

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

В.Э. Карлин

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  
ИЦР НАГРЕВА ГАДОЛИНИЕВОЙ ПЛАЗМЫ  
СОЛЕНОИДАЛЬНОЙ АНТЕННОЙ

ИЯФ 2003-1

Новосибирск  
2003

*В.Э. Карлин*

**Численное моделирование ИЦР нагрева  
гадолиниевой плазмы соленоидальной антенной**

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

**Аннотация**

Приведены результаты численных экспериментов по исследованию изотопически селективного индуктивного нагрева струи гадолиниевой плазмы в поле соленоидальной антенны, возбуждающей ВЧ поле с азимутальным числом  $m = 0$ .

*B.E. Karlin*

**CR heating of Gd plasma by full-turn-loop antenna  
numerical experiments**

**Abstract**

Isotopically selective ICR heating of Gd plasma stream is simulated numerically. Results are reported for heating Gd with the  $m = 0$  mode of the rf excited with full-turn-loop antenna.

---

# 1 Введение

В работе сообщаются результаты уточненных численных расчетов изотопически селективного ИЦР нагрева струи плазмы, полученной однократной ионизацией гадолиния. Расчеты нагрева гадолиния в поле простейшей соленоидальной (витковой) антенны с целью последующего выделения нагретого изотопа  $Gd^{157}$  были начаты в работах [1, 2, 3, 4, 5, 6]. При этом использовалось приближение бесконечно малых радиусов циклотронных окружностей нагреваемых изотопов. В этом приближении, также, считая, что ионы движутся вдоль силовых линий магнитного поля, аналитически рассчитывался нагрев струи плазмы. В проектируемой установке (Рис. 1) используется "узкий" плазменный поток (в поперечный размер потока укладывается 3-4 ларморовских окружностей нагреваемых изотопов). Поэтому аналитический метод является лишь грубым приближением. Точность аналитических вычислений ухудшает эффект дрейфа центров циклотронных окружностей ионов поперек силовых линий магнитного поля.

В настоящей работе, для уточнения полученных ранее результатов, было найдено распределение полей соленоидальной антенны, создаваемое внутри гадолиниевой плазмы и во всем пространстве вакуумной камеры установки. Найденная картина полей позволила провести численное моделирование движения ионов гадолиния при реальном распределении полей. Проведенные расчеты подтвердили эффект колебания центров циклотронных окружностей ионов  $Gd$  относительно оси антенны [5], которые приводят к снижению эффективности нагрева из-за изменения фазы ионов по отношению к греющему полю. При этом наблюдается некоторое отличие от результатов приведенных в [5], что связано с появлением эффекта экранировки левой (ионной) поляризации. Показано, что с ростом плотности плазмы эффект экранировки значительно снижает эффективность нагрева соленоидальной антенной.

## 2 Поле антенны

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

$$\mathbf{E}_k(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_k(r) e^{i(k_{\parallel} z - \omega t)}. \quad (1)$$

Частота поля  $\omega$  задана генератором ВЧ мощности, а спектр колебаний по продольным волновым числам  $k_{\parallel}$  определяется геометрией антенны и пространственной дисперсией тензора  $\varepsilon_{\alpha\beta}$  [4].

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

$$\mathbf{j} = \mathcal{I}(z)\delta(r - b) e^{-i\omega t} \mathbf{e}_{\varphi}. \quad (2)$$

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

$$\frac{d}{dr} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r E_{\varphi}(r) - \varkappa^2 E_{\varphi}(r) = -\frac{4\pi i \omega}{c^2} \mathcal{I}_k \delta(r - b), \quad (3)$$

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 поверхностного тока  $\mathcal{I}(z)$ :

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

При равномерной намотке

$$\mathcal{I}_k = I_0 N \operatorname{sinc}(k_{\parallel} \ell / 2), \quad (4)$$

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

$$E_{kr} = \frac{ig}{N_{\parallel}^2 - \varepsilon} E_{k\varphi}. \quad (5)$$

Искомое решение уравнения (3) должно удовлетворять граничным условиям  $E_{k\varphi} = 0$  на оси плазмы при  $r = 0$  и на поверхности окружающей плазму вакуумной камеры, при  $r = R > b$ . Существенным образом

от плотности плазмы зависит только радиальная компонента электрического поля (5).

Для определения аксиального профиля ВЧ поля (т.е. зависимости от  $z$ ) использовалось быстрое преобразование Фурье. Оно накладывалось на одномерный массив решений уравнения (3), зависящего от  $r$ , как от параметра.

В настоящей работе, производя вычисления при различных  $r$ , была получена полная картина распределения ВЧ поля внутри антенны. Ток в антенне задавался равным 27кА.

Рассматривались три случая  $n = 0; 10^{11}; 10^{12} \text{ см}^{-1}$ . Графики зависимостей  $E_r(r, z)$ ,  $E_\varphi(r, z)$ ,  $E^+(r, z)$  приведены: для случая  $n = 0 \text{ см}^{-1}$  на Рис. 2, 3; для случая  $n = 10^{11} \text{ см}^{-1}$  на Рис. 7, 8, 9; для случая  $n = 10^{12} \text{ см}^{-1}$  на Рис. 13, 14, 15. Здесь  $E^+(r, z)$  — левополяризованная компонента поля антенны:

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

Параметры антенны и плазмы, использованные при расчетах, указаны в подписях к рисункам. При вычислениях принималось в расчет течение плазмы, т.е.  $u \neq 0$ , вследствие чего поле несимметрично относительно середины антенны.

Из рисунков видно, что азимутальная компонента поля в случаях  $n = 10^{11}; 10^{12} \text{ см}^{-1}$  мало отличается от вакуумного значения  $n = 0$ . Влияние плазмы сказывается в появлении радиальной компоненты электрического поля, которая увеличивается с ростом плотности плазмы (Рис. 8, 14) и равна нулю в случае  $n = 0$ . В работах [1, 2] было показано, что рост радиальной компоненты электрического поля приводит к перераспределению долей энергии ВЧ поля, содержащейся в вынужденных колебаниях с правой (электронной) и левой (ионной) поляризациях. Это приводит к экранировке левой поляризации при некоторой критической плотности ионов. Влияние на нагрев плазмы эффекта экранировки, подтвержденного проведенными расчетами, обсуждается в следующем разделе.

### 3 Нагрев

Используя полученное распределение ВЧ поля внутри антенны, можно промоделировать движение ионов и провести более точный анализ процесса ИЦР нагрева в соленоидальной антенне, чем это было сделано в

работе [4]. Для этого воспользуемся уравнениями движения ионов в прямоугольных координатах (ось  $Z$  совпадает с осью антенны).

$$\frac{d^2}{dt^2}X(t) - \Omega_i \cdot \frac{d}{dt}Y(t) = \frac{q}{m} \cdot E_x,$$

$$\frac{d^2}{dt^2}Y(t) + \Omega_i \cdot \frac{d}{dt}X(t) = \frac{q}{m} \cdot E_y,$$

где  $\Omega_i$  – ионная циклотронная частота;  $q$  – заряд иона.

Для численного решения этой системы уравнений использовался метод Рунге-Кутты. Распределение ВЧ поля внутри антенны задавалось в виде двумерного числового массива, который использовался для линейной интерполяции значений поля в каждой точке траектории. Численное решение уравнений движения позволяет увидеть, как происходит набор энергии резонансного иона при его движении вдоль антенны (Рис. 4, 10, 16). Из сравнения рисунков видно, что эффективность нагрева снижается с ростом плотности плазмы. Это связано с эффектом «экранировки» из-за перераспределения долей энергии ВЧ поля, содержащейся в вынужденных колебаниях с правой (электронной) и левой (ионной) поляризациях [1, 2]. К снижению эффективности нагрева также приводит появление эффекта «переполусовки» греющего поля  $E^+$  (Рис. 9, 15), по сравнению с вакуумным полем (Рис. 3), на котором данный эффект отсутствует.

