

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Эффект усиления ВЧ электрического поля
в замагниченной плазме

А.В. Тимофеев

При исследовании циклотронного нагрева ионов в системах плазменного разделения изотопов был обнаружен эффект усиления ВЧ электрического поля в равновесной плазме. В настоящей заметке этот эффект трактуется как результат взаимодействия плазмы, помещенной в постоянное внешнее магнитное поле, с ВЧ-модами вакуумной камеры. Последовательное развитие этого подхода позволило получить наглядную интерпретацию эффекта усиления ВЧ электрического поля и создать простую модель процесса возбуждения ВЧ-полей в столбе плазмы во внешнем магнитном поле.

PACS numbers: 52.35. – q, 52.40.Fd, 52.50.Qt

Содержание

1. Введение (1227).
2. ВЧ-поля в вакуумной камере (1228).
3. Влияние плазмы на ВЧ-поля (1230).
4. Упрощенная модель ТЕ-моды (1231).
5. Условия на торцах системы ИЦР-нагрева (1233).
6. Заключение (1235).

Список литературы (1235).

1. Введение

Для плазмы характерно стремление экранироваться как от постоянных, так и от переменных электрических и магнитных полей. Однако имеются и исключения из этого правила. Так, электромагнитные поля могут усиливаться при распространении внутрь плазмы с неравновесным распределением заряженных частиц по скоростям. Заполнение плазмой ограниченного объема может привести к усилению электромагнитных полей, возбуждаемых извне, при резонансе с собственными колебаниями плазмы (магнитозвуковой резонанс, резонанс с волнами Гоулда – Трайвелписа и т.д.). В настоящей заметке рассматривается еще одна возможность усиления электромагнитных полей плазмой с равновесным распределением заряженных частиц по скоростям. Она была выявлена при исследовании ионного циклотронного резонансного нагрева (ИЦР-нагрев) плазмы во внешнем постоянном магнитном поле. В значительной степени благодаря действию данного эффекта удалось

произвести разделение изотопов ИЦР-методом (см., например, [1]).

Этот эффект, по-видимому, впервые обсуждался в [2], где дана его качественная интерпретация. Он обязан реакции плазмы на продольную (вдоль основного магнитного поля) компоненту электрического поля, возбуждаемого ВЧ-антеннами, $E_{\parallel, \text{ex}}$. В силу высокой подвижности электронов вдоль основного магнитного поля плазма даже малой плотности эффективно экранирует эту компоненту. Если внешнее ВЧ-поле неоднородно в поперечном направлении, то в результате перераспределения электрического заряда плазмы может возникнуть значительное поперечное поле.

Более подробно эффект усиления рассматривался в [3] (см. также [4]). В этих работах анализ основывается на понятии моды колебаний — сочетания электрического и магнитного полей, описываемого независимым решением системы уравнений Максвелла. В области параметров плазмы, характерных для систем ИЦР-разделения ионов, имеются две моды, называемые в [3, 4] быстрой и медленной. В быстрой моде преобладает поперечное электрическое поле. При возбуждении на границе плазмы она сравнительно быстро проникает в глубь ее. Данная мода включает в себя альфвеновские и магнитозвуковые колебания. В медленной моде имеется значительное продольное электрическое поле, и для нее характерны меньшие скорости распространения поперек магнитного поля. При низкой плотности плазмы эту моду называют модой Гоулда – Трайвелписа. С повышением плотности она переходит в нижнегибридные колебания.

ВЧ-антенны, используемые в системах ИЦР-нагрева, возбуждают обе моды. Причем в вакууме эти моды сфазированы таким образом, что их сравнительно большие поперечные электрические поля в значительной степени компенсируют друг друга. Экранировка медленной моды "высвобождает" поперечное электрическое поле быстрой моды. Расчеты, проведенные в [3], показали, что, например, для условий французской установки

А.В. Тимофеев, Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, пл. Курчатова 1, Российская Федерация
Тел. (495) 196-91-83
E-mail: avtim@nfi.kiae.ru

Статья поступила 26 января 2006 г.

ERIC эффект усиления проявляется уже при плотности плазмы $n_0 \approx 10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$. До значений $n_0 \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ коэффициент усиления остается постоянным, равным $K \approx 10$. В узком интервале значений плотности $n_0 \approx 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ коэффициент усиления сначала возрастает еще примерно в два с половиной раза, после чего режим усиления вакуумного поля плазмой сменяется резким ослаблением.

Экспериментальное исследование ВЧ электрических полей в столбе замагниченной плазмы проводилось на установке СИРЕНА [5]. Было обнаружено, что плазма действительно усиливает поперечное электрическое поле.

