

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И.Будкера СО РАН

В.Э. Карлин, И.А. Котельников

Селективный ИЦР нагрев лантанидовой плазмы

ИЯФ 2001-63

Новосибирск  
2001

## Селективный ИЦР нагрев лантанидовой плазмы

*В.Э. Карлин, И.А. Котельников*

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера,  
630090 Новосибирск, Россия

### Аннотация

Приведены результаты расчетов изотопически селективного индуктивного нагрева струи плазмы, состоящей из однократно ионизованной природной смеси ряда элементов группы лантанидов: Pd, Cd, Ba, Gd и Tl — в поле соленоидальной антенны, возбуждающей ВЧ поле с азимутальным числом  $m = 0$ .

## Selective ICR heating of lanthanide plasma

*V.E. Karlin, I.A. Kotelnikov*

Budker Institute of Nuclear Physics, 630090, Novosibirsk, Russia

### Abstract

Isotopically selective ICR heating of a plasma stream composed of various lanthanide's chemical elements with natural abundance of isotopes is simulated numerically. Results are reported for heating Pd, Cd, Ba, Gd, and Tl with the  $m = 0$  mode of the rf excited with full-turn-loop antenna.

---

## 1 Введение

В настоящей работе сообщаются результаты численных расчетов изотопически селективного нагрева ИЦР нагрева струи плазмы, полученной однократной ионизацией тяжелых химических элементов из группа лантанидов. Для гадолиния — одного из элементов этой группы — расчеты нагрева в поле простейшей соленоидальной (витковой) антенны с целью последующего выделения нагретого изотопа  $Gd^{157}$  были начаты в работах [1–3]. Согласно современным представлениям, соленоидальная антенна не относится к числу наиболее подходящих для разделения изотопов с помощью изотопически селективного нагрева (см. [4]). Её главным недостатком является высокая добротность, т.е. сравнительное слабое поглощение ВЧ поля в плазме. Следствием этого является необходимость получения более сильного (по сравнению с винтовой двухзаходной антенной) ВЧ поля для обеспечения равного темпа нагрева, что может представлять известные технические проблемы. Достоинством же соленоидальной антенны является более узкий спектр по продольному волновому числу  $k_{\parallel}$  (см. [2]). Антенны других типов при равной длине имеют более широкий спектр, что способствует нелинейному насыщению нагрева и, как следствие, снижению селективности нагрева (см. [5]). Именно этот факт в свое время послужил причиной повышенного интереса к соленоидальным антеннам, поскольку в первых экспериментах по селективному ИЦР нагреву нелинейное ограничение нагрева было основным препятствием (см., например, [6]). Однако после перехода к экспериментам с тяжелыми элементами роль этого эффекта стала незаметна [7]. Этому факту имеется простое теоретическое объяснение, которое мы изложим в Приложении.

Несмотря на произошедшую переоценку перспектив применения соленоидальной антенны разделения тяжелых изотопов, она все ещё остается в арсенале экспериментаторов, прежде всего из-за своей конструктивной простоты. Она также представляет удобный объект для теоретических

расчетов, поскольку поле соленоидальной антенны можно рассчитать полуаналитическими методами при произвольном радиальном профиле плазменной струи; для антенн других типов приходится обычно делать дополнительные упрощающие предположения, например, моделировать радиальный профиль плазмы ступенькой.

В настоящей статье, продолжая серию работ [1–3], мы приводим результаты расчетов селективного ИЦР нагрева в поле соленоидальной антенны для пяти элементов группы лантанидов: палладия Pd, кадмия Cd, бария Ba, гадолиния Gd и таллия Tl. В следующей статье мы повторим эти расчеты для винтовой антенны. Используемый нами метод расчета изложен в указанных выше работах, поэтому далее мы опускаем его детальное описание, сделав исключение для ряда новых моментов.

## 2 Диэлектрическая проницаемость

При вычислении тензора диэлектрической проницаемости в работе [2] функция распределения ионов плазменной струи моделировалась максвелловской функцией распределения, вообще говоря, с отличной от нуля средней скоростью вдоль направления магнитного поля. Однако последующие промеры функции распределения на выходе из источника плазмы [8,9] показали, что она существенно анизотропна, причём средняя поперечная скорость ионов во много раз превышает как среднюю скорость продольного движения, так и разброс продольных скоростей. Поэтому для новых расчетов мы выбрали бимакселловскую функцию распределения

$$f_s(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_{ls}} \frac{1}{\pi v_{ts}^2} \exp \left[ -\frac{(v_{\perp})^2}{v_{ts}^2} - \frac{(v_{\parallel} - u)^2}{v_{ts}^2} \right], \quad (1)$$

где  $u$  — скорость струи,  $v_{ls} = (2T_{\parallel}/m_s)^{1/2}$ ,  $v_{ts} = (2T_{\perp}/m_s)^{1/2}$ , а  $T_{\parallel}$  и  $T_{\perp}$  — продольная и поперечная температура, соответственно. В этом случае тензор диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}, \quad (2)$$

как и для максвелловской функции распределения, выражается через три функции  $\varepsilon$ ,  $g$  и  $\eta$ :

$$\begin{aligned}\varepsilon &= 1 + \sum_s (\varepsilon_-^s + \varepsilon_+^s) \equiv 1 + \varepsilon_- + \varepsilon_+, \\ g &= \sum_s (\varepsilon_-^s - \varepsilon_+^s) \equiv \varepsilon_- - \varepsilon_+, \\ \eta &= 1 + \sum_s \eta_s.\end{aligned}\quad (3)$$

Индексы  $\alpha$  и  $\beta$  в (2) пробегает значения  $r, \varphi, z$ , соответствующие цилиндрической системе координат  $(r, \varphi, z)$  с осью  $z$  вдоль магнитного поля. Суммирование в (3) выполняется по всем сортам частиц, включая электроны, а парциальный вклад частиц сорта  $s$  выражается через их функцию распределения  $f_s$ :

$$\varepsilon_{\pm}^s = \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \int d^3v \left[ \frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial f_s}{\partial v_{\perp}} (\omega - k_{\parallel} v_{\parallel}) + k_{\parallel} \frac{\partial f_s}{\partial v_{\parallel}} \right] \frac{v_{\perp}^2/4}{(\omega \pm \Omega_s - k_{\parallel} v_{\parallel})}, \quad (4a)$$

$$\eta^s = \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \int d^3v \frac{v_{\parallel}}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel}} \frac{\partial f_s}{\partial v_{\parallel}}. \quad (4b)$$

При учете анизотропии функции распределения тензор диэлектрической проницаемости зависит от координаты  $z$ , поскольку степень анизотропии  $T_{\perp}/T_{\parallel}$  изменяется по мере нагрева ионов. Однако мы пренебрегаем этим изменением, вычисляя компоненты тензора по функции распределения ионов (1) на выходе из источника. При этом результат вычислений можно выразить через табулированную функцию

$$Z(\xi) = 2\xi \exp(-\xi^2) \left[ \int_0^{\xi} dt \exp(t^2) - i \frac{\sqrt{\pi}}{2} \right], \quad (5)$$

так что

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\pm}^s &= -\frac{\omega_{ps}^2 (\omega - k_{\parallel} u)}{2\omega^2 (\omega \pm \Omega_s - k_{\parallel} u)} Z\left(\frac{\omega \pm \Omega_s - k_{\parallel} u}{|k_{\parallel} v_{ts}|}\right) - \\ &\quad - \frac{\omega_{ps}^2}{2\omega^2} \left[ 1 - \frac{v_{ts}^2}{v_{ts}^2} \right] \left[ 1 - Z\left(\frac{\omega \pm \Omega_s - k_{\parallel} u}{|k_{\parallel} v_{ts}|}\right) \right], \\ \eta^s &= \frac{2\omega_{ps}^2}{k_{\parallel}^2 v_{ts}^2} \left[ 1 - Z\left(\frac{\omega - k_{\parallel} u}{|k_{\parallel} v_{ts}|}\right) \right]\end{aligned}\quad (6)$$

Таблица 1. Стабильные изотопы некоторых лантанидов

Палладий, Pd								
$A_s$	<b>102</b>	104	105	106	108	110		
$C_s$	<b>0.0102</b>	0.1114	0.2233	0.2733	0.2646	0.1172		
Кадмий, Cd								
$A_s$	106	108	110	111	<b>112</b>	113	114	116
$C_s$	0.0125	0.0089	0.1249	0.1280	<b>0.2413</b>	0.1222	0.2873	0.0749
Барий, Ba								
$A_s$	<b>130</b>	132	134	135	136	137	138	
$C_s$	<b>0.0016</b>	0.0010	0.0242	0.0659	0.0785	0.1123	0.7170	
Гадолиний, Gd								
$A_s$	152 <sup>a</sup>	154	155	156	<b>157</b>	158	160	
$C_s$	0.002	0.0215	0.147	0.2047	<b>0.1568</b>	0.249	0.219	
Таллий, Tl								
$A_s$	<b>203</b>	205						
$C_s$	<b>0.2952</b>	0.7048						

<sup>a</sup> $\alpha$ -радиоактивен с периодом полураспада  $1,1 \cdot 10^{14}$  лет.

(ср. [2]). Здесь  $\omega_{ps} = (4\pi n_s Z_s^2 e^2 / m_s)^{1/2}$ ,  $\Omega_s = eZ_s B / m_s c$  — соответственно плазменная и циклотронная частоты ионов сорта  $s$ ;  $m_s$ ,  $Z_s$ ,  $n_s$  — их масса, заряд и концентрация. Что касается электронов, то их вклад в  $\varepsilon$  и  $g$  можно вычислять в гидродинамическом приближении, поскольку соответствующий доплеровский сдвиг частоты  $k_{\parallel} v_e$  мал по сравнению с  $\Omega_e$ . В формулах (5), (6) это соответствует пределу  $\xi \rightarrow \infty$ ,  $\omega \ll \Omega_e$ .