Из Рис. 5, 6, 11, 12, 17, 18 можно составить представление о характере траекторий ионов внутри антенны. На этих рисунках хорошо заметно появление эффекта дрейфа центров циклотронных окружностей ионов [5]. Видно, что дрейф имеет радиальную и азимутальную составляющие. Так как направление радиальной компоненты дрейфа (к оси антенны) совпадает с направлением спада поля  $E^+$ , то дрейф приводит к снижению эффективности нагрева ионов. При пересечении оси антенны ионы перестают греться и начинают терять набранную энергию. Азимутальный дрейф также снижает нагрев ионов, так как он приводит к изменению фазы ионов по отношению к полю  $E^+$ . Моделирование в приближении бесконечно длинной антенны показало, что дрейф носит периодический характер относительно оси антенны.

Рассмотрим случаи  $n = 0$ ;  $10^{11}$ ;  $10^{12}$  см $^{-1}$  более подробно.

При  $n = 0$ , поскольку отсутствует радиальная компонента электрического поля,  $E^+$  левополяризованная компонента поля антенны содержит

только действительную часть (Рис. 3). Это означает, что изменение фазы иона относительно поля зависит только от его положения в пространстве (Рис. 5, 6), которое приблизительно равно углу между векторами направленными в центры циклотронных окружностей в начальный и данный момент времени. Изменение фазы приводит к замедлению процесса нагрева (Рис. 4). При пересечении траекториями ионов оси антенны, ион часть времени проводит в противофазе относительно греющего поля. В результате нагрев прекращается и начинается процесс потери набранной энергии.

В случае  $n = 10^{11} \text{ см}^{-1}$  наличие плазмы приводит к тому, что поле  $E^+$  имеет реальную и мнимую часть (Рис. 9). Но к существенному изменению характера нагрева иона это не приводит, и кривая нагрева (Рис. 10) имеет примерно такой же вид, как и в случае вакуумного поля ( $n = 0$ ): идет рост энергии иона до момента пересечения его траекторией оси антенны, после этого нагрев прекращается и начинается спад набранной энергии. Но в этом случае начинает сказываться процесс экранировки плазмой поля  $E^+$ , и максимум кривой на Рис. 10 становится значительно меньше, чем в случае вакуумного поля на Рис. 4.

Картина нагрева при  $n = 10^{12} \text{ см}^{-1}$  (Рис. 16) значительно отличается от случаев рассмотренных выше. Это связано с тем, что с ростом плотности плазмы происходит рост мнимой части поля  $E^+$ , который приводит к изменению начальной фазы иона. В результате в начальный момент энергия иона падает (Рис. 16). Рост энергии начинается только с середины пути иона вдоль антенны. Дрейф центра циклотронной окружности иона в этом случае оказывает меньшее влияние на нагрев, поскольку траектория иона оси антенны не пересекает и приводит только к смещению траектории иона в область меньшего греющего поля  $E^+$ , а также изменению его фазы по отношению к греющему полю. К снижению нагрева также приводит усиление экранировки поля  $E^+$  плазмой большей плотности  $n$ .

Таким образом, из сравнения Рис. 16 ( $n = 10^{12} \text{ см}^{-1}$ ), Рис. 10 ( $n = 10^{11} \text{ см}^{-1}$ ) и Рис. 4 ( $n = 0$ ) видно, что при плотности плазмы  $n = 10^{12} \text{ см}^{-1}$  нагрев более, чем в четыре раза слабее нагрева при плотности  $n = 10^{11} \text{ см}^{-1}$  и приблизительно в 10 раз слабее нагрева в вакуумном поле ( $n = 0$ ). Это позволяет сделать вывод о том, что эффект экранировки поля  $E^+$  является основным фактором, снижающим эффективность нагрева ионов в соленоидальной антенне при плотностях плазмы  $n \geq 10^{11} \text{ см}^{-1}$ .

## 4 Эффективность сбора

Наиболее простым методом выделения нагретых изотопов является сбор изотопов с помощью пластины установленной в конце зоны нагрева. Расчеты проводились для пластины, установленной на границе плазмы и вакуума (10 см от оси антенны).

Для вычисления доли каждого изотопа (по отношению к его первоначальному количеству в системе ИЦР нагрева), попадающего на сборник в единицу времени, необходимо провести интегрирование

$$Q_s = \left[ \int_0^a \int_0^\infty \int_{W_{\perp o}}^\infty rn(r)v_{\parallel} f_s(v_{\parallel}, W_{\perp}) dW_{\perp} dv_{\parallel} dr \right] / \int_0^a dr n(r)r, \quad (6)$$

где  $W_{\perp o} = m\Omega^2/2 \cdot (a - r)^2$ ;  $a$  - радиус плазменного цилиндра внутри антенны.

Функция распределения равна [3]

$$f_s(v_{\parallel}, W_{\perp}) = \frac{2}{T_{\perp} v_{T\parallel}^2} \exp(-v_{\parallel}^2/v_{T\parallel}^2) \exp\left(-\frac{W_{\perp} + \Delta W}{T_{\perp}}\right) I_0\left(\frac{2\sqrt{W_{\perp} \cdot \Delta W}}{T_{\perp}}\right), \quad (7)$$

где  $\Delta W$  вычислено по формуле

$$\Delta W = \left| \frac{e\Omega}{2\sqrt{mv_{\parallel}}} \int_{-L/2}^{L/2} E^+(z) e^{i(\Omega - \omega)z/v_{\parallel}} dz \right|^2, \quad L\text{-длина антенны.}$$

Содержание каждого изотопа в смеси, снимаемой со сборника

$$D_s = \frac{Q_s C_s}{\sum_i Q_i C_i}, \quad (8)$$

где  $C_s$  - содержание данного изотопа в природной смеси [7].

Результат численного моделирования приведен на рисунках 19, 20, 21. Из рисунков видно, что с ростом плотности плазмы наблюдается уменьшение величины  $Q_s$  и соответственно  $D_s$ . Это связано с уменьшением эффективности нагрева ионов с ростом плотности плазмы.



Следует отметить, что расчет по уравнениям (6,8) не учитывает эффект поперечного дрейфа ионов. Поэтому для проверки результатов, приведенных выше, были проведены численные эксперименты, в которых просчитывались конкретные траектории разделяемых изотопов. При этом считалось, что ионы на входе в антенну имеют бимаксвелловскую функцию распределения.

$$f_s(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_{ls}} \frac{1}{\pi v_{ts}^2} \exp \left[ -\frac{(v_{\perp})^2}{v_{ts}^2} - \frac{(v_{\parallel} - u)^2}{v_{ls}^2} \right], \quad (9)$$

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.

Для снижения влияния поперечного дрейфа на эффективность сбора изотопов использовался цилиндрический сборник радиусом 10 см и длиной 5 см, с расположенной внутри него пластиной, параллельной его оси. Ось цилиндра совпадает с осью антенны. Результаты численного моделирования приведены на рисунках 22, 23. Из рисунков видно наличие эффекта разделения изотопов и улучшение работы разделителя, при перемещении сборника на расстояние 155 см от входа в антенну. Это связано с тем, что максимум кривой нагрева резонансного изотопа расположен в этой точке (Рис. 10).