В теоретических работах [6–8] обращено внимание на то обстоятельство, что в довольно широком интервале изменения плотности плазмы, соответствующем "плато" на зависимости $E_{\perp}(n_0)$, полученной в [3], плазма слабо влияет на быструю моду. В этом интервале данная мода совпадает с ТЕ-модой цилиндрической вакуумной камеры, электрическое поле которой ориентировано поперек оси камеры ($E_{\parallel} = 0$). (В системах ИЦР-разделения ионов основное, стационарное магнитное поле направлено вдоль оси.) Другой независимой модой вакуумной камеры является ТМ-мода, в которую переходит медленная мода. У данной моды равна нулю продольная компонента ВЧ магнитного поля. Как ТЕ-, так и ТМ-моды имеют довольно значительные потенциальные составляющие поперечного электрического поля. Однако при возбуждении ВЧ-полей индукционным способом (токовыми антеннами) в вакууме потенциальные составляющие компенсируют друг друга. В результате остается сравнительно небольшое вихревое электрическое поле. Разделение зарядов в плазме, посредством которого экранируется ТМ-мода, восстанавливает вакуумное поле ТЕ-моды. Потенциальная составляющая вакуумных мод преобладает над вихревой, если $k_{\parallel} r_A \leq 1$, где r_A — радиус антенны. Из результатов [6–8] следует, что в предельном случае $k_{\parallel} r_A \ll 1$ коэффициент усиления по порядку величины составляет $K \approx (k_{\parallel} r_A)^{-2}$.

Настоящая работа имеет своей целью систематическое изложение подхода работ [6–8]. Получена законченная картина возбуждения ВЧ-полей в плазменном столбе, помещенном во внешнее магнитное поле. В частности, установлены граничные условия на торцах плазменного столба, которые следует использовать при определении продольной структуры ВЧ-полей.

Подход работ [6–8] справедлив при выполнении условия $N_{\parallel}^2 \gg \varepsilon_{\perp}$, где N_{\parallel} — продольная компонента показателя преломления, ε_{\perp} — поперечная диэлектрическая проницаемость плазмы. В системах ИЦР-разделения ионов это условие нарушается, если плотность плазмы превышает предельную величину $n_0 \approx 10^{12-14} \text{ см}^{-3}$. Точное значение предельной плотности зависит от частоты ВЧ-поля, состава ионной компоненты плазмы и т.д. При ее превышении влияние плазмы модифицирует вакуумную ТЕ-моду — она превращается в альфвеновские или магнитозвуковые колебания. Резонанс с собственными альфвеновскими колебаниями плазменного столба приводит к появлению максимума на зависимости коэффициента усиления от плотности плазмы (см. [3]). Однако при дальнейшем увеличении плотности плазмы область прозрачности альфвеновских колебаний смещается на периферию плазмы, и поэтому в центре плазменного столба электрическое

поле падает. Что касается магнитозвуковых колебаний, то из-за специфики их поляризации они могут использоваться для ИЦР-нагрева, лишь если велико различие в концентрациях и массах основных и нагреваемых ионов (метод малой добавки).

2. ВЧ-поля в вакуумной камере

Проанализируем возбуждение ВЧ электромагнитных полей в цилиндрической вакуумной камере, ограничиваясь продольным направлением. Стенки камеры считаем идеально проводящими.

Геометрия токовых антенн, обычно используемых для ИЦР-нагрева плазмы, такова, что они возбуждают одновременно и ТЕ-, и ТМ-моды. В вакууме у ТЕ-моды электрическое поле направлено поперек оси камеры ($E_{\parallel} = 0$), у ТМ-моды такой же является ориентация магнитного поля ($B_{\parallel} = 0$). Поэтому ТЕ-моду удобно характеризовать продольной компонентой переменного магнитного поля B_{\parallel} , а ТМ-моду — компонентой электрического поля E_{\parallel} . Здесь и ниже индексы "параллельно" и "перпендикулярно" отмечают ориентацию относительно оси системы.

ТЕ-мода возбуждается поперечным электрическим током, ТМ-мода — продольным, а также зарядом, если его плотность модулирована в продольном направлении. Эти процессы описываются уравнениями (см., например, [6–9])

$$\hat{L}B_{\parallel} = -\frac{4\pi}{c} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r j_{\theta}, \quad (1)$$

$$\hat{L}E_{\parallel} = -\frac{4\pi i \omega}{c^2} \left(j_{\parallel} - \frac{c^2 k_{\parallel}}{\omega} \rho \right), \quad (2)$$

где

$$\hat{L} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} - \frac{m^2}{r^2} - k_{\parallel}^2 + \frac{\omega^2}{c^2}.$$

В (1), (2) используется цилиндрическая система координат с осью OZ , направленной вдоль оси вакуумной камеры. Камера считается аксиально и азимутально симметричной, поэтому переменные величины разложены в ряды Фурье по азимуту θ (m — азимутальное волновое число) и продольной координате z (k_{\parallel} — аксиальное продольное волновое число). Антенны, используемые для ИЦР-нагрева, являются индуктивными — токовыми, в них $\rho = 0$. Они состоят из проводников, расположенных на некоторой цилиндрической поверхности ($r = r_A$), поэтому в (1), (2) отсутствует радиальная компонента электрического тока.