Дальнейшие вычисления проведем отдельно для каждого из пяти рассматриваемых элементов, предполагая, что в каждом случае разделяемая смесь состоит из изотопов одного элемента, причём концентрация изотопов соответствует их распространенности в природе. Природные концентрации стабильных изотопов элементов лантанидовой группы приведены в Табл. 1 по данным WebElements [10];  $A_s$  обозначает атомный вес изотопа  $s$ ,  $C_s = n_s / n_i$  — его концентрацию, определяемую, как отношение плотности ионов  $n_s$  изотопа  $s$  к суммарная плотность ионов  $n_i$ . Полужирным шрифтом выделены целевые изотопы, которые нужно нагреть, чтобы выделить из каждой смеси. Как и в [1, 2], мы предполагаем, что атомы ионизованы однократно, но сохраняем обозначение заряда ионов  $Z_s$  в приводимых формулах.

Рассчитанные зависимости  $\varepsilon$  и  $g$  от частоты  $\omega$  приведены на Рис. 2–11 для двух значений индукции ведущего магнитного поля  $B$ . Вблизи резонанса на циклотронной частоте целевого изотопа  $\Omega_a$  функции  $\varepsilon$  и  $g$  практически совпадают, так что их различие незаметно в масштабе рисунка. Иными словами, резонансная часть диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_-$  существенно больше, чем  $\varepsilon_+$ . При относительно небольшой величине  $B$  диэлектрическая проницаемость есть плавная функция частоты  $\omega$  вследствие того, что резонансы от соседних изотопов перекрываются (рисунки с четными номерами). С увеличением  $B$  происходит обособление резонансов (рисунки с нечетными номерами). Для дальнейшего важно отметить, что во всех рассматриваемых случаях вещественная часть  $\varepsilon$  и  $g$  вблизи циклотронной частоты целевого изотопа либо отрицательна (Pd, Ba, Tl), либо мала по сравнению с мнимой частью (Cd, Gd). Это упрощает расчеты поля антенны, так как означает отсутствие альфвеновского резонанса.

### 3 Поле антенны

Поле, возбуждаемое в цилиндрической плазменной струе соленоидальной антенной, ищем в виде суперпозиции вынужденных колебаний вида

$$\mathbf{E}_k(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_k(r) e^{i(k_{\parallel} z - \omega t)}. \quad (7)$$

Частота поля  $\omega$  задана генератором ВЧ мощности, а спектр колебаний по продольным волновым числам  $k_{\parallel}$  определяется геометрией антенны и пространственной дисперсией тензора  $\varepsilon_{\alpha\beta}$ .

Для расчетов соленоидальную антенну удобно представить в виде цилиндра с заданным радиусом  $b$ , по поверхности которого течет азимутальный ток:

$$\mathbf{j} = \mathcal{I}(z) \delta(r - b) e^{-i\omega t} \mathbf{e}_{\varphi}. \quad (8)$$

В приближении  $E_z = 0$  амплитуда  $E_{k\varphi}(r)$  азимутальной составляющей электрического поля антенны удовлетворяет уравнению второго порядка (подробнее см. [2])

$$\frac{d}{dr} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r E_{\varphi}(r) - \varkappa^2 E_{\varphi}(r) = -\frac{4\pi i \omega}{c^2} \mathcal{I}_k \delta(r - b), \quad (9)$$

где

$$\varkappa^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[ \frac{(N_{\parallel}^2 - \varepsilon)^2 - g^2}{N_{\parallel}^2 - \varepsilon} \right], \quad N_{\parallel} = k_{\parallel} c / \omega,$$

а  $\mathcal{I}_k$  есть амплитуда гармоники тока поверхностного тока  $\mathcal{I}(z)$ :

$$\mathcal{I}_k = \int dz \mathcal{I}(z) \exp(-ik_{\parallel}z).$$

При равномерной намотке

$$\mathcal{I}_k = I_0 N \operatorname{sinc}(k_{\parallel} \ell / 2), \quad (10)$$

где  $I_0$  — ток в намотке,  $N$  — число витков,  $\ell$  — длина антенны, а  $\operatorname{sinc}(x) = \sin(x)/x$ . Результаты вычислений  $E_{k\varphi}(r)$  приведены на Рис. 12–14. Радиальная компонента электрического поля выражается через  $E_{k\varphi}$ :

$$E_{kr} = \frac{ig}{N_{\parallel}^2 - \varepsilon} E_{k\varphi}. \quad (11)$$

Искомое решение уравнения (9) должно удовлетворять граничным условиям  $E_{k\varphi} = 0$  на оси плазмы при  $r = 0$  и на поверхности вакуумной камеры, окружающей плазму, при  $r = R > b$ . Решение можно либо найти численно, либо удовлетвориться аналитическим решением, которое легко получить, отбросив второе слагаемое в левой части (9):

$$E_{k\varphi} = \frac{2\pi i\omega}{c^2} \left[ 1 - \frac{b^2}{R^2} \right] \mathcal{I}_k r. \quad (12)$$

Решение (12) описывает поле антенны в отсутствие плазмы, но оно обеспечивает хорошее приближение для азимутальной компоненты поля в очень плотной плазме, вплоть до плотности  $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Этот факт был отмечен в [11], а затем подтвержден численными расчетами в [3] (см. также Рис. 12–14). Далее мы используем приближение (12). Существенным образом от плотности плазмы зависит только радиальная компонента электрического поля (11).

Для определения аксиального профиля ВЧ поля (т.е. зависимости от  $z$ ) использовалось быстрое преобразование Фурье. Оно накладывалось на одномерный массив решений уравнения (9), зависящего от  $r$ , как от параметра. Графики зависимостей  $E_r(z)$ ,  $E_{\varphi}(z)$  вдоль силовой линии ведущего магнитного поля на фиксированном расстоянии  $r$  от оси системы приведены на Рис. 15–20. Параметры антенны и плазмы, использованные при расчетах, указаны в подписях к рисункам. Рис. 15–19 построены в приближении  $u = 0$ ; при этом функции  $E_r(z)$ ,  $E_{\varphi}(z)$  четны, т.е. ВЧ поле симметрично относительно середины антенны. Симметрия исчезает, когда принимается в расчет течение плазмы, т.е.  $u \neq 0$ . Этот случай отражен на Рис. 20, где показан аксиальный профиль левополяризованной компоненты ВЧ поля, отвечающей за нагрев ионов.



## 4 Нагрев

Энергия иона сорта  $s$  на выходе из зоны нагрева равна (ср. [2])

$$W_s = \frac{\pi^2 e^2 \omega^2 (NI_0)^2}{2m_s c^4 v_{\parallel}^2} \left[ 1 - \frac{b^2}{R^2} \right]^2 r_c^2 \mathcal{F}_s(v_{\parallel}), \quad (13)$$

где функция

$$\mathcal{F}_s(v_{\parallel}) = \left| \frac{\int_{-L/2}^{L/2} dz E^+ \exp[i(\Omega_s - \omega)z/v_{\parallel}]}{\int_{-\infty}^{\infty} dz E_{\text{vac}}^+} \right|^2 \quad (14)$$

характеризует степень ослабления нагрева из-за экранировки поля антенны в плазме. Здесь  $L$  — длина зоны нагрева,  $E^+$  — левополяризованная компонента поля антенны на расстоянии  $r_c$  от оси системы:

$$E^+ = \frac{E_r + iE_{\varphi}}{\sqrt{2}} = \frac{N_{\parallel}^2 - \varepsilon + g}{N_{\parallel}^2 - \varepsilon} \frac{iE_{\varphi}}{\sqrt{2}},$$

а  $E_{\text{vac}}^+$  — её величина в отсутствии плазмы:

$$E_{\text{vac}}^+ = \frac{iE_{\varphi}}{\sqrt{2}} = -\frac{2\pi\omega}{c^2} \left[ 1 - \frac{b^2}{R^2} \right] \mathcal{I}_k r_c.$$

Графики функции  $\mathcal{F}_s(v_{\parallel})$  приведены на Рис. 21 для изотопа  $\text{Gd}^{157}$  и его ближайших соседей  $\text{Gd}^{156}$  и  $\text{Gd}^{158}$ . Как видно из сравнения графиков, приведенных на Рис. 21, селективность нагрева (которую характеризует отношение значений функции  $\mathcal{F}_s$  для разных изотопов) резко ухудшается, если зона нагрева больше чем длина антенны. Это связано с эффектом «переполюсовки» греющего поля  $E^+$ , которое вращается в ионную сторону [3]. Соответствующий график поля  $E^+$  показан на Рис. 20. «Переполюсовка» приводит к тому, что выделяемый изотоп начинает терять энергию за пределами антенны. Это ощутимо снижает эффективность нагрева. Поэтому длину зоны нагрева нужно делать равной длине антенны.

## 5 Заключение

Проведенные расчеты позволили установить основные параметры системы разделения изотопов лантановой группы посредством селективного

ионно-циклотронного нагрева. Так, при длине зоны нагрева, совпадающей с длиной антенны,  $\ell = 2$  м, начальной температуре плазменной струи  $T_{\parallel} = 2$  эВ,  $T_{\perp} = 50$  эВ радиусе  $a = 10$  см, плотности плазмы в струе  $n = 10^{10}$  см $^{-3}$  и величине внешнего магнитного поля  $B = 1$  Тл энергия выделяемых изотопов  $Gd^{157}$  примерно в 1.8 раз превышает энергию ионов  $Gd^{156}$ . Селективность нагрева резко уменьшается при длине зоны нагрева превышающей длину антенны. Это означает, что длину зоны нагрева нужно делать равной длине антенны. Селективность можно повысить путем увеличения внешнего магнитного поля, а также путем увеличения длины антенны.