## 5 Заключение

Проведенные расчеты показали основные особенности селективного ионно-циклотронного нагрева в системе разделения изотопов лантановой группы с соленоидальной антенной и уточнили ранее полученные результаты путем учета эффектов конечного ларморовского радиуса. Результаты вычислений подтвердили снижение эффективности нагрева ионов с ростом плотности плазмы из-за перераспределения долей энергии ВЧ поля, содержащейся в вынужденных колебаниях с правой (электронной) и левой (ионной) поляризациях [1, 2], а также из-за эффекта дрейфа центра циклотронных окружностей ионов [5]. Также было показано, что на нагрев влияет изменение фазы иона относительно греющего поля  $E^+$ , появляющегося из-за появления у поля мнимой компоненты.

Расчеты по аналитическим формулам и по траекториям позволили оценить содержание каждого изотопа в смеси, снимаемой со сборника. Расчет по траекториям подтвердил наличие эффекта разделения изотопов даже при наличии эффекта поперечного дрейфа ионов.

Таким образом, чтобы избежать потерь энергии, повысить эффективность нагрева и сбора изотопов, необходимо:

- располагать точки влета ионов как можно дальше от оси антенны, то есть использовать трубчатый ионный пучок.
- увеличить внешнее магнитное поле, что позволит уменьшить влияние на нагрев дрейфа центров циклотронных окружностей ионов, приводящего к сползанию ионов в область меньшего поля и изменению фазы ионов относительно поля  $E^+$ .
- работать с менее плотной плазмой, что позволит снизить влияние на нагрев эффекта экранировки греющего поля  $E^+$ .

## Благодарности

Автор благодарен В.И. Волосову, И.А. Котельникову, А.Г. Стешову, И.Н. Чуркину за полезные обсуждения в ходе работы.

## 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] *В.Э. Карлин, И.А. Котельников* // Препринт ИЯФ N 2001-63, Новосибирск, 2001.
- [5] *В.И. Волосов, В.В. Деменев, А.Г. Стешов, И.Н. Чуркин* // Физика плазмы. 2002. Т. 28. №7, С. 605-610.
- [6] *Тимофеев А.В.* // Физика Плазмы. 1999. Т. 25. С. 232.
- [7] *WebElements* // <http://www.shef.ac.uk/~chem/web-elements/>.

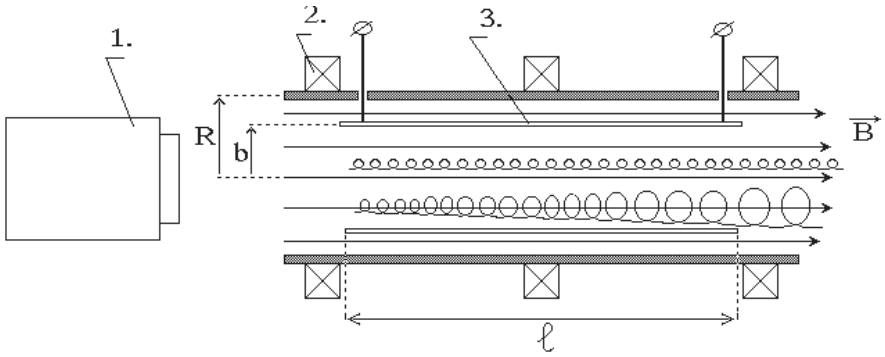


Рис. 1: Схема сепаратора изотопов: 1 — источник плазмы, 2 — катушки постоянного магнитного поля, 3 — катушка высокочастотного поля. Область, где производится выделение нагретых ионов не показана.

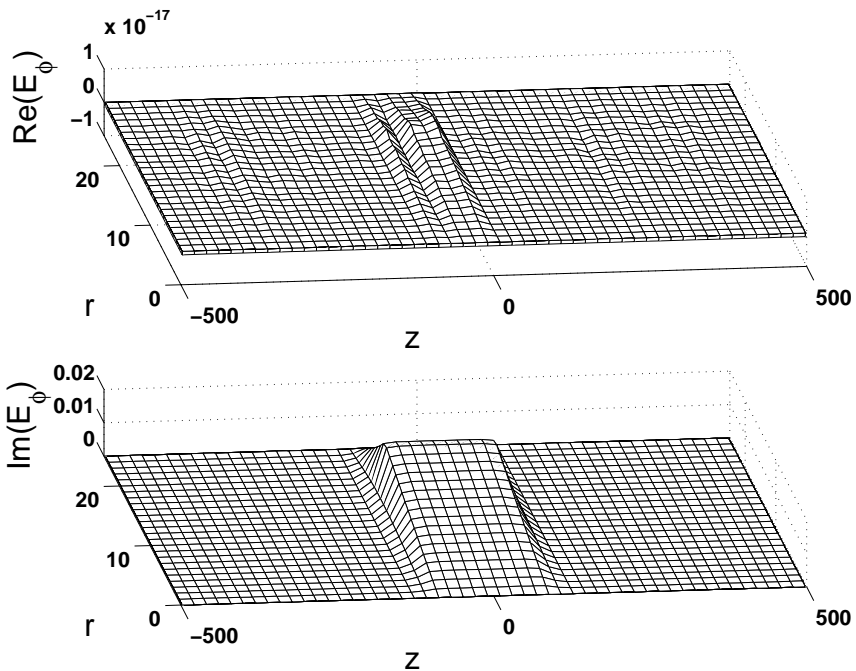


Рис. 2: Азимутальная компонента электрического поля  $E_\phi$  соленоидальной антенны на циклотронной частоте изотопа  $\text{Gd}^{157}$  при  $n = 0$ ; длина антенны  $\ell = 200$  см.

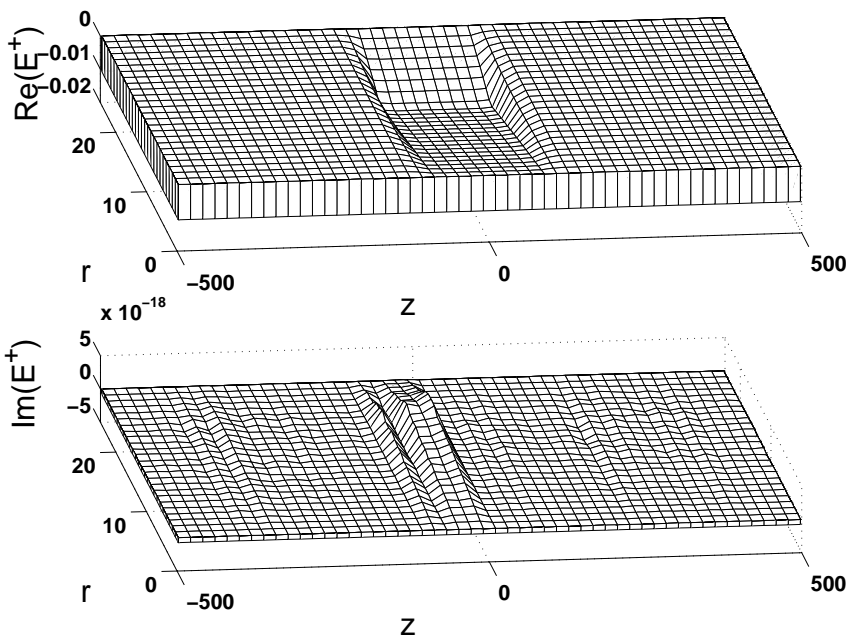


Рис. 3: Аксиальная структура левополяризованной компоненты  $E^+$  ВЧ поля соленоидальной антенны на циклотронной частоте изотопа  $\text{Gd}^{157}$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 2.