Поперечные компоненты электрического и магнитного полей выражаются через B_{\parallel} и E_{\parallel} соотношениями

$$\mathbf{E}_{\perp} = \frac{i}{1 - N_{\parallel}^2} \frac{c}{\omega} (\nabla \times (\mathbf{b} B_{\parallel}) + N_{\parallel} \nabla_{\perp} E_{\parallel}), \quad (3)$$

$$\mathbf{B}_{\perp} = \frac{i}{1 - N_{\parallel}^2} \frac{c}{\omega} (N_{\parallel} \nabla_{\perp} B_{\parallel} - \nabla \times (\mathbf{b} E_{\parallel})), \quad (4)$$

где $N_{\parallel} = ck_{\parallel}/\omega$, \mathbf{b} — единичный вектор, направленный вдоль оси системы. В (3), (4) первые слагаемые в скобках описывают поперечные электромагнитные поля ТЕ-моды, вторые — ТМ-моды.

ИЦР-нагрев обуславливается составляющей электрического поля, перпендикулярной основному магнитному

полно и вращающейся в ту же сторону, что и ионы по ларморовской окружности (левополяризованная составляющая E_+). Именно эта составляющая при выполнении условия циклотронного резонанса $\omega = \omega_i$ (ω_i — ионная циклотронная частота) вызывает систематические изменения энергии ларморовского вращения. В то же время правополяризованная составляющая электрического поля (E_-) в резонансных условиях приводит лишь к осцилляциям энергии ионов с частотой 2ω . При временной зависимости переменных величин вида $\propto \exp(-i\omega t)$ циркулярно поляризованные составляющие электрического поля даются выражениями

$$E_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_r \pm iE_{\theta}) = \frac{i}{\sqrt{2}(1 - N_{\parallel}^2)} \frac{c}{\omega} \left(\pm \frac{d}{dr} - \frac{m}{r} \right) (B_{\parallel} \pm iN_{\parallel}E_{\parallel}). \quad (5)$$

В силу малой толщины проводников токовых антенн радиальное распределение тока в них можно аппроксимировать δ -функцией. В области внутри антенны ($r < r_A$) из (1), (2) получаем следующие выражения:

$$B_{\parallel} = -\frac{\rho_A}{I_m'(\rho_B)} \Phi_{\rho_A, \rho_B}''(\rho_A, \rho_B) I_m(\rho) \frac{4\pi}{c} J_{\theta}, \quad (6)$$

$$E_{\parallel} = \frac{i}{\sqrt{N_{\parallel}^2 - 1}} \frac{\rho_A}{I_m(\rho_B)} \Phi(\rho_A, \rho_B) I_m(\rho) \frac{4\pi}{c} J_{\parallel}, \quad (7)$$

где $\mathbf{J} = (0, J_{\theta}, J_{\parallel})$ — поверхностная плотность тока в антенне, I_m — модифицированная функция Бесселя, K_m — функция Мак-Дональда, $\rho = (r\omega/c)\sqrt{N_{\parallel}^2 - 1}$, $\Phi(\rho_A, \rho_B) = I_m(\rho_A) K_m(\rho_B) - I_m(\rho_B) K_m(\rho_A)$, r_B — радиус вакуумной камеры.

В практически интересной области спектра волн, используемых для ИЦР-нагрева, характерная продольная длина волны намного превышает поперечный размер камеры, будучи в то же время малой по сравнению с длиной волны в вакууме, так что выполняются условия $N_{\parallel} \gg 1$, $k_{\parallel}r_A \ll 1$ (обычно $N_{\parallel} \approx 10^3 - 10^4$, $k_{\parallel}r_A \approx 0,1 - 0,3$).

В этих приближениях из (6), (7) получаем

$$B_{\parallel} \approx \frac{|m|}{2} \left(\frac{r}{r_A} \right)^{|m|} \left[\left(\frac{r_A}{r_B} \right)^{2|m|} - 1 \right] \times \frac{4\pi}{c} J_{\theta} \left[1 + O_1((k_{\parallel}r_A)^2) \right], \quad (8)$$

$$E_{\parallel} \approx \frac{ir_A\omega}{2c} \left(\frac{r}{r_A} \right)^{|m|} \left[\left(\frac{r_A}{r_B} \right)^{2|m|} - 1 \right] \times \frac{4\pi}{c} J_{\parallel} \left[1 + O_2((k_{\parallel}r_A)^2) \right], \quad (9)$$

$$E_{\pm} \approx -\frac{i\pi\sqrt{2}}{\omega N_{\parallel}^2} \left(\frac{r}{r_A} \right)^{|m|-1} \left[\left(\frac{r_A}{r_B} \right)^{2|m|} - 1 \right] (\pm|m| - m) \times \left\{ \frac{|m|}{r_A} J_{\theta} \left[1 + O_1((k_{\parallel}r_A)^2) \right] \mp k_{\parallel}J_{\parallel} \left[1 + O_2((k_{\parallel}r_A)^2) \right] \right\}. \quad (10)$$

В камере, заполненной плазмой, ее плотность максимальна на оси ($r = 0$). Здесь амплитуда левополяризованной составляющей электрического поля отлична от нуля лишь у первой моды, бегущей по азимуту в сторону

вращения ионов в магнитном поле ($m = -1$), а амплитуда правополяризованной составляющей — у первой моды, бегущей в сторону вращения электронов ($m = 1$).