В заключение отметим, что проведенные расчеты выполнены в приближении, когда ларморовский радиус нагретых ионов считается малым по сравнению с радиусом плазменной струи. В реальном эксперименте это приближение если и выполняется, то с небольшим запасом. Чтобы учесть эффекты конечного ларморовского радиуса, нужно решить две задачи.

Во-первых, необходимо научиться вычислять тензор диэлектрической проницаемости без использования предположения о малости ларморовского радиуса по сравнению с (поперечной) длиной волны. Это трудно-разрешимая задача. Однако, если доля нагретых ионов ничтожна, можно по-прежнему пренебречь поправками к тензору диэлектрической проницаемости, обусловленными эффектами конечного ларморовского радиуса.

Во-вторых, если ВЧ поле известно, нужно выполнить интегрирование по траектории движения частицы, не пренебрегая его смещением от ларморовского центра. Эта задача может быть решена лишь незначительным увеличением вычислительных ресурсов.

## 6 Благодарности

Авторы благодарны В.И. Волосову и И.Н. Чуркину за полезные обсуждения в ходе работы.

## А Роль нелинейных эффектов: качественное рассмотрение<sup>1</sup>

Нелинейные эффекты ограничивают энергию, которую набирают резонансные ионы при циклотронном нагреве. Для отдельного иона это ограничение проявляется в виде чередования стадий увеличения и уменьшения энергии иона из-за периодической расфазировки ВЧ поля и циклотронного вращения частицы. Для плазменной струи в целом это ограничение выпадет, как насыщение нагрева, поскольку из-за разброса продольных скоростей ионов периодичность чередования стадий нагрева и охлаждения для разных ионов различна.

Следует различать два основных механизма нелинейного насыщения ИЦР нагрева.

Первый из них связан с релятивистской зависимостью циклотронной частоты  $\Omega = eB/\gamma mc$  от энергии иона  $\gamma mc^2$ . При существенно досветовых значениях скорости движения  $v$  величина сдвига циклотронной частоты  $\Delta\Omega = -(W/mc^2)\Omega$  пропорциональна кинетической энергии иона  $W = mv^2/2$ . Уменьшение циклотронной частоты с ростом энергии резонансного иона приводит к отставанию фазы циклотронного вращения от фазы ВЧ поля. Когда отставание превышает половину периода ВЧ колебаний, энергия иона начинает уменьшаться. При этом сдвиг фаз между ВЧ полем и вращением иона продолжает изменяться, поэтому стадия уменьшения энергии через некоторое время сменяется стадией роста энергии (если ион не успеет раньше вылететь из зоны действия ВЧ поля), и процесс повторяется.

Поскольку изменениям подвержена поперечная энергия иона  $W_{\perp} = mv_{\perp}^2/2$ , а его продольная скорость  $v_{\parallel}$  практически постоянна, изменение  $\Delta\Psi$  фазы циклотронного вращения относительно фазы ВЧ поля за время пролета через зону нагрева (длиной  $L$ ) можно оценить, как  $\Delta\Psi \sim \Omega (W_{\perp}/mc^2) (L/v_{\parallel})$ . Нелинейные эффекты не заметны, если  $\Delta\Psi < \pi$ , т.е.  $W_{\perp} < (\pi\rho_{\parallel}/L) mc^2$ , где  $\rho_{\parallel} = v_{\parallel}/\Omega$  — «продольный» ларморовский радиус иона. Для обеспечения селективности нагрева изотопа с атомным весом  $A$  (отсутствия нагрева сателлитных изотопов с атомными весами  $A \pm 1$ ) необходимо, чтобы резонансный ион за время пролета через зону нагрева совершил по крайней мере  $A$  ларморовских оборотов. Тогда сателлитный ион совершит на один оборот меньше или больше и, следовательно, на второй половине пути потеряет энергию, набранную на первой половине. Приравнивая величине  $A$  число оборотов  $L/2\pi\rho_{\parallel}$  на

---

<sup>1</sup>Выдержка из неопубликованной работы, выполненной в 1999 году.

пути длиной  $L$ , находим предельную энергию резонансных ионов:

$$W_{\perp} < mc^2/2A. \quad (15)$$

Теория циклотронного нагрева с учетом релятивистского сдвига циклотронной частоты хорошо развита. В частности, укажем обзорную статью [12].

Второй механизм нелинейного ограничения циклотронного нагрева связан с изменением скорости движения резонансного иона вдоль ведущего магнитного поля из-за поворота вектора скорости магнитным полем ВЧ колебаний [13].

Приращение поперечной скорости  $\Delta v_{\perp}$  резонансного иона за время  $\Delta t$  примерно равно  $\Delta v_{\perp} \sim (eE^+/m)\Delta t$ , где  $E^+$  — амплитуда левой циркулярной компоненты электрического ВЧ поля, вращающейся в сторону вращения ионов в ведущем магнитном поле.

Изменение продольной скорости иона связано с действием силы Лоренца  $ev_{\perp}B^+/c$  со стороны левой циркулярной компоненты магнитного ВЧ поля  $B^+ \sim (kc/\Omega)E^+$ , где  $k$  — характерное значение волнового числа  $k_{\parallel}$  в спектре ВЧ поля. Поэтому за то же время  $\Delta t$  изменение продольной скорости иона  $\Delta v_{\parallel}$  будет в  $k\rho_{\perp}$  раз меньше, чем  $\Delta v_{\perp}$ . Поскольку  $\Delta v_{\perp} \sim v_{\perp}$ , а конечная энергия иона  $W \approx W_{\perp}$  значительно больше продольной температуры ионов в струе  $T_{\parallel} \sim mv_{\parallel}^2/2$ , находим, что  $\Delta v_{\parallel} \sim (k\rho_{\perp})\Delta v_{\perp} \sim (k\rho_{\perp})v_{\perp} \sim (k\rho_{\parallel})(W_{\perp}/T_{\parallel})v_{\parallel}$ . Несмотря на изменение продольной скорости, резонансный ион набирает энергию в течение всего времени пролета  $\Delta t = L/v_{\parallel}$  через зону нагрева при условии, что соответствующее изменение фазы мало, а именно  $\Delta\Psi \sim k\Delta v_{\parallel}\Delta t < \pi$ , т.е.  $W_{\perp} < (1/k\rho_{\parallel})(\pi/kL)T_{\parallel}$ . Таким образом, предельно достижимая энергия ионов на выходе из зоны нагрева тем больше, чем больше длина волны  $\lambda = 2\pi/k$  ВЧ колебаний. Однако длинноволновые колебания легко экранируются в поверхностном слое плазменной струи, поэтому длину волны приходится выбирать на пределе выполнения условия  $k\rho_{\parallel} < 1/A$ , обеспечивающего селективность нагрева изотопа с атомным весом  $A$ , т.е.  $k\rho_{\parallel} \sim 1/A$ . Таким образом,

$$W_{\perp} < A(\lambda/2L)T_{\parallel}. \quad (16)$$

Число полуволн  $2L/\lambda$ , укладываемых на длине зоны нагрева, зависит от конструкции антенны и обычно не превышает 1.

Из двух ограничений (15), (16) последнее оказывается наиболее существенным в проблеме разделения изотопов. До недавнего времени были известны эксперименты по ИЦР сепарации изотопов легких элементов,

таких как литий  ${}^6\text{Li}$  [6] или калий  ${}^{44}\text{Ca}$  [14, 15]. По-видимому, именно превышение ограничения (16) объясняет обнаруженную в этих экспериментах зависимость доплеровского уширения резонансных линий от величины ВЧ поля антенны [16, 17]. Для более тяжелых изотопов ограничение (16), характеризующее предельную степень сепарации изотопов по энергии, становится менее существенным. Этот факт экспериментально подтвержден в экспериментах французской группы с гадолинием [7].

## Список литературы

- [1] *В.И. Волосов, И.А. Котельников, С.Г. Кузьмин* // Препринт ИЯФ N 96-91, Новосибирск, 1996.
- [2] *В.И. Волосов, И.А. Котельников, С.Г. Кузьмин* // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 517.
- [3] *С.Г. Кузьмин* // Физика плазмы. 1999. Т. 25, №10, С. ???.
- [4] *Тимофеев А.В.* // Физика Плазмы. 1999. Т. 25. С. 232.
- [5] *А.Л. Устинов.* // Физика Плазмы. 1996. Т. 22. С. 170.
- [6] *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.
- [7] *Pailloux A., La Fontaine Compant A., Louvet P.* // in Proc. of the 6th Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases, Nagoya, Japan Oct. 18–21 1998.
- [8] *В.И. Волосов* // Патент РФ №2071137 от 27 декабря 1996г, приоритет от 15 февраля 1993.
- [9] *I.N. Churkin, V.I. Volosov, A.G. Steshov* Review of Scientific Instruments. 1998. V.69, is.2. P.822–824.
- [10] *WebElements* // <http://www.shef.ac.uk/~chem/web-elements/>.
- [11] *Котельников И.А., Яковченко С.Г.* // Физика плазмы. 1991. Т. 17. С. 301.
- [12] *V.I. Cohen, R.H. Cohen, W.M. Nevins, and T.D. Rognlien.* // *Rev. Mod. Phys.* 1991. V. 63. P. 949.

- [13] Д.А. Панов and А.В. Тимофеев. // *Физика плазмы*. 1995. Т. 21. С. 1092,
- [14] P. Louvet. In P. Louvet, P. Noe, and Soubbaramayer, editors, *Proceedings of the 2nd Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases*, volume 1, pages 5–, Ile de France Sud, France, 1989, 1989. Versailles, France, 1989, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay and Cité Scientifique Parcs et Technopoles.
- [15] A. Compant La Fontaine and V.G. Pashkovsky. // *Phys. Plasmas*. 1995. V. 2. С. 4641.
- [16] D.A. Dolgolenko, A.I. Karchevsky, V.S. Laz'ko, Yu.A. Muromkin, V.G. Pashkovsky, and A.L. Ustinov. // In *Proceedings of the 4th International Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases*. P. 23. University Beijing, China, august 19–23, 1994.
- [17] Д.А. Долголенко, А.И. Карчевский, В.С. Лазько, Ю.А. Муромкин, В.Г. Пашковский, А.Л. Устинов. // In *1-я Всероссийская научная конференция Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул*, с. 35, г.Звенигород, 30 сентября – 4 октября 1996г. РЦН Курчатовский институт, ЦНИИАТОМИНФОРМ.