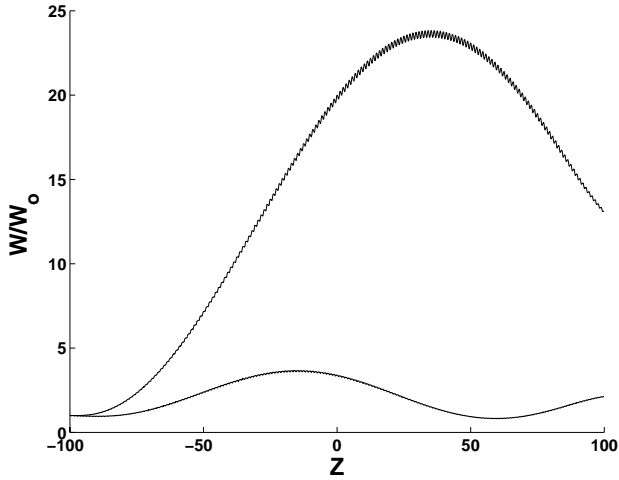


Рис. 4: Зависимость поперечной энергии резонансного иона  $Gd^{157}$  (верхняя кривая) и нерезонансного иона  $Gd^{156}$  (нижняя кривая) от длины антенны (нормировано на начальную поперечную энергию иона).  $B = 1,0$  Тл, продольная энергия иона 1 эВ. Остальные параметры системы такие же, как на Рис. 2.

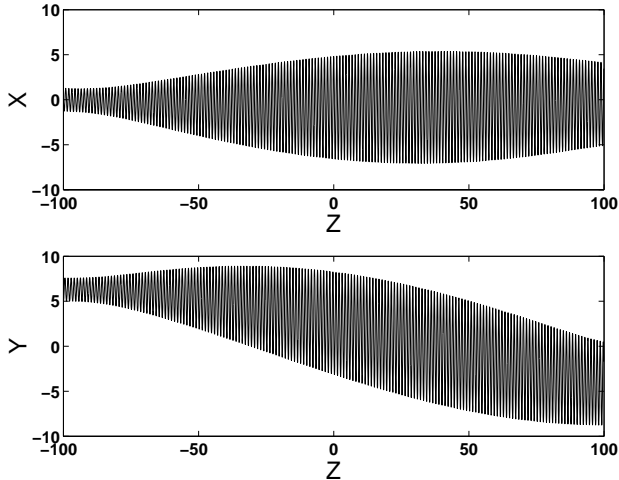


Рис. 5: Проекция траектории движения иона на плоскости XZ и YZ. Параметры системы такие же, как на Рис. 2, 4.

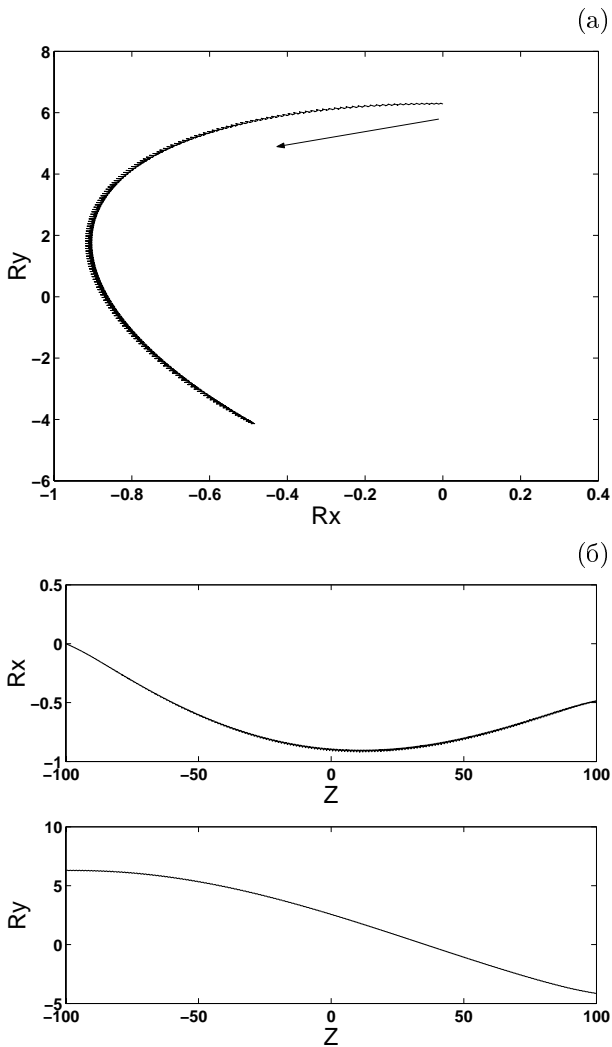


Рис. 6: Дрейф центра циклотронной окружности (координаты  $R_x$  и  $R_y$ ) вдоль траектории *a*) проекция на плоскость  $XY$ ; *б*) проекция на плоскость  $XZ$  и  $YZ$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 2, 4.



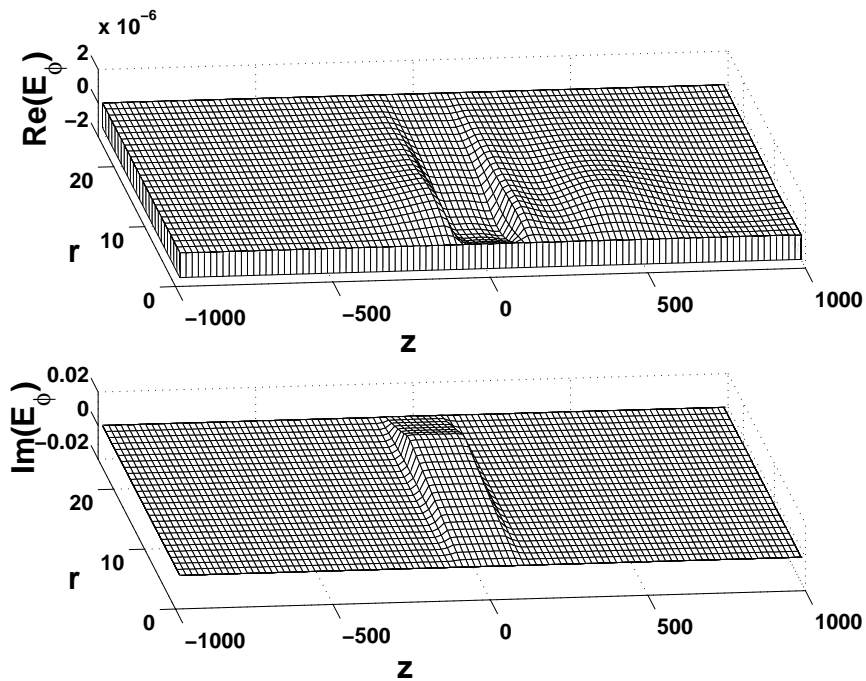


Рис. 7: Азимутальная компонента электрического поля  $E_\phi$  в струе однократно ионизованной природной смеси гадолиния на циклотронной частоте изотопа  $\text{Gd}^{157}$  при  $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $B = 1,0 \text{ Тл}$ ,  $u = v_\parallel$ ,  $T_\parallel = 1 \text{ эВ}$ ,  $T_\perp = 50 \text{ эВ}$ ; длина антенны  $\ell = 200 \text{ см}$ .