Для всех азимутальных мод в силу условия неразрывности тока в антенне

$$\frac{m}{r_A} J_{\theta} + k_{\parallel}J_{\parallel} = 0 \quad (11)$$

нулевые члены разложения по $(k_{\parallel}r_A)^2$ в (10) сокращаются. В соответствии с (1), (2) в данном выражении слагаемое, пропорциональное азимутальному току, учитывает вклад ТЕ-моды, а пропорциональное продольному — вклад ТМ-моды. Результирующее поле обязано тому обстоятельству, что поперечное электрическое поле ТЕ-моды в первом порядке по $(k_{\parallel}r_A)^2 \ll 1$ превышает поле ТМ-моды.

Основную роль в ИЦР-нагреве играет левополяризованное электрическое поле первой азимутальной гармоники, бегущей в сторону вращения ионов. В центре камеры для этого поля из (10) получаем

$$E_+ \approx \frac{\pi i}{\sqrt{2}} \left(\frac{r_A}{c} \right)^2 \omega k_{\parallel}J_{\parallel} \left[1 - \left(\frac{r_A}{r_B} \right)^2 - 4 \ln \left(\frac{r_A}{r_B} \right) \right]. \quad (12)$$

Данное суммарное поле по модулю в $K \approx (k_{\parallel}r_A)^{-2} \gg 1$ раз меньше полей ТЕ- и ТМ-мод, взятых по отдельности, которые с точностью до величин порядка $(k_{\parallel}r_A)^2$ равны

$$E_{\pm} \approx \pm \frac{4\pi i}{\sqrt{2}} \frac{\omega}{k_{\parallel}c^2} J_{\parallel} \left[1 - \left(\frac{r_A}{r_B} \right)^2 \right], \quad (13)$$

где знак "плюс" соответствует ТЕ-моды, "минус" — ТМ-моды.

Суммарное поле токовых антенн в вакууме является вихревым, в то время как основные составляющие поперечного электрического поля ТЕ- и ТМ-мод имеют потенциальный характер. При $N_{\parallel} \gg 1$ последнее утверждение очевидным образом следует из выражения (3), в котором второе слагаемое определяет поперечное электрическое поле ТМ-моды. В нем роль электрического потенциала играет величина $(-i/k_{\parallel})E_{\parallel}$. Заметим также, что в приближении $k_{\parallel}r_A \ll 1$ уравнение (1) вне антенны имеет вид $\nabla_{\parallel} \times \mathbf{E} = 0$, что позволяет считать поперечное электрическое поле ТЕ-моды потенциальным.

Электромагнитные колебания, используемые для ИЦР-нагрева, имеют сравнительно низкую частоту. Для них вакуумные камеры являются запертыми волноводами. Пространственная структура электрического поля таких колебаний определяется формой антенны. С повышением частоты становится возможным распространение электромагнитных колебаний вдоль волновода — такие колебания являются собственными. Пространственная структура поперечного электрического поля собственных колебаний цилиндрического волновода, показанная на рис. 1, подтверждает тезис о наличии значительной потенциальной составляющей электрического поля ТЕ- и ТМ-мод. Действительно, на рисунке силовые линии электрического поля подходят к поверхности идеально проводящего волновода по нормали. Это свидетельствует о присутствии электрических зарядов на поверхности идеально проводящего волновода, с которыми связана потенциальная составляющая поперечного электрического поля. Отметим, что электрическое поле ТМ-моды трехмерно, и его силовые линии могут менять наклон к оси, в частности, становиться параллельными ей. В окрестности такой точки проекции

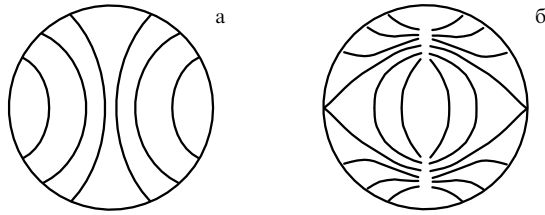


Рис. 1. Силовые линии электрического поля низших радиальных собственных мод вакуумного волновода ($m=1$): а) TE_{11} -мода, б) TM_{11} -мода.

силовых линий на плоскость, ортогональную оси, на рис. 1б оборваны.

3. Влияние плазмы на ВЧ-поля

Проанализируем теперь влияние плазмы на электрическое поле токовых антенн. Считаем, что плазма помещена в продольное магнитное поле. Из-за большой продольной подвижности электронов плазма особенно активно взаимодействует с ТМ-модой, имеющей значительное продольное электрическое поле. В то же время, поскольку у ТЕ-моды $E_{\parallel} = 0$, влияние плазмы на нее оказывается более слабым. Существует обширный интервал изменения плотности плазмы, приближенно определяемый условиями $\varepsilon_{\parallel} \gg 1$, $N_{\parallel}^2 \gg \varepsilon_{\perp}$, в котором влияние плазмы существенно модифицирует ТМ-моду, в то время как ТЕ-мода остается еще "вакуумной". (Здесь ε — диэлектрическая проницаемость плазмы.) Для реальных систем, в которых используется ИЦР-нагрев плазмы, данный интервал простирается от $n_0 \approx 10^5 - 10^6$ до $\approx 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В нем влияние плазмы приводит к существенному усилению суммарного поперечного электрического поля.

