambda^2} q,$$

а минимум P_R вновь достигается при $\ell \sim \lambda$. Таким образом, минимальное значение P_R пропорционально q и n :

$$(P_R)_{\min} \propto qn.$$

Плотность плазменной струи является свободным параметром задачи оптимизации. При заданном значении q и заданной начальной функции распределения ионов по скоростям

$$\ell \sim \lambda \propto 1/n, \quad \Omega \sim 2A\tilde{\Omega} \propto n, \quad B \propto n.$$

Уменьшение плотности струи при заданном q сопряжено с увеличением её сечения:

$$S = 2a \times 2d \propto 1/n.$$

Увеличение сечения целесообразно производить за счет увеличения ширины струи d , поскольку при этом увеличивается отношение ларморовского радиуса нагретых ионов ρ к толщине струи a :

$$\frac{\rho}{a} \propto \frac{1}{aB} \propto \frac{d}{q}.$$

Пределом утоньшения струи может служить требование $\rho/a > 1$, обеспечивающее высокую степень разделения горячих и холодных ионов при помощи сравнительно простого устройства сбора частиц с периметра струи на выходе из зоны нагрева. Существенно, что уменьшение плотности струи n и связанное с этим увеличение объема зоны нагрева не приводят к росту мощности на создание ведущего магнитного поля, поскольку оптимизированное значение энергии магнитного поля $B^2 \ell S / 8\pi$ не изменяется.

Ориентировочные параметры сепаратора для выделения изотопов Gd^{157} из природной смеси гадолиния приведены в таблице 2.

Таблица 2. Параметры сепаратора изотопов на основе планарной антенны для различных плотностей плазменной струи, полученной при распылении и ионизации природной смеси гадолиния.

Параметр	Вариант №1	Вариант №2	Ед. измер.
n	$2 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{13}$	см^{-3}
B	5	25	кГс
ℓ	400	100	см
$2d$	50	5	см
$2b$	14	4	см
$2a$	10	1	см
T_{\parallel}	5	5	эВ
T_{\perp}	60	60	эВ
N	300	150	
I	100	100	А
U	36	27	кВ
ω	$6 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^6$	с^{-1}
\mathcal{L}	600	90	мкГн
P_R	3,6	2,7	МВт
P_A	1780	980	Вт
ν_{ii}	480	2400	с^{-1}
v_z/ℓ	617	2470	с^{-1}
$2\tilde{\Omega}$	1725	9200	с^{-1}
$\Delta\Omega$	1945	9730	с^{-1}
λ	514	102	см
$\sqrt{3}c/\omega_{pi}$	350	156	см
ρ (на входе)	2,8	0,56	см
$\langle \Omega J \rangle_{\text{res}}/T_{\perp}$	8	20	
ρ/a (на выходе)	1,6	2,5	
q	210	42	кг/год

5. Заключение

В работе предложена планарная антенна для разделения тяжелых изотопов методом селективного ИЦР нагрева на второй гармонике. Планарная антенна создает однородный прогрев плазменной струи. Она обеспечивает селективность нагрева в широком диапазоне значений плотности плазмы при высокой производительности сепаратора изотопов. Указанные свойства планарной антенны делают её реальным конкурентом винтовых антенн, которые до настоящего времени считались наиболее пригодными для разделения изотопов. Детальное сравнение схем нагрева при помощи винтовой и планарной антенн будет проведено в отдельной работе [11].

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы "Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки на 1997-2000 годы", проект №274, направление "Фундаментальные исследования в области физики и высоких технологий".

Литература

- [1] Муромкин Ю.А. Разделение изотопов в плазме с помощью ионно-циклотронного нагрева. Итоги науки и техники. Физика плазмы. М.: ВИНТИ. 1991. Т. 12. С. 83.
- [2] A. Compant La Fontaine, V.G. Pashkovsky. Study of selective heating at ion cyclotron resonance for the plasma separation process. Phys. Plasmas 1995. V. 2. P. 4641.
- [3] Устинов А.Л. Ионно-циклотронный нагрев в неоднородной плазме для разделения изотопов. Физика Плазмы. 1996. Т.22(2). с. 171-181.
- [4] Волосов В.И., Котельников И.А., Кузьмин С.Г. О разделении изотопов тяжелых элементов методом изотопически селективного ИЦР нагрева. Физика Плазмы. 1998. Т.24(6). с. 517-529.
- [5] Кузьмин С.Г. Влияние продольной структуры поля антенны на производительность ИЦР сепаратора изотопов. Препринт ИЯФ 98-47, Новосибирск 1998. (Направлено в журнал "Физика плазмы")
- [6] Тимофеев А.В. ВЧ антенны для разделения изотопов. Физика плазмы. 1998. Т. 24.

- [7] Котельников И.А., Кузьмин С.Г. Разделение тяжелых изотопов при помощи ИЦР нагрева на второй гармонике. Препринт ИЯФ 98-9, Новосибирск 1998. (Направлено в журнал "Физика плазмы")
- [8] Волосов В.И., Котельников И.А., Кузьмин С.Г. Планарная антенна для ицр метода разделения изотопов на второй гармонике циклотронной частоты. Заявка на патент. 1999г.
- [9] Белавин М.И., Звонков А.В., Тимофеев А.В. Способ разделения изотопов. Патент РФ №1742900 от 5 июля 1993г.
- [10] Котельников И.А., Яковченко С.Г. Квазистатическая теория ионно-циклотронного нагрева плазмы в открытых ловушках. Физика плазмы. 1991. Т. 17. С. 301.
- [11] Kotelnikov I.A, Kuzmin S.G. Antennae for separation of heavy isotopes by selective ICRH. To be published.

И.А. Котельников, С.Г. Кузьмин

**Планарная антенна
для ИЦР разделения изотопов**

I.A. Kotelnikov, S.G. Kuzmin

**Planar antenna
for ICR separation of heavy isotopes**

ИЯФ 99-30

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 18.03. 1999 г.

Сдано в набор 19.03.1999 г.

Подписано в печать 19.03.1999 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.3 печ.л., 1.0 уч.-изд.л.

Тираж 120 экз. Бесплатно. Заказ № 30

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.