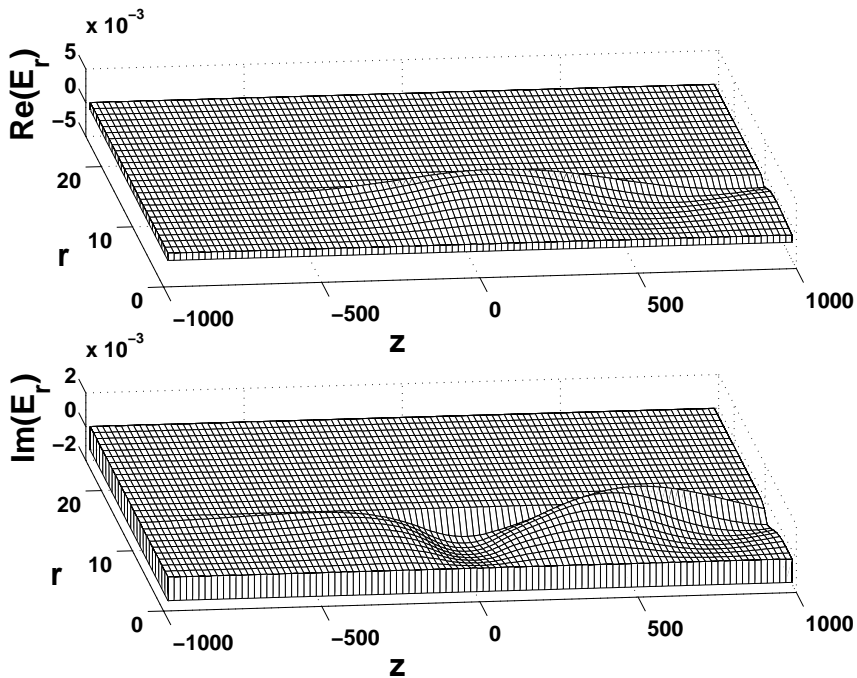


Рис. 8: Радиальная компонента электрического поля  $E_r$  в струе однократно ионизованной природной смеси гадолиния на циклотронной частоте изотопа  $\text{Gd}^{157}$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 7.

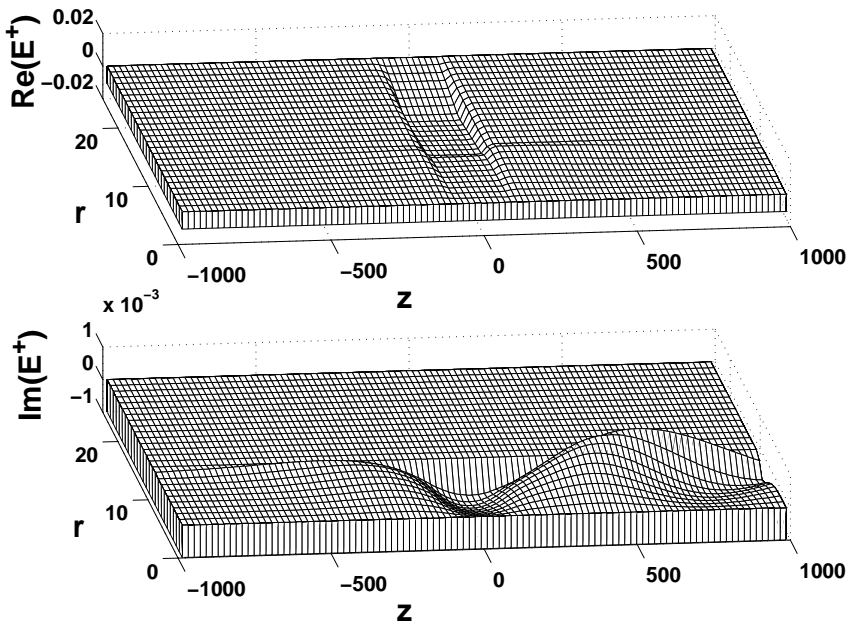


Рис. 9: Аксиальная структура левополяризованной компоненты  $E^+$  ВЧ поля в струе однократно ионизованной природной смеси гадолиния на циклотронной частоте изотопа  $Gd^{157}$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 7.

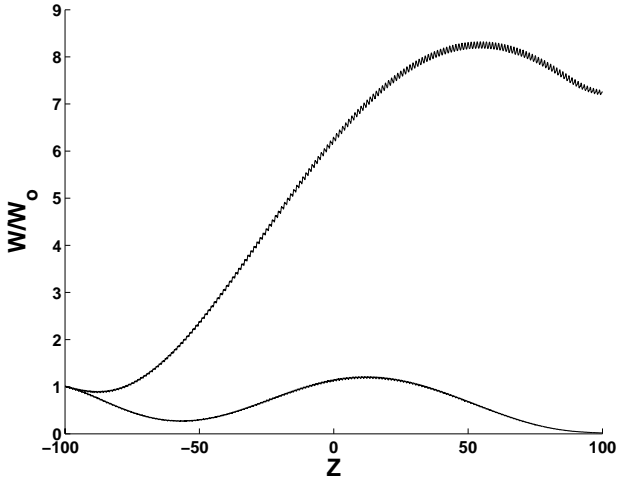


Рис. 10: Зависимость поперечной энергии резонансного иона  $Gd^{157}$  (верхняя кривая) и нерезонансного иона  $Gd^{156}$  (нижняя кривая) от длины антенны (нормировано на начальную поперечную энергию иона). Параметры системы такие же, как на Рис. 7.

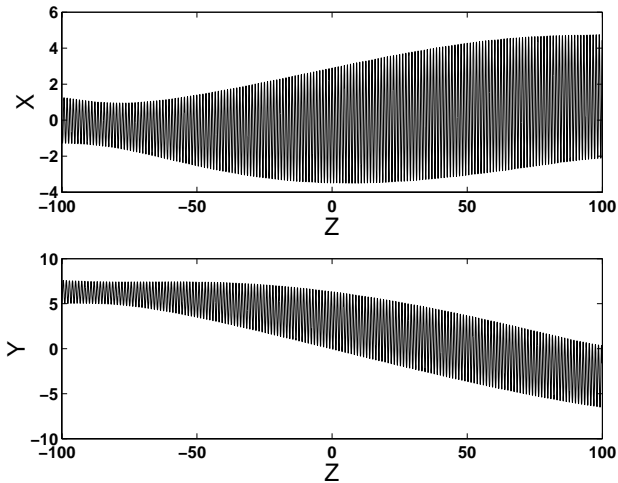


Рис. 11: Проекция траектории движения иона на плоскости  $XZ$  и  $YZ$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 7.

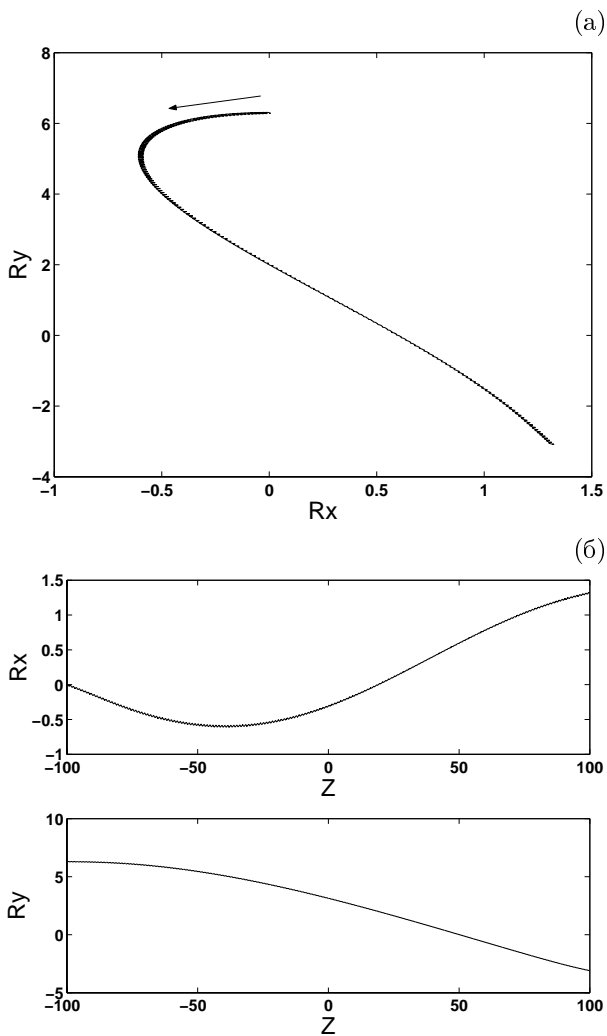


Рис. 12: Дрейф центра циклотронной окружности (координаты  $R_x$  и  $R_y$ ) вдоль траектории *a*) проекция на плоскость  $XY$ ; *б*) проекция на плоскость  $XZ$  и  $YZ$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 7.