Чтобы уяснить механизм усиления, рассмотрим колебания плазмы вблизи нижней границы указанного интервала плотности плазмы. Дифференциальное уравнение, учитывающее взаимодействие продольного электрического поля ТМ-моды с плазмой, имеет вид (2) с модифицированным выражением оператора \hat{L}

$$\hat{L} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} - \frac{m^2}{r^2} - k_{\parallel}^2 \varepsilon_{\parallel} + \frac{\omega^2}{c^2},$$

в котором

$$\varepsilon_{\parallel} \approx \begin{cases} 1 + 2 \left(\frac{\omega_{pe}}{k_{\parallel} v_{Te}} \right)^2 \left(1 + i\sqrt{\pi} \frac{\omega}{k_{\parallel} v_{Te}} \right) & (\omega \ll k_{\parallel} v_{Te}), \\ 1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 & (\omega \gg k_{\parallel} v_{Te}), \end{cases}$$

где $v_{Te} = (2T_e/m_e)^{1/2}$, $\omega_{pe} = (4\pi e^2/m_e)^{1/2}$ — электронная плазменная частота.

В вакуумной камере в области внутри антенны ($r < r_A$)

$$E_{\parallel} \propto I_m \left(\frac{r\omega}{c} \sqrt{N_{\parallel}^2 - 1} \right).$$

Если электроны горячие ($\omega \leq k_{\parallel} v_{Te}$), то $\text{Re } \varepsilon_{\parallel} > 1$ и влияние плазмы эквивалентно увеличению N_{\parallel} . Это вызывает более резкий спад $|E_{\parallel}|$ от антенны к центру плазменного шнура. Также влияет и поглощение электромагнитной энергии, учитываемое мнимой частью ε_{\parallel} .

Из-за уменьшения E_{\parallel} различие между вкладами ТЕ- и ТМ-мод в (5) возрастает, что ведет к увеличению суммарного циркулярно поляризованного электрического поля.

В случае холодных электронов ($\omega \gg k_{\parallel} v_{Te}$) влияние плазмы уменьшает продольный диэлектрический отклик ε_{\parallel} и, следовательно, увеличивает продольное электрическое поле ТМ-моды. Поэтому при очень низкой плотности плазмы разность вкладов ТЕ- и ТМ-мод в (5) уменьшается, что ведет к уменьшению суммарного поля. Однако при дальнейшем росте плотности поперечное электрическое поле ТМ-моды существенно превышает поперечное электрическое поле ТЕ-моды. В результате суммарное циркулярно поляризованное поле возрастает. Когда продольный диэлектрический отклик плазмы становится отрицательным, плазменный волновод для ТМ-мод перестает быть запертым — они превращаются в потенциальные колебания плазмы (моды Гоулда–Трайвеллписа). Если параметры тока антенны близки к параметрам собственных мод Гоулда–Трайвеллписа, то поперечное электрическое поле ТМ-моды будет намного превышать поперечное поле вакуумной ТЕ-моды. В этом случае суммарное поперечное электрическое поле определяется полем собственных мод плазменного волновода.

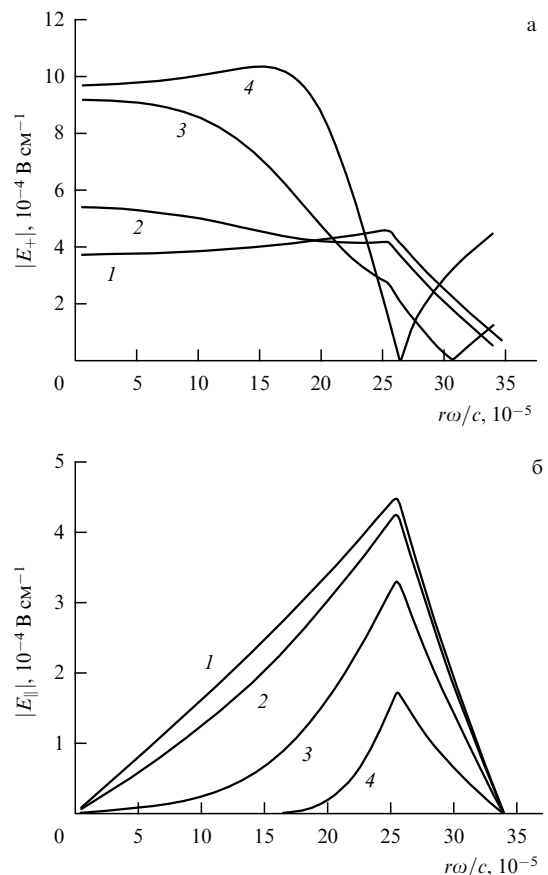


Рис. 2. Электромагнитные поля отдельной аксиальной гармоники винтового тока при низкой плотности плазмы и "горячих" электронах: $T_e = 5 \text{ эВ}$, $T_i = 0,5 \text{ эВ}$, $\lambda_{\parallel} = 10^2 \text{ см}$, $m_i = 200 m_p$, m_p — масса протона, $\omega = 5 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$, $\omega_i = \omega/2 \text{ с}^{-1}$, амплитуда тока — 1 А , $r_A = 2,55 \times 10^{-4} \text{ см}$; $r_B = 3,7 \times 10^{-4} \text{ см}$; $r_{pl} = 2A_{pl} = 0,85 \times 10^{-4} \text{ см}$; 1 — вакуум, 2 — $n_0 = 10^2 \text{ см}^{-3}$, 3 — $n_0 = 10^3 \text{ см}^{-3}$, 4 — $n_0 = 10^4 \text{ см}^{-3}$.