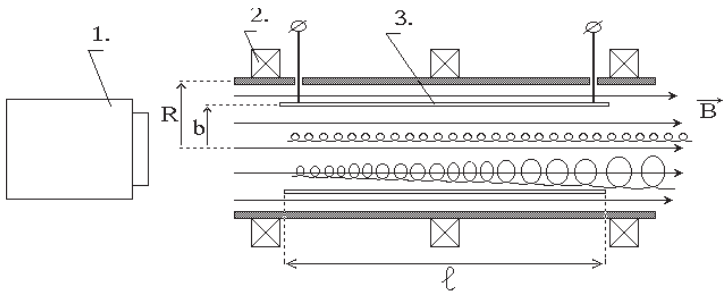


Рис. 1. Схема сепаратора изотопов: 1 — источник плазмы, 2 — катушки постоянного магнитного поля, 3 — катушка высокочастотного поля. Область, где производится выделение нагретых ионов не показана.

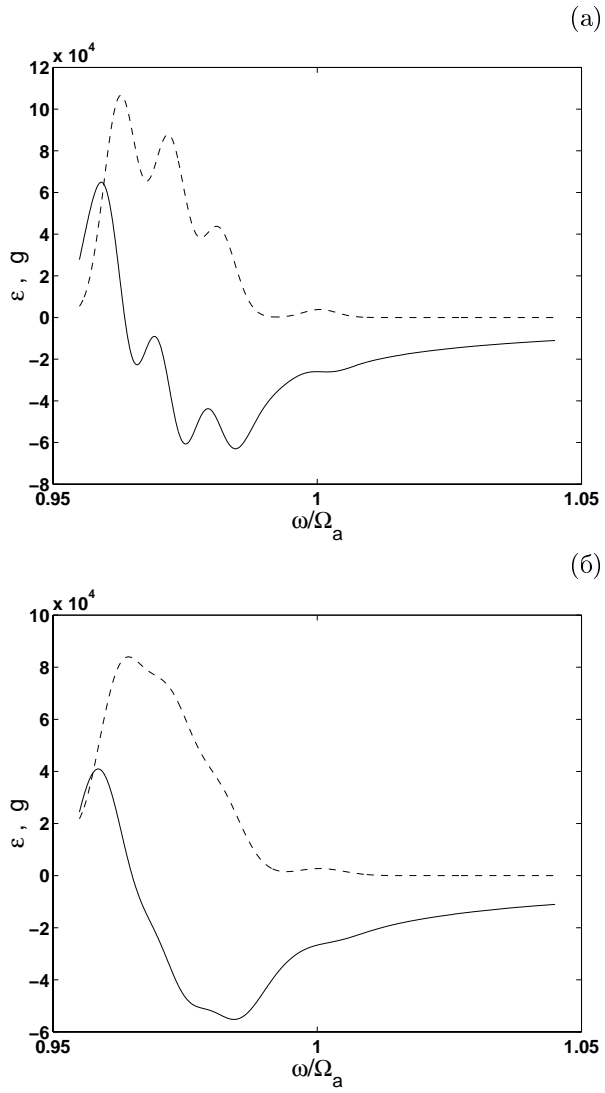


Рис. 2. Диэлектрическая проницаемость однократно ионизованной природной смеси палладия вблизи циклотронной частоты  $\Omega_a$  изотопа  $\text{Pd}^{102}$  при  $B = 1,0$  Тл. Сплошная линия — вещественная часть  $\varepsilon(\omega)$ , пунктирная линия — мнимая часть  $g(\omega)$ . Параметры плазменной струи:  $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $u = 0$ ,  $k_{\parallel} = 2\pi/\ell$ ,  $\ell = 2 \text{ м}$ ;  $T_{\perp} = 50 \text{ эВ}$ ; а)  $T_{\parallel} = 1 \text{ эВ}$ , б)  $T_{\parallel} = 2 \text{ эВ}$ .



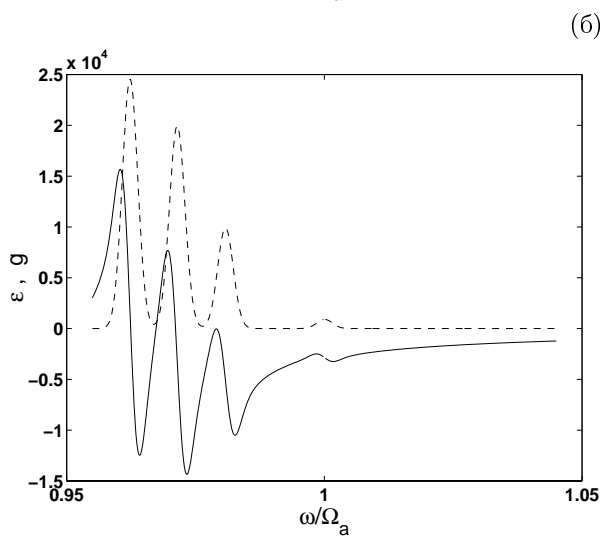
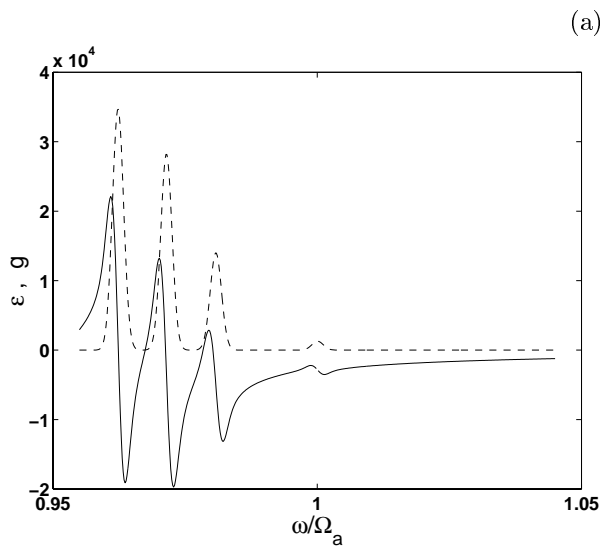


Рис. 3. Диэлектрическая проницаемость однократно ионизированной природной смеси палладия вблизи циклотронной частоты  $\Omega_a$  изотопа  $\text{Pd}^{102}$  при  $B = 3,0$  Тл. Другие параметры такие же, как на Рис. 2.

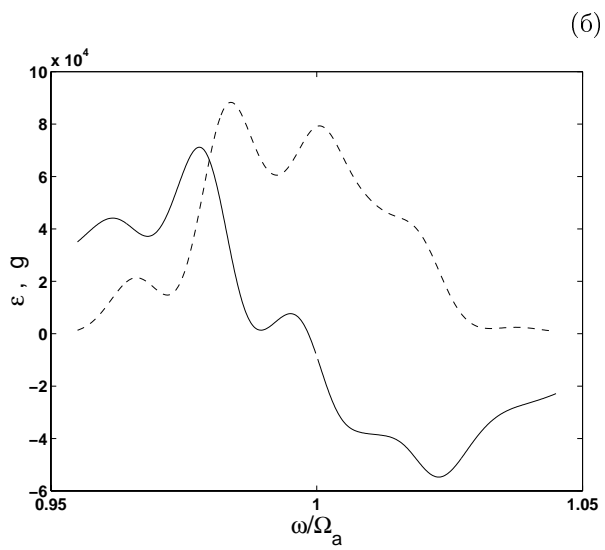
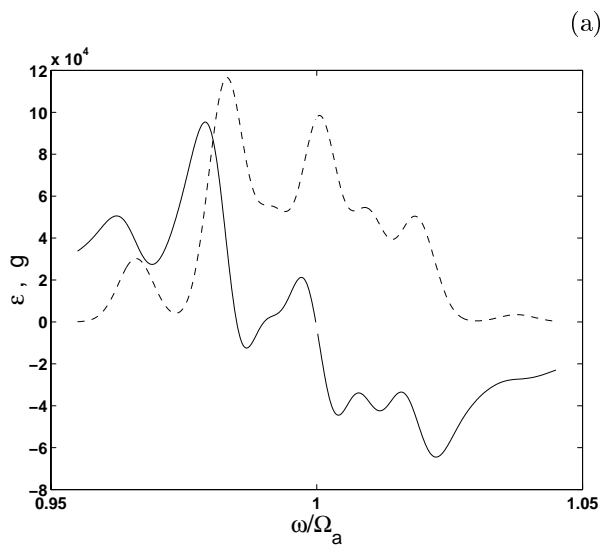


Рис. 4. Диэлектрическая проницаемость однократно ионизованной природной смеси кадмия вблизи циклотронной частоты  $\Omega_a$  изотопа  $\text{Cd}^{112}$  при  $B = 1,0$  Тл. Другие параметры такие же, как на Рис. 2.