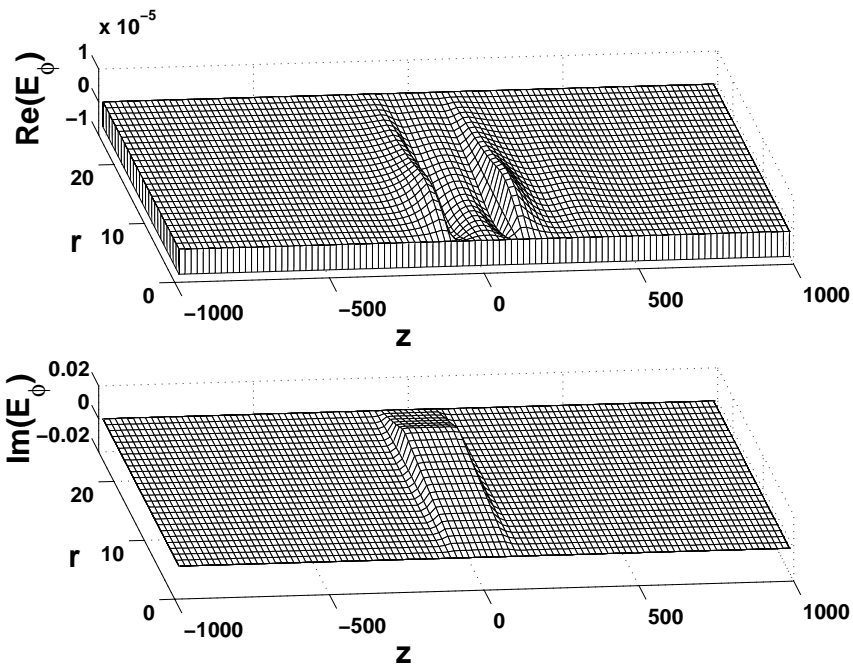


Рис. 13: Азимутальная компонента электрического поля  $E_\phi$  в струе однократно ионизованной природной смеси гадолиния на циклотронной частоте изотопа  $\text{Gd}^{157}$  при  $n = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $B = 1,0 \text{ Тл}$ ,  $u = v_\parallel$ ,  $T_\parallel = 1 \text{ эВ}$ ,  $T_\perp = 50 \text{ эВ}$ ; длина антенны  $\ell = 200 \text{ см}$ .

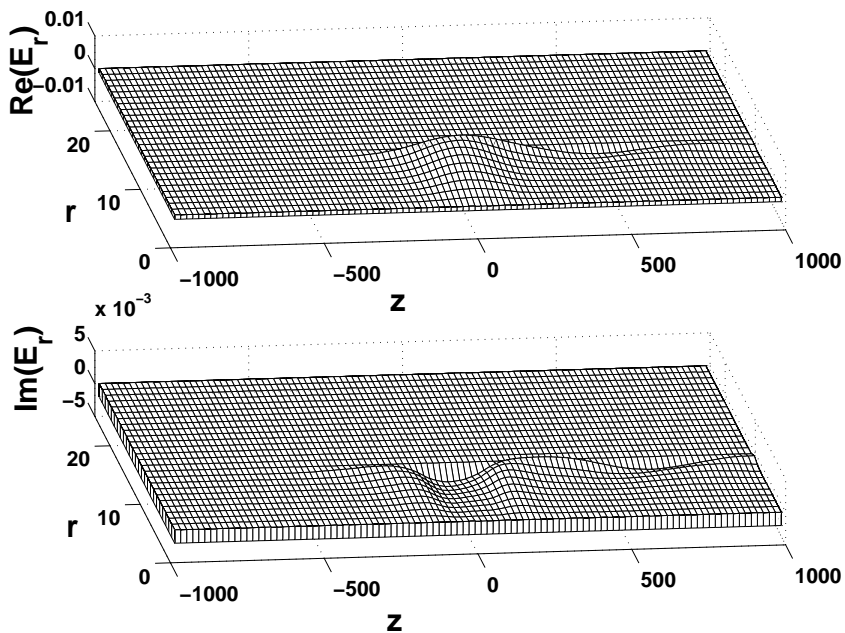


Рис. 14: Радиальная компонента электрического поля  $E_r$  в струе однократно ионизованной природной смеси гадолиния на циклотронной частоте изотопа  $\text{Gd}^{157}$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 13.

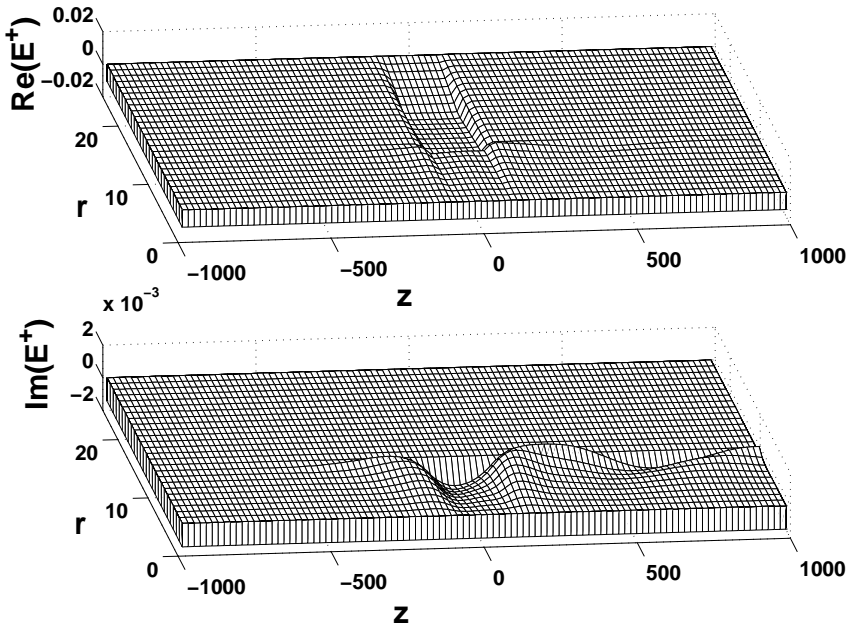


Рис. 15: Аксиальная структура левополяризованной компоненты  $E^+$  ВЧ поля в струе однократно ионизованной природной смеси гадолиния на циклотронной частоте изотопа  $\text{Gd}^{157}$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 13.



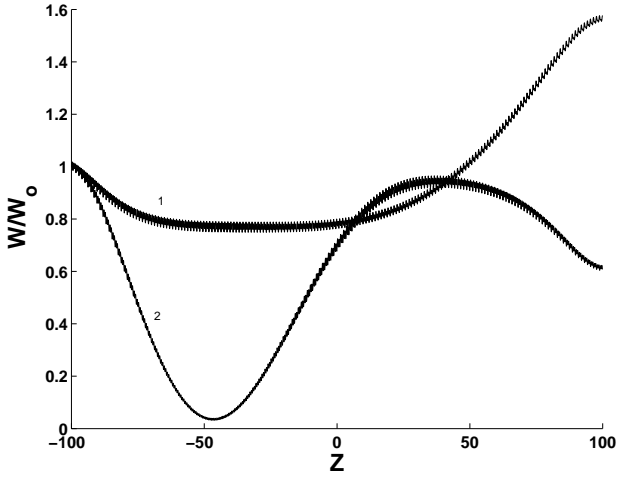


Рис. 16: Зависимость поперечной энергии резонансного иона  $Gd^{157}$  (кривая 1) и нерезонансного иона  $Gd^{156}$  (кривая 2) от длины антенны (нормировано на начальную поперечную энергию иона). Параметры системы такие же, как на Рис. 13.