Отметим, что с увеличением массы ионов, когда частота резонансного ВЧ-поля падает, все более разреженная плазма начинает существенно влиять на ВЧ-поле. Одновременно понижается температура, при которой электроны могут считаться "горячими".

Эти закономерности подтверждаются численным решением волновых уравнений, полностью учитывающих влияние плазмы как на ТЕ-, так и на ТМ-моду (рис. 2, 3). Эти уравнения, а также их подробный анализ, приведены в [7]. В этой работе, как и на рис. 2, 3, рассчитывалось ВЧ-поле в столбе плазмы, возбуждаемое отдельной фурье-гармоникой винтового тока, протекающего по антенному цилиндру. Считалось, что плотность плазмы распределена по закону

$$n_0(r) = n_0(0) \left[1 - \tanh\left(\frac{r^2 - r_{pl}^2}{2A_{pl}r_{pl}}\right) \right] \left[1 + \tanh\left(\frac{r_{pl}}{2A_{pl}}\right) \right]^{-1}.$$

Зависимости, приведенные на рис. 2, получены в предположении "горячих" электронов ($\omega \ll k_{||}v_{Te}$), которое обычно выполняется в системах ИЦР-нагрева. В этом случае даже разреженная плазма экранирует ТМ-моду в тонком поверхностном слое. Характерный масштаб экранировки по порядку величины равен электронному дебаевскому радиусу. Экранировка ТМ-моды "высвобождает" электрическое поле ТЕ-моды. С ростом плотности плазмы, когда выполняется условие $\varepsilon_{\perp} \geq 1$, становится существенным взаимодействие плазмы также

и с поперечным ВЧ электрическим полем. При этом масштаб экранировки перестает изменяться с плотностью плазмы. Его величина зависит от таких параметров, как состав ионной компоненты и соотношение между частотой ВЧ-поля и ионными циклотронными частотами. В то же время, пока выполняется условие $N_{||}^2 \gg \varepsilon_{\perp}$, влиянием плазмы на ТЕ-моду можно пренебречь.

Чтобы перейти к случаю холодных электронов ($\omega \gg k_{||}v_{Te}$), частота ВЧ-поля была увеличена в 10^2 раз при неизменных остальных параметрах. В соответствии со сказанным выше сначала с ростом плотности поперечное электрическое поле уменьшается (см. рис. 3). Однако затем определяющим фактором становится возбуждение мод Гоулда – Трайвеллеса, в которые переходит ТМ-мода. При этом электрическое поле резко возрастает.

4. Упрощенная модель ТЕ-моды

Явление экранировки ТМ-моды можно трактовать как ее возбуждение в противофазе с действием продольной компоненты электрического тока, протекающего по антенне. (Согласно (2) только эта компонента возбуждает ТМ-моду.) Если расстояние от поверхности плазмы до антенны мало, то можно приближенно считать, что экранирующий слой совпадает с антенным цилиндром. В этом случае условие взаимной нейтрализации продольного тока и заряда, экранирующего ТМ-моду, как следует из (2), должно иметь вид

$$j_{||} = \frac{c^2 k_{||}}{\omega} \rho. \tag{14}$$

Поскольку мы считаем, что как продольный ток, так и заряд локализованы на поверхности антенны $r = r_A$ ($j_{||} = J_{||} \delta(r - r_A)$, $\rho = \sigma \delta(r - r_A)$), то соотношение, аналогичное (14), должно быть справедливо и для поверхностных плотностей данных величин:

$$J_{||} = \frac{c^2 k_{||}}{\omega} \sigma. \tag{15}$$

Следует отметить, что предположение о локализации электрического заряда, нейтрализующего ТМ-моду, на антенной поверхности лишь облегчает вычисления, не сказываясь на результате. Действительно, роль заряда состоит лишь в "восстановлении" электрического поля ТЕ-моды. Последнее является "вакуумным" всюду, куда не проникает ТМ-мода.