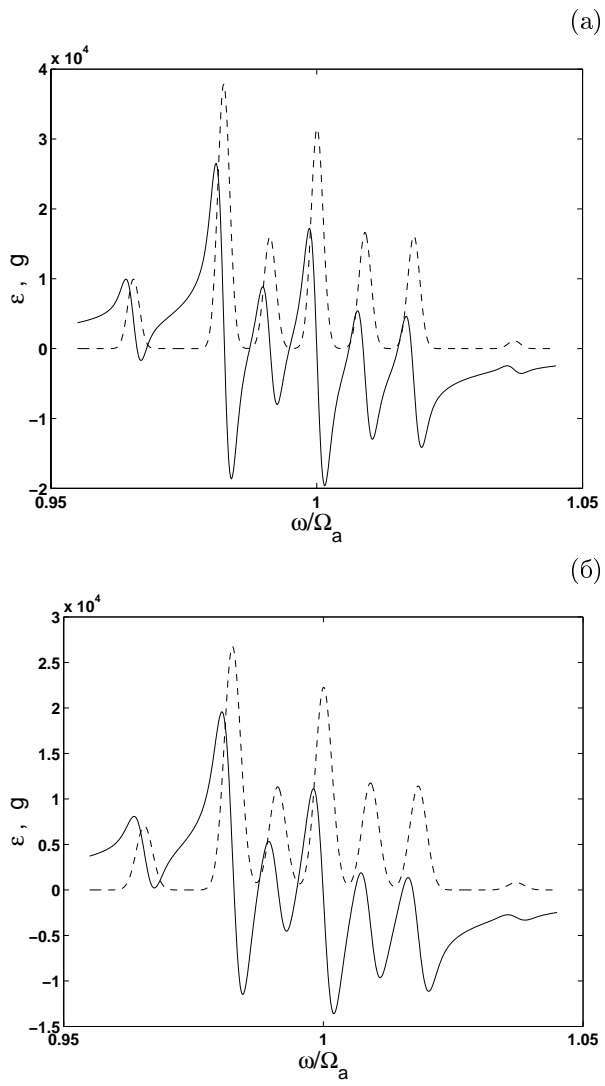


Рис. 5. Диэлектрическая проницаемость однократно ионизованной природной смеси кадмия вблизи циклотронной частоты  $\Omega_a$  изотопа  $\text{Cd}^{112}$  при  $B = 3,0$  Тл. Другие параметры такие же, как на Рис. 2.

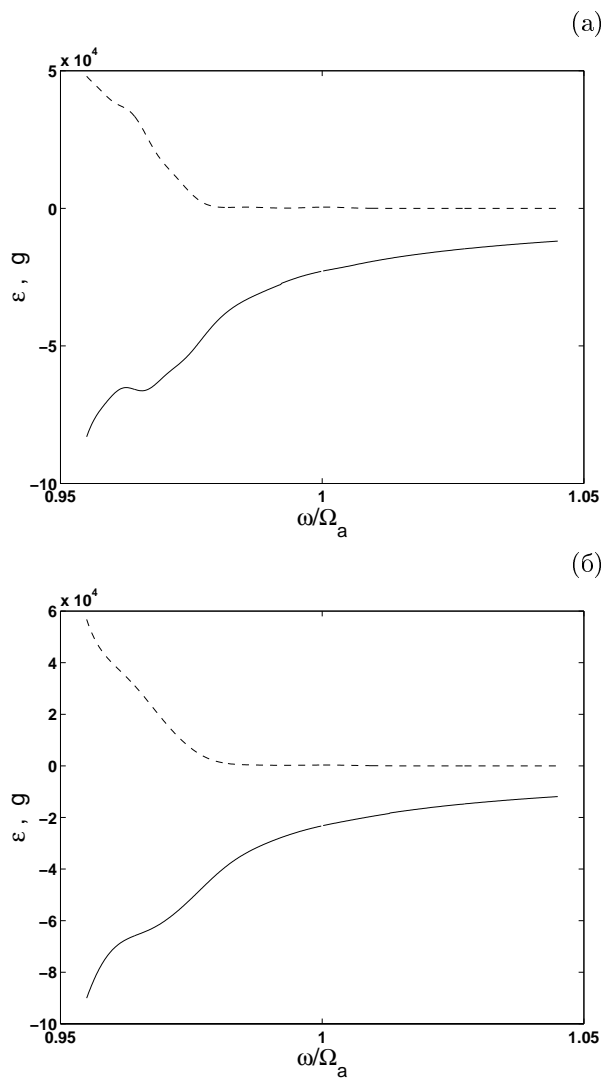


Рис. 6. Диэлектрическая проницаемость однократно ионизированной природной смеси бария вблизи циклотронной частоты  $\Omega_a$  изотопа  $\text{Ba}^{130}$  при  $B = 1,0$  Тл. Другие параметры такие же, как на Рис. 2.

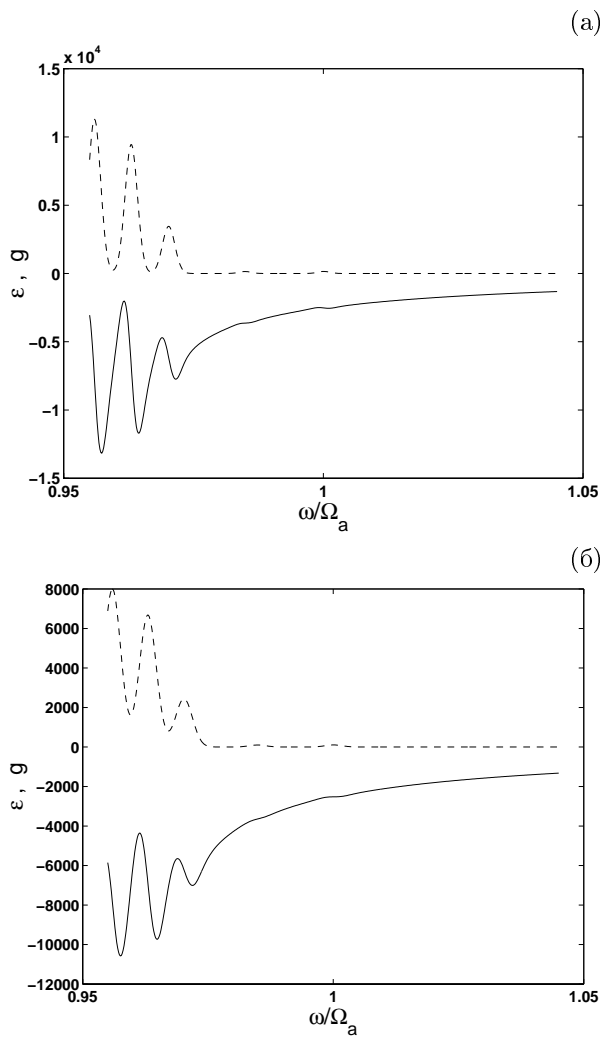


Рис. 7. Диэлектрическая проницаемость однократно ионизованной природной смеси бария вблизи циклотронной частоты  $\Omega_a$  изотопа  $\text{Ba}^{130}$  при  $B = 3,0$  Тл. Другие параметры такие же, как на Рис. 2.

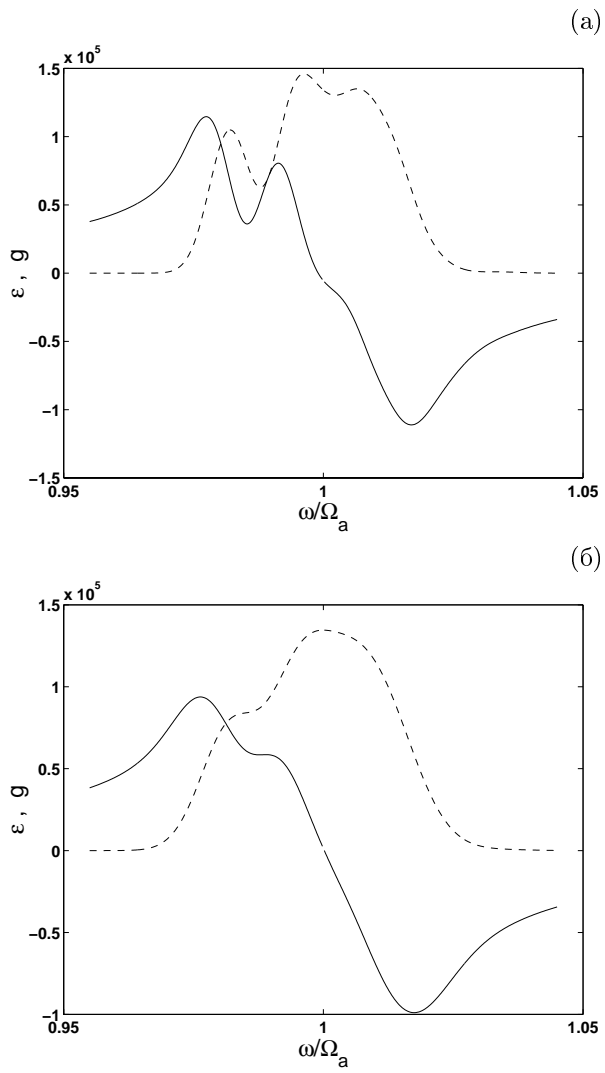


Рис. 8. Диэлектрическая проницаемость однократно ионизированной природной смеси гадолиния вблизи циклотронной частоты  $\Omega_a$  изотопа  $Gd^{157}$  при  $B = 1,0$  Тл. Другие параметры такие же, как на Рис. 2.