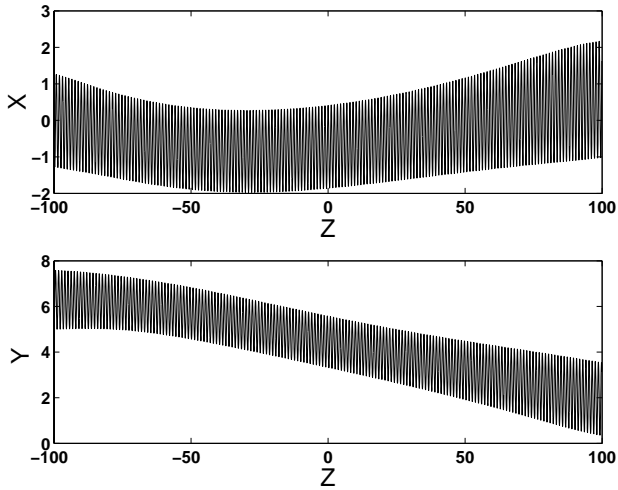


Рис. 17: Проекция траектории движения иона на плоскости  $XZ$  и  $YZ$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 13.

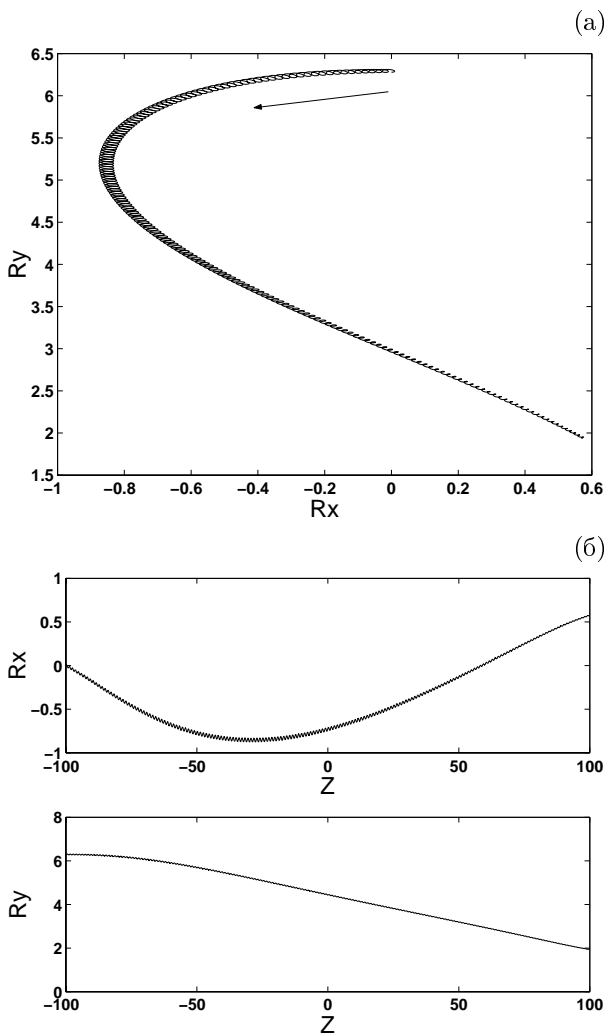


Рис. 18: Дрейф центра циклотронной окружности (координаты  $R_x$  и  $R_y$ ) вдоль траектории *a*) проекция на плоскость  $XY$ ; *б*) проекция на плоскость  $XZ$  и  $YZ$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 13.

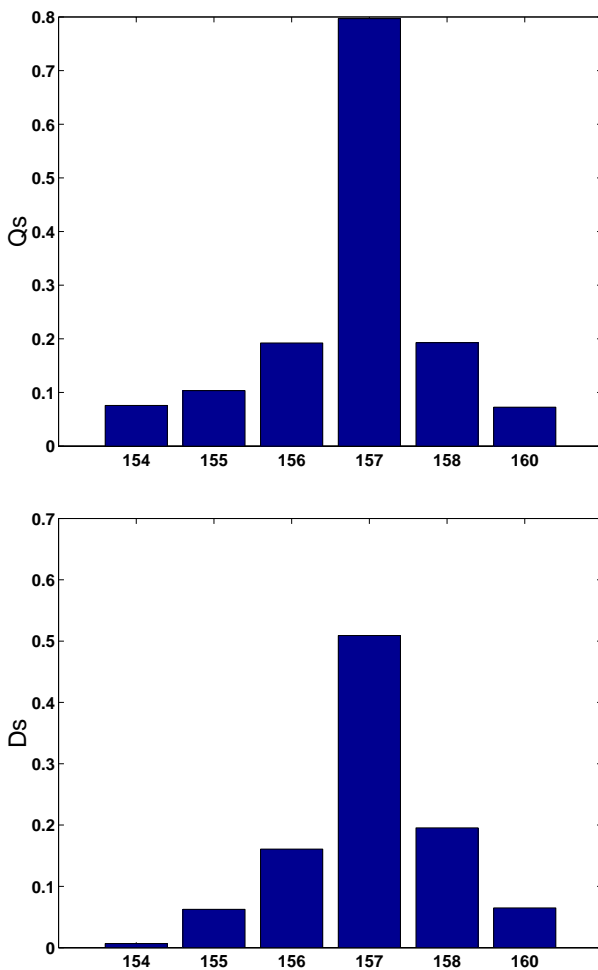


Рис. 19: Доли изотопов, попадающие на сборник ( $Q_s$ ) и относительное содержание каждого изотопа в смеси на сборнике ( $D_s$ ) при выделении изотопа  $Gd^{157}$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 2.

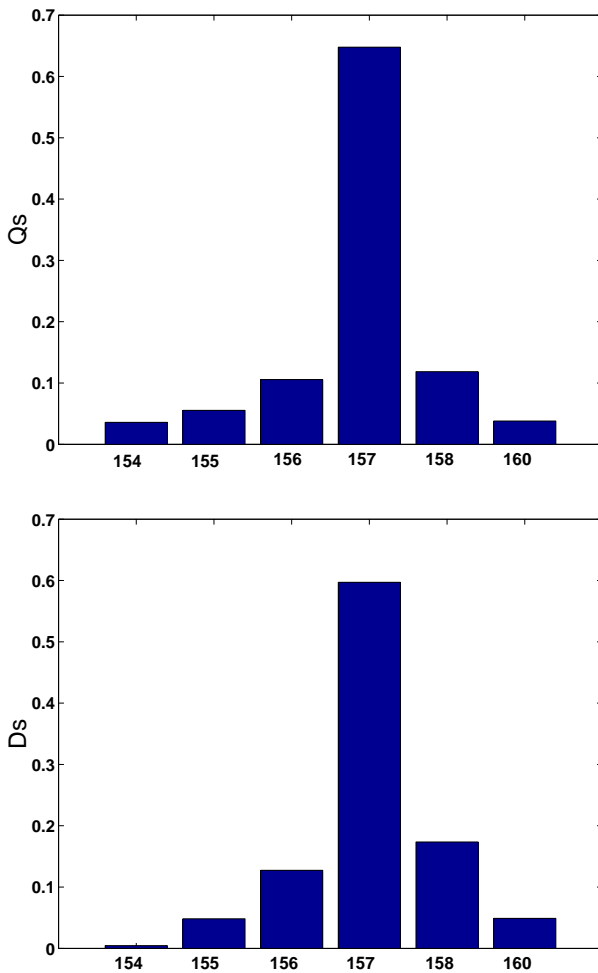


Рис. 20: Доли изотопов, попадающие на сборник ( $Q_s$ ) и относительное содержание каждого изотопа в смеси на сборнике ( $D_s$ ) при выделении изотопа  $Gd^{157}$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 7.