Согласно сказанному именно заряд, нейтрализующий действие продольного тока, ответствен за потенциальную составляющую электрического поля ТЕ-моды. Поэтому соотношение (15) можно также получить, используя уравнения (1), (3), (6). Действительно, на антенной поверхности испытывают скачки тангенциальные компоненты переменного магнитного поля, в частности,

$$B_{||} \Big|_{r_A^-}^{r_A^+} = -\frac{4\pi}{c} J_{\theta}. \tag{16}$$

В силу соотношения (3) разрывной должна быть и радиальная компонента электрического поля

$$E_r \Big|_{r_A^-}^{r_A^+} = \frac{1}{N_{||}^2 - 1} \frac{c}{\omega} \frac{m}{r_A} B_{||} \Big|_{r_A^-}^{r_A^+}. \tag{17}$$

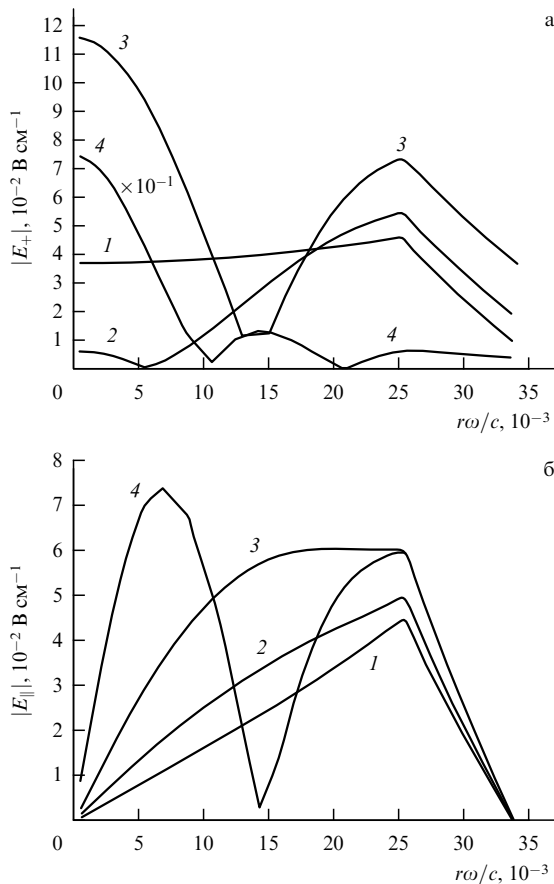


Рис. 3. То же, что на предыдущем рисунке, при увеличении частоты в 10^2 раз ("холодные" электроны) соответственно в 10^2 раз увеличены все безразмерные длины: 1 — вакуум, 2 — $n_0 = 10^4 \text{ см}^{-3}$, 3 — $n_0 = 2 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$, 4 — $n_0 = 10^5 \text{ см}^{-3}$.

В соответствии с уравнением Пуассона для этого необходимо, чтобы на поверхности $r = r_A$ имелся заряд с плотностью

$$\sigma = \frac{1}{1 - N_{\parallel}^2} \frac{1}{\omega} \frac{m}{r_A} J_{\theta}. \quad (18)$$

Учитывая условие неразрывности тока (11), находим, что в пределе $N_{\parallel} \gg 1$ (18) совпадает с (15). (Чтобы согласовать и поправки к (18) $\propto N_{\parallel}^{-2}$, следует учесть токи, необходимые для создания заряда, см. ниже.)

Таким образом, взяв за исходный пункт анализа какое-либо из двух независимых уравнений (уравнение (1) или уравнение (2)), мы получаем тождественные результаты. Заметим, что уравнение Пуассона, использованное при получении (18), является следствием уравнений Максвелла и уравнения сохранения заряда.

Используем соотношение (15) для приближенного расчета левополяризованной составляющей электрического поля, возбуждаемого в системах ИЦР-нагрева. Именно эта составляющая, как было отмечено выше, вызывает нагрев ионов. Простейшая антенна, применяемая в системах ИЦР-нагрева, состоит из двух винтовых проводников, расположенных на антенном цилиндре напротив друг друга. Проводники совершают половину оборота вокруг плазменного шнура (винтовая, полуволновая антенна). На концах винтовые проводники соединяются кольцевыми (рис. 4). Распределение продольного тока в такой антенне дается выражением

$$j_{\parallel}(\mathbf{r}, t) = \left[\delta\left(\theta - \frac{\pi}{2} - A\pi \frac{z}{L}\right) - \delta\left(\theta + \frac{\pi}{2} - A\pi \frac{z}{L}\right) \right] \times \\ \times \cos(\omega t) \frac{1}{r_A} \delta(r - r_A) I \quad (|z| < L), \quad (19)$$

где L — половина длины антенны, I — ток в каждом из проводников, которые считаются бесконечно тонкими. В полуволновой антенне $A = 1/2$.

В соответствии с (15), (19) распределение экранирующего заряда по продольной координате описывается разрывной функцией, испытывающей скачки у проводников. При фиксированном значении z в провод-

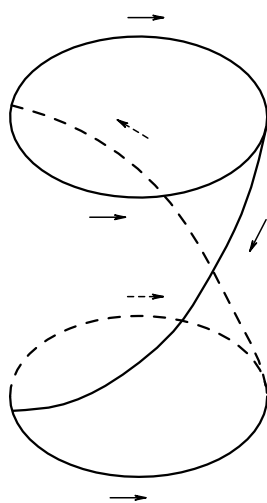


Рис. 4. Винтовая полуволновая антенна (стрелки указывают мгновенное направление тока).