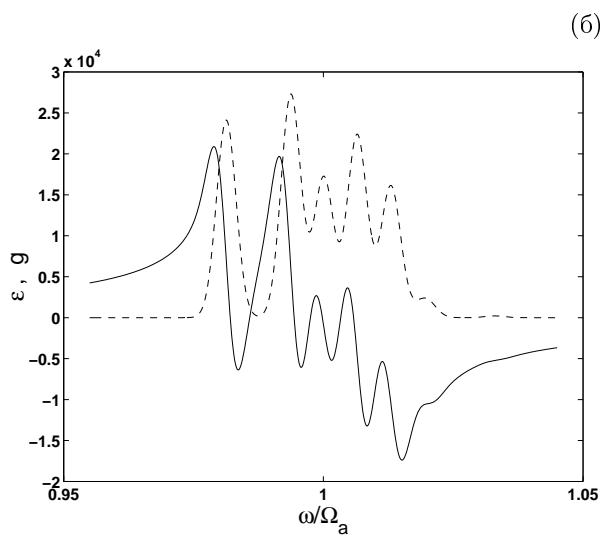
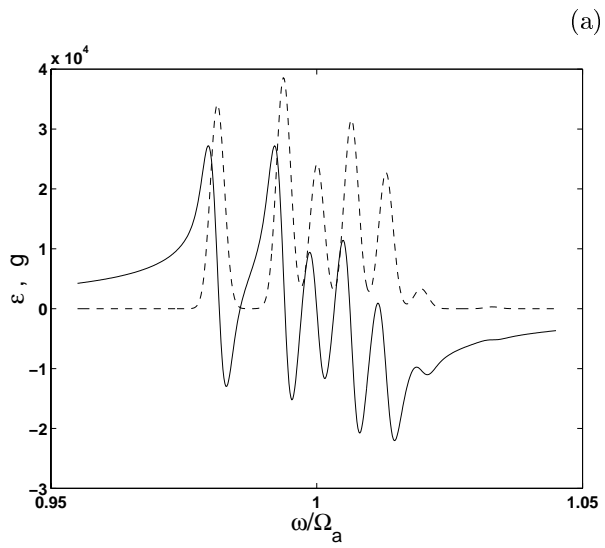


Рис. 9. Диэлектрическая проницаемость однократно ионизованной природной смеси гадолиния вблизи циклотронной частоты  $\Omega_a$  изотопа  $Gd^{157}$  при  $B = 3,0$  Тл. Другие параметры такие же, как на Рис. 2.

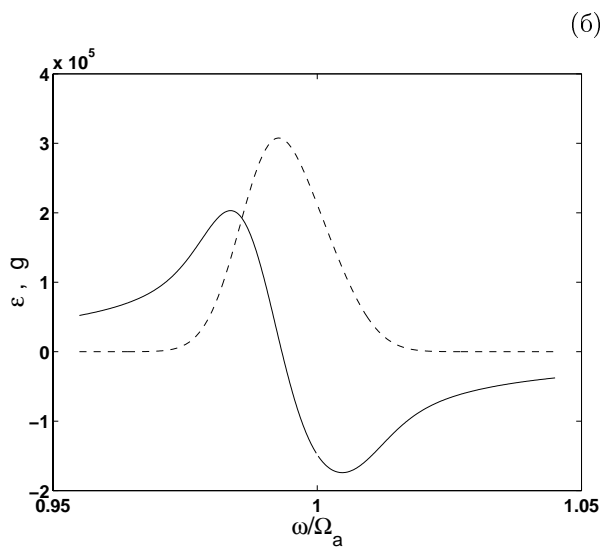
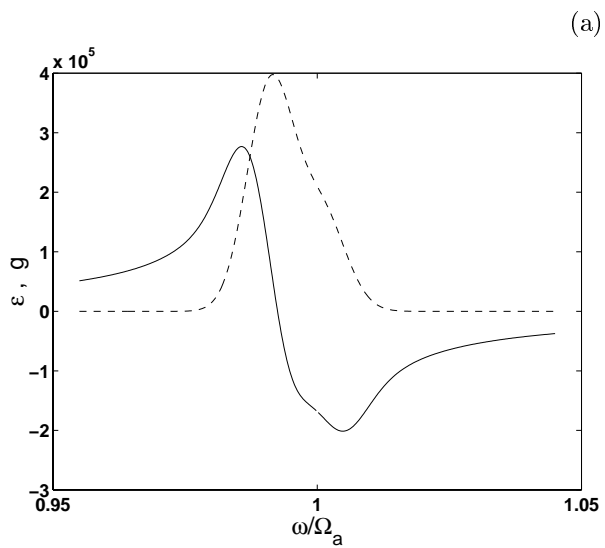


Рис. 10. Диэлектрическая проницаемость однократно ионизованной природной смеси таллия вблизи циклотронной частоты  $\Omega_a$  изотопа  $\text{Tl}^{203}$  при  $B = 1,0$  Тл. Другие параметры такие же, как на Рис. 2.



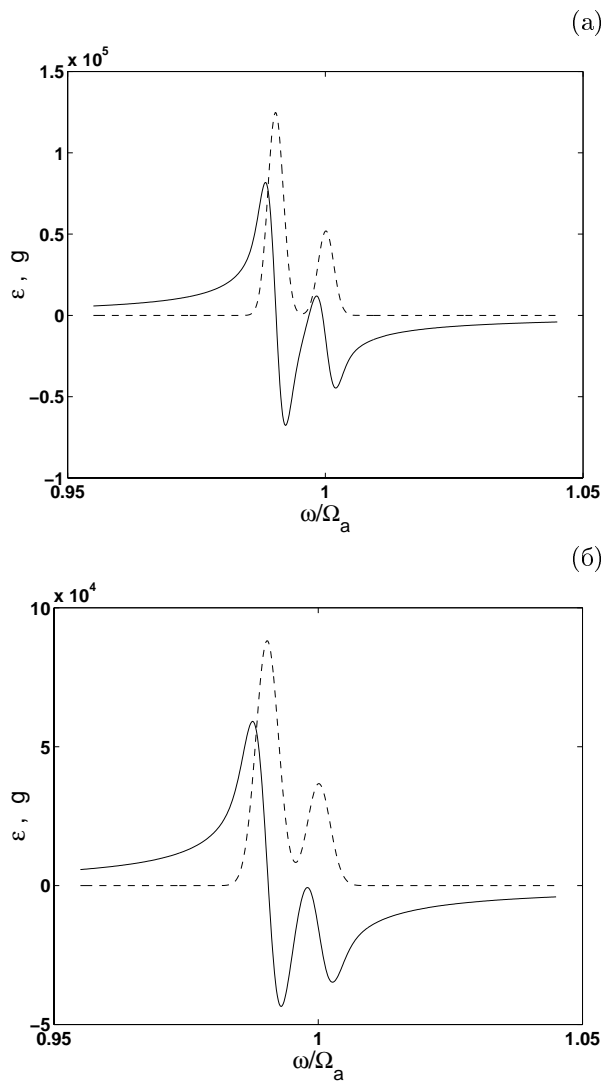


Рис. 11. Диэлектрическая проницаемость однократно ионизированной природной смеси таллия вблизи циклотронной частоты  $\Omega_a$  изотопа  $\text{Tl}^{203}$  при  $B = 3,0$  Тл. Другие параметры такие же, как на Рис. 2.

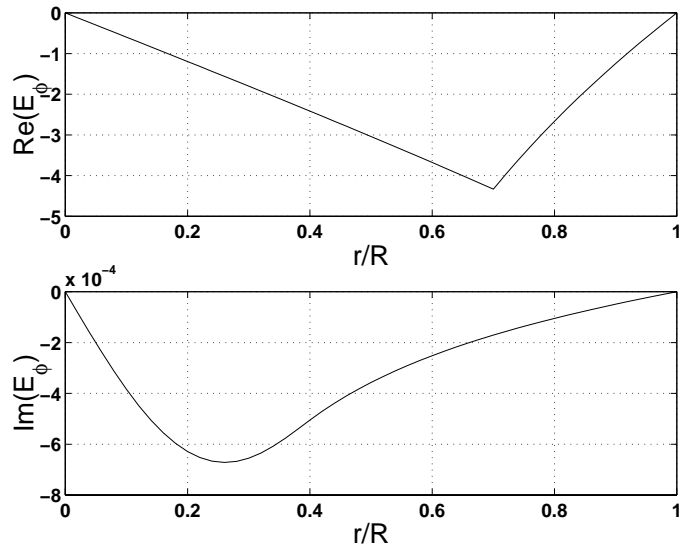


Рис. 12. Азимутальная компонента электрического поля  $E_{k\phi}$  в струе однократно ионизованной природной смеси гадолиния на циклотронной частоте изотопа  $\text{Gd}^{157}$  при  $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $B = 1,0 \text{ Тл}$ ,  $u = 0$ ,  $T_{\parallel} = 1 \text{ эВ}$ ,  $T_{\perp} = 50 \text{ эВ}$ ; длина антенны  $\ell = 200 \text{ см}$ .

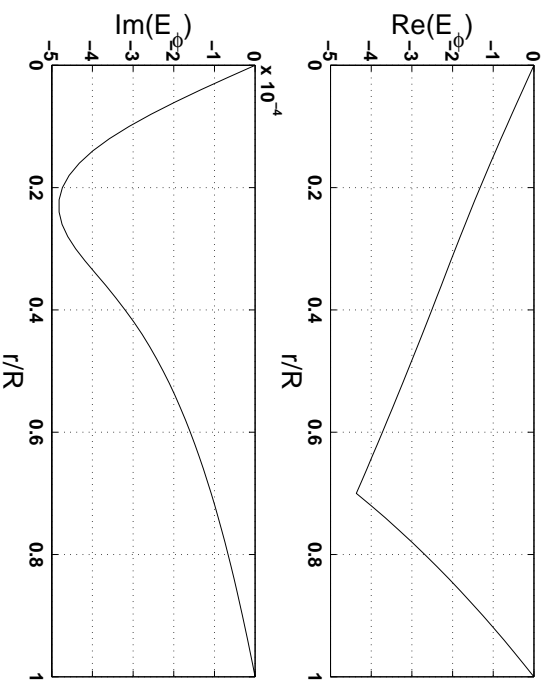


Рис. 13. Азимутальная компонента электрического поля  $E_{\phi 0}$  в струе однокрапно ионизованной природной смеси гадолиния на циклотронной частоте изотопа  $\text{Gd}^{157}$  при  $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Другие параметры такие же, как на Рис. 12.