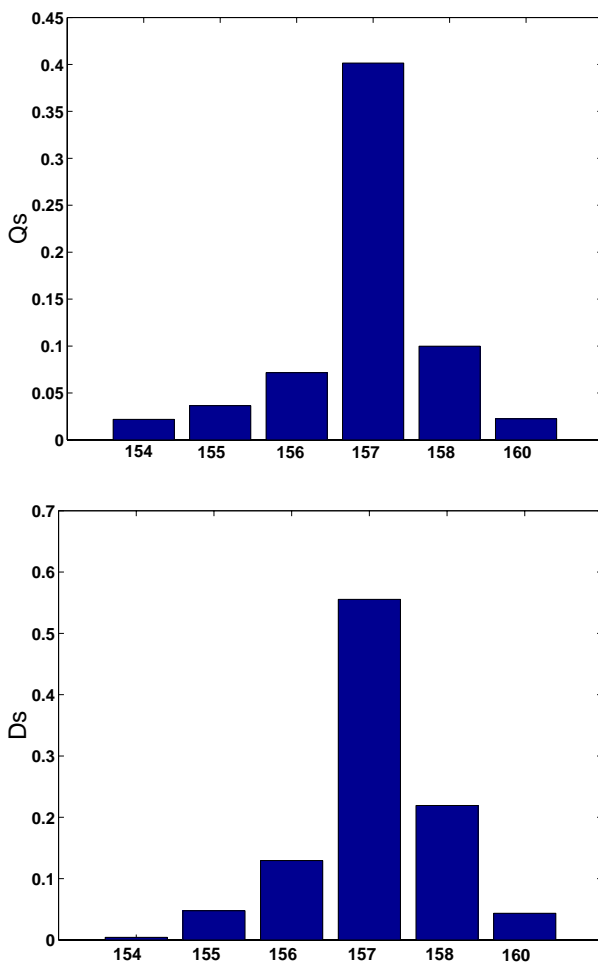


Рис. 21: Доли изотопов, попадающие на сборник ( $Q_s$ ) и относительное содержание каждого изотопа в смеси на сборнике ( $D_s$ ) при выделении изотопа  $Gd^{157}$ . Параметры системы такие же, как на Рис. 13.

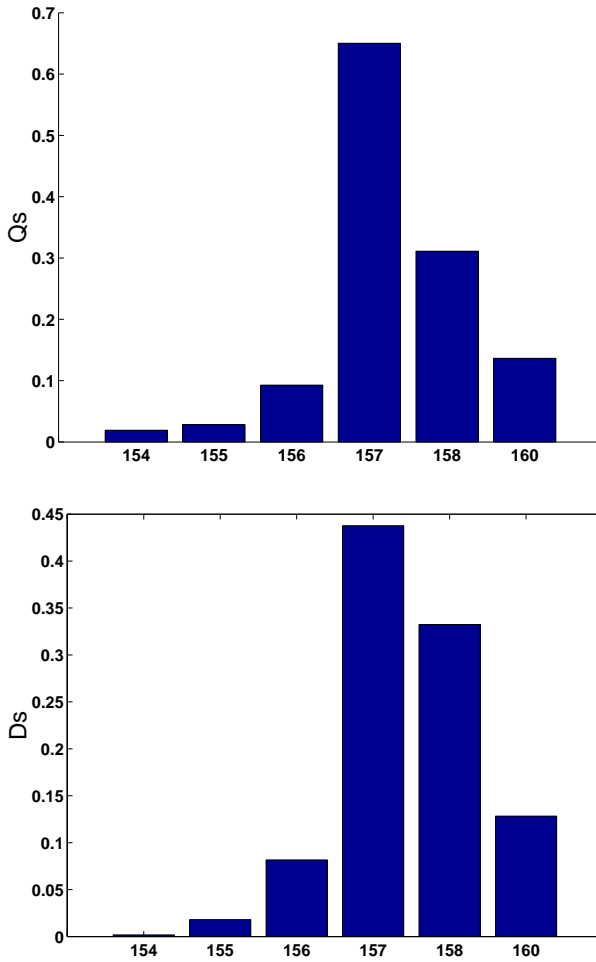


Рис. 22: Доли изотопов, попадающие на сборник ( $Q_s$ ) и относительное содержание каждого изотопа в смеси на сборнике ( $D_s$ ) при выделении изотопа  $Gd^{157}$ . Расчет по траекториям. Сборник на расстоянии 200 см от входа в антенну. Параметры системы такие же, как на Рис. 7.

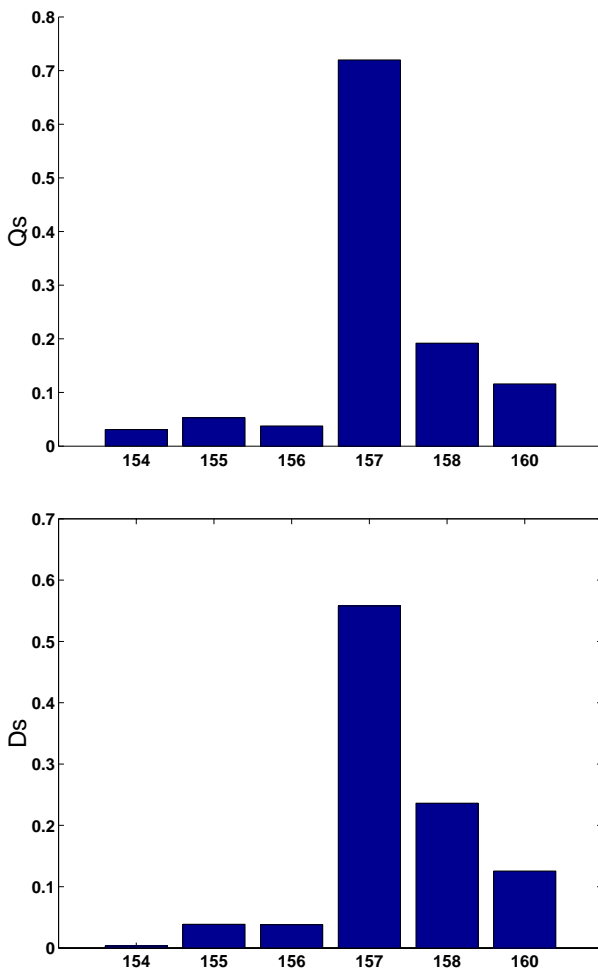


Рис. 23: Доли изотопов, попадающие на сборник ( $Q_s$ ) и относительное содержание каждого изотопа в смеси на сборнике ( $D_s$ ) при выделении изотопа  $Gd^{157}$ . Расчет по траекториям. Сборник на расстоянии 155 см от входа в антенну. Параметры системы такие же, как на Рис. 7.

*В.Э. Карлин*

**Численное моделирование ИЦР нагрева  
гадолиниевой плазмы соленоидальной антенной**

*V.E. Karlin*

**CR heating of Gd plasma  
by full-turn-loop antenna numerical experiments**

ИЯФ 2003-1

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев  
Работа поступила 8.01.2003 г.

---

Сдано в набор 9.01.2003 г.

Подписано в печать 10.01.2003 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2.2 печ.л., 1.8 уч.-издл.

Тираж 95 экз. Бесплатно. Заказ № 1

---

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