никах, расположенных на противоположных сторонах антенного цилиндра, продольные токи имеют разный знак, а следовательно, разный знак имеют и экранирующие заряды. Это вызывает поперечное электрическое поле. Левополяризованное поле на оси плазменного шнура определяется первой азимутальной гармоникой, бегущей в сторону ионного вращения (см. выше). Выделим ее из (19):

$$j'_{\parallel} = \sin\left(\theta + \omega t - A\pi \frac{z}{L}\right) \frac{1}{\pi r_A} I \delta(r - r_A). \quad (20)$$

Здесь и ниже "штрих" отмечает величины, характеризующие азимутальную моду с $m = -1$.

Плотность заряда, экранирующего ТМ-моду, находим из дифференциального аналога уравнения (15)

$$\frac{\partial j'_{\parallel}}{\partial t} = -c^2 \frac{\partial \rho'}{\partial z}. \quad (21)$$

При этом получаем

$$\rho' = f(t, \theta, z) \frac{1}{A\pi^2} \frac{\omega L}{r_A c^2} I \delta(r - r_A). \quad (22)$$

Для удобства дальнейших расчетов фактор, учитывающий пространственно-временную структуру заряда

$$f(t, \theta, z) = \sin\left(\theta + \omega t - A\pi \frac{z}{L}\right),$$

представим в виде

$$f(t, \theta, z) = \sin(\theta + \omega t) f_{\text{ev}}(z) - \cos(\theta + \omega t) f_{\text{od}}(z), \quad (23)$$

где при $|z| < L$ величина $f_{\text{ev}}(z) = \cos(A\pi z/L)$ описывает структуру четной по координате z части экранирующего заряда, а $f_{\text{od}}(z) = \sin(A\pi z/L)$ — нечетной. Они сдвинуты по фазе $\theta' = \theta + \omega t$ относительно друг друга на $\pi/2$.

Обсуждаемый нами эффект усиления электрического поля из-за экранировки ТМ-моды существен для антенн, в достаточной степени вытянутых вдоль магнитного поля ($L \gg r_A$). В этом случае зависимости от продольной координаты электрического заряда и потенциала близки друг другу, и приближенно можно считать $\varphi(z) \propto \rho'(z)$, опуская в уравнении Пуассона слагаемое $\partial^2 \varphi / \partial z^2$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} \varphi - \frac{1}{r^2} \varphi = -4\pi \rho'. \quad (24)$$

Здесь, как и выше, азимутальное волновое число считается равным $m = -1$.

Решение (24) имеет вид

$$\varphi = 2\pi \sigma' \frac{r_A^2}{r_B} \begin{cases} \frac{r}{r_B} \left[\left(\frac{r_B}{r_A} \right)^2 - 1 \right] & (r < r_A), \\ \frac{r_B}{r} - \frac{r}{r_B} & (r > r_A), \end{cases} \quad (25)$$

где

$$\sigma' = \frac{\omega L I}{A\pi^2 r_A c^2} f_{\text{ev(od)}}$$

— поверхностная плотность четной (нечетной) части заряда.

Используя (25), в области внутри антенны ($r < r_A$) находим

$$E_+(z) = -\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\omega}{c} \left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} \right) \varphi(r, z) = -2\sqrt{2} \pi \sigma'(z) \left[1 - \left(\frac{r_A}{r_B} \right)^2 \right]. \quad (26)$$

Данная формула связывает потенциальную составляющую левополяризованного электрического поля с плотностью экранирующего заряда, а через нее с продольным электрическим током в антенне.

Нетрудно видеть, что выражение (26) эквивалентно (13). Действительно, если согласно (20) положить в (13)

$$k_{\parallel} = \frac{A\pi}{L}, \quad J_{\parallel} = \frac{I}{\pi r_A},$$

то это выражение будет определять амплитуду фурье-гармоники $\propto \sin(\theta + \omega t - \pi z/L)$ в (26).

Сопоставляя суммарное вакуумное поле (12) с полем ТЕ-моды (см. (13) или (26)), находим коэффициент усиления

$$K = \frac{1}{(k_{\parallel} r_A)^2} \chi(q), \quad (27)$$

где $\chi(q) = 4(1 - q^2)(1 - q^2 - 4 \ln q)^{-1}$, $q = r_A/r_B$, если $r_B - r_A \ll r_A$, то $\chi(q) \approx 4/3$.

Коэффициент усиления (27) имеет простую качественную интерпретацию. Электрическое поле плазменных зарядов потенциально, следовательно, для его фурье-компонент выполняется соотношение $(E_{\perp}/E_{\parallel})_{\text{pl}} = k_{\perp}/k_{\parallel}$. В вакууме в силу низкой частоты рассматриваемых процессов можно считать, что индукционное электрическое поле направлено вдоль винтовых проводников, поэтому его угол наклона к основному магнитному полю примерно равен $(E_{\perp}/E_{\parallel})_{\text{vac}} = \Theta r_A/L$, где Θ — угол закрутки проводников. Полагая, что электрическое поле плазменных зарядов компенсирует продольное вакуумное поле $|E_{\parallel, \text{pl}}| = |E_{\parallel, \