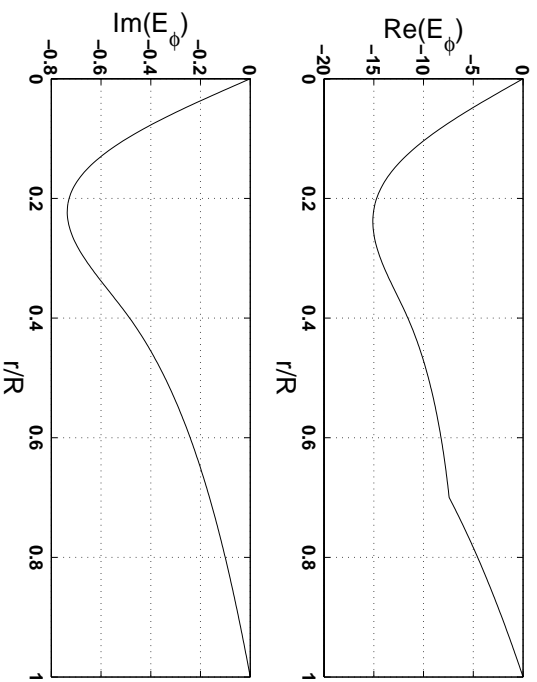


Рис. 14. Азимутальная компонента электрического поля  $E_{\phi\theta}$  в струе однократно ионизованной природной смеси гадолиния на циклотронной частоте изотопа  $\text{Gd}^{157}$  при  $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Другие параметры такие же, как на Рис. 12.

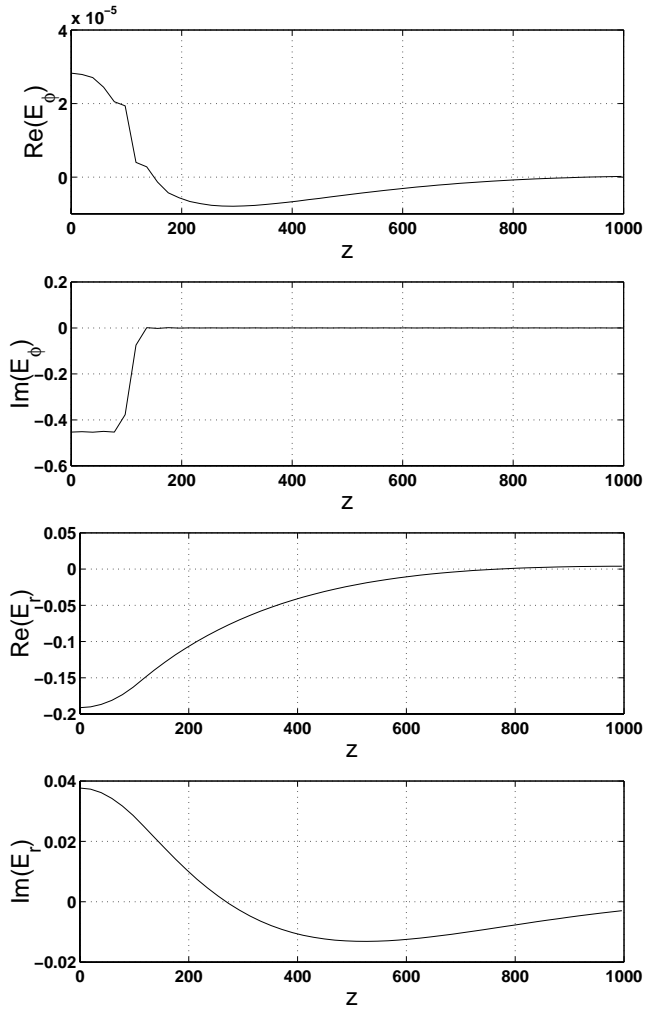


Рис. 15. Аксиальная структура ВЧ поля в струе однократно ионизованной природной смеси палладия на циклотронной частоте изотопа  $\text{Pd}^{102}$  при  $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $B = 1,0 \text{ Тл}$ ,  $u = 0$ ,  $T_{\parallel} = 1 \text{ эВ}$ ,  $T_{\perp} = 50 \text{ эВ}$ ; длина антенны  $\ell = 200 \text{ см}$ , расстояние от оси  $r = 5 \text{ см}$ . Вещественная и мнимая части  $\mathbf{E}$  соответствуют электрическому полю антенны в моменты времени, отстоящие друг от друга на четверть периода ВЧ колебаний. Все графики симметричны относительно  $z = 0$  (только при  $u = 0$ ).

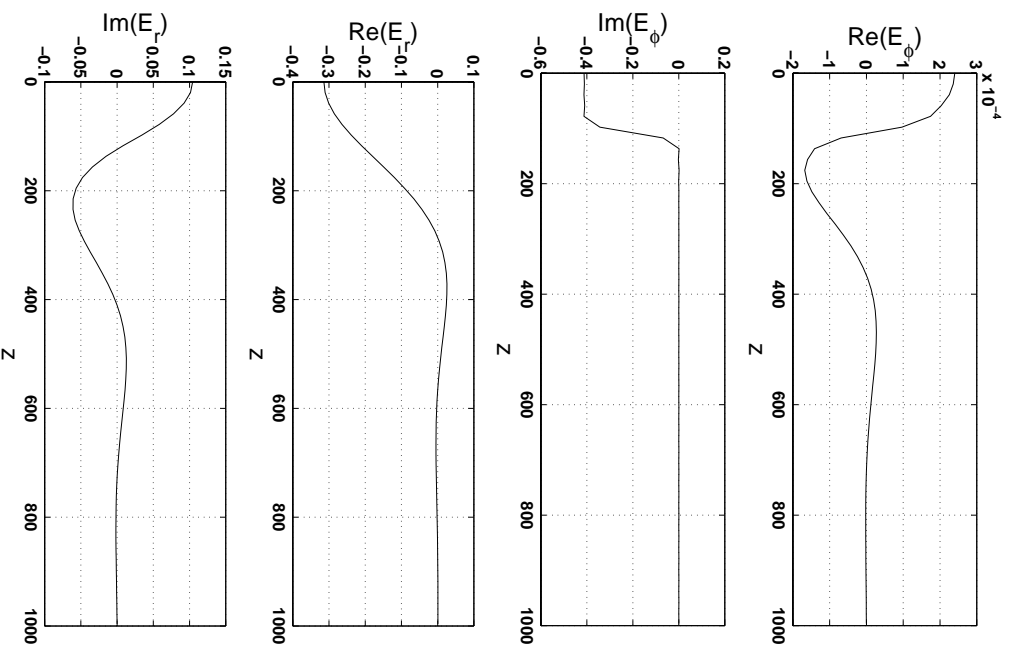


Рис. 16. Аксиальная структура ВЧ поля в струе однократно ионизованной природной смеси катодия на циклотронной частоте изотопа  $\text{Cs}^{112}$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 15.

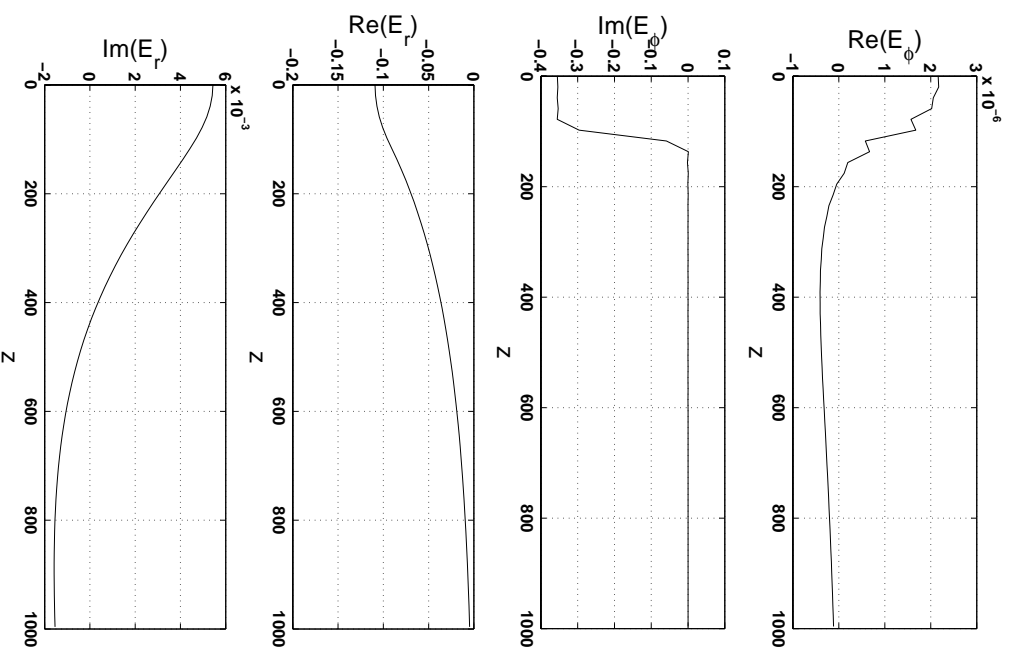


Рис. 17. Аксиальная структура ВЧ поля в струе однократно ионизованной природной смеси бария на циклотронной частоте изотопа  $\text{Ba}^{130}$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 15.

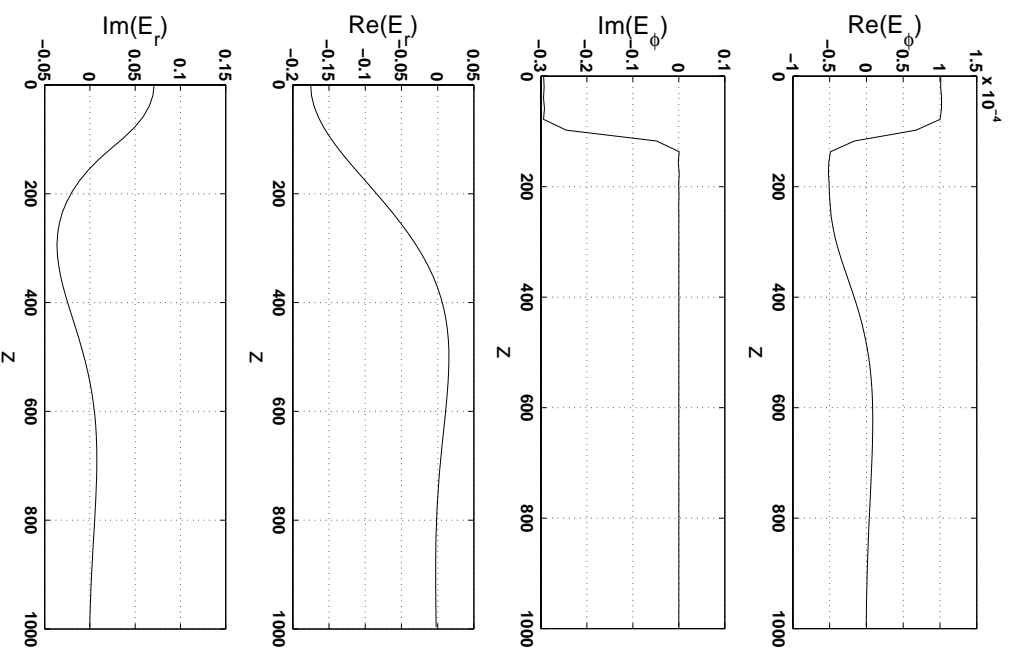


Рис. 18. Аксиальная структура ВЧ поля в струе однократно ионизованной природной смеси гадолиния на циклотронной частоте изотопа Cd<sup>157</sup>. Параметры системы такие же, как на Рис. 15.



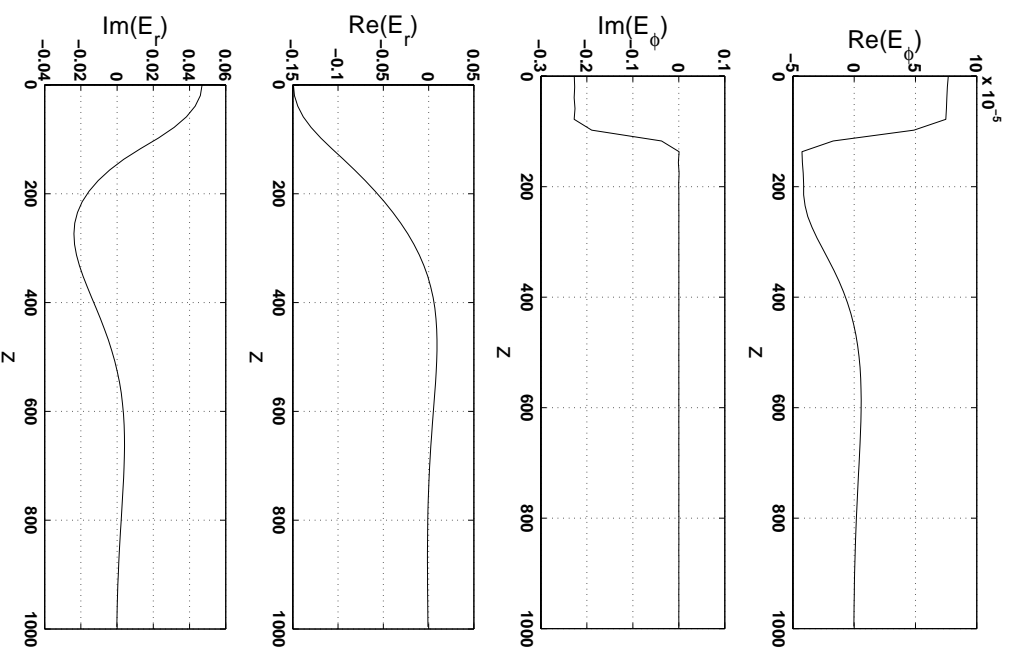


Рис. 19. Аксиальная структура ВЧ поля в струе однократно ионизованной природной смеси таллия на циклотронной частоте изотопа  $^{203}\text{Tl}$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 15.

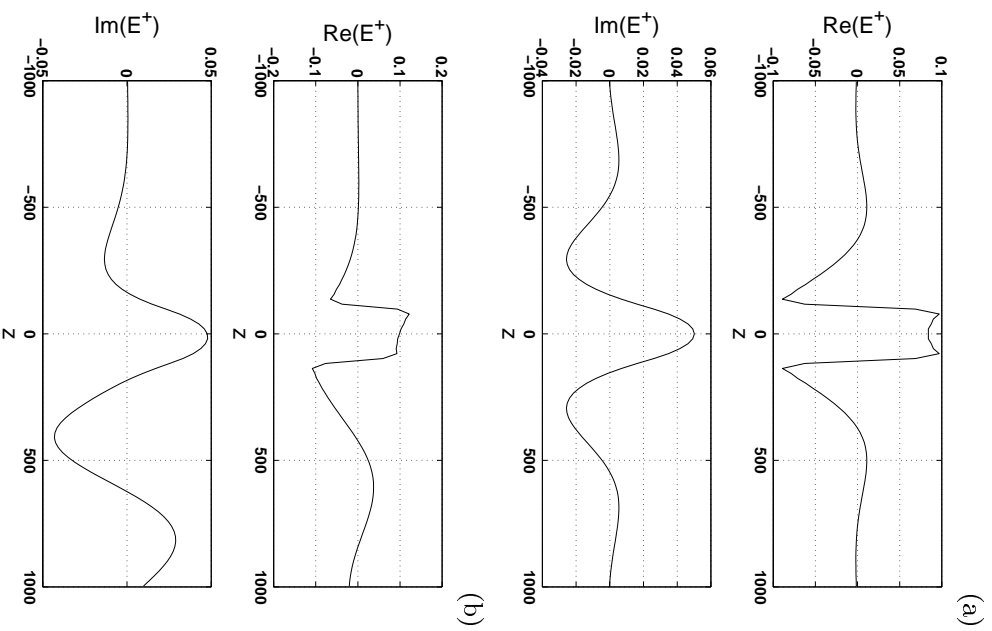


Рис. 20. Аксиальная структура левополяризованной компоненты  $E^+$  ВЧ поля в струе однократно ионизованной природной смеси гадолиния на пиклотронной частоте изотопа  $Gd^{157}$ . *a)*  $u = 0$ ; *б)*  $u = v_{||}$ . Остальные параметры системы такие же, как на Рис. 15.

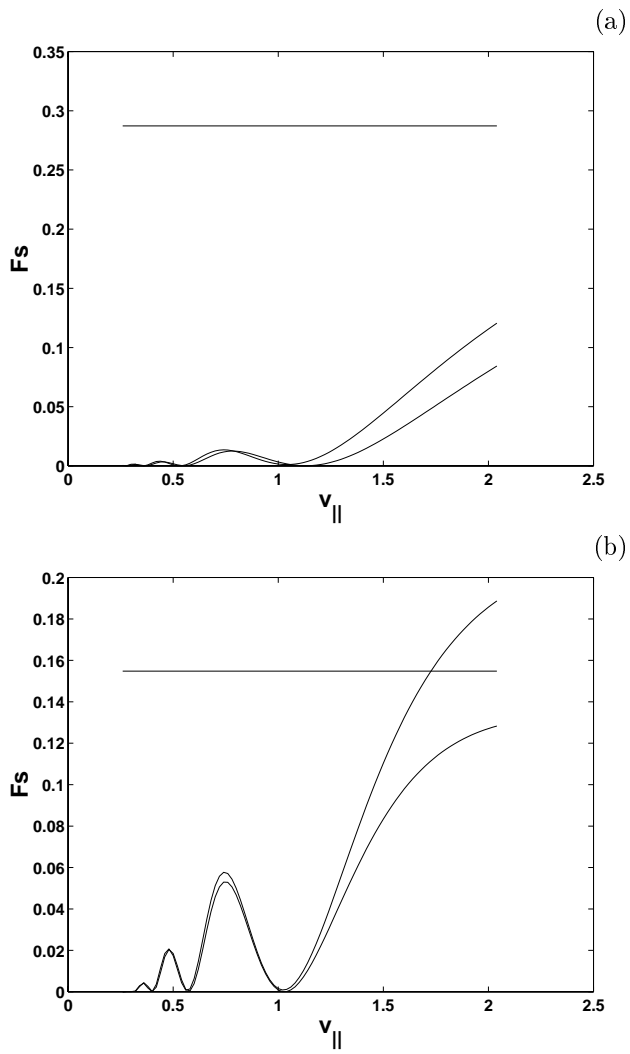


Рис. 21. Графики функции  $\mathcal{F}_s(v_{\parallel})$  для изотопа  $\text{Gd}^{157}$  (горизонтальная линия),  $\text{Gd}^{158}$  (верхняя кривая) и  $\text{Gd}^{156}$  (нижняя кривая) при  $\omega = \Omega_a$ . Параметры плазмы:  $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $B = 1,0 \text{ Тл}$ ,  $u = v_a$ ,  $\ell = 2 \text{ м}$ ,  $T_{\parallel} = 1 \text{ эВ}$ ,  $T_{\perp} = 50 \text{ эВ}$ ; *a*) зона нагрева 200 см; *б*) зона нагрева 300 см.

*В.Э. Карлин, И.А. Котельников*

**Селективный ИЦР нагрев лантанидовой плазмы**

*V.E. Karlin, I.A. Kotelnikov*

**Selective ICR heating of lanthanide plasma**

ИЯФ 2001-63

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 16.10.2001 г.

---

Сдано в набор 17.10.2001 г.

Подписано в печать 17.10.2001 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2.3 печ.л., 1.9 уч.-изд.л.

Тираж 90 экз. Бесплатно. Заказ № 63

---

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

*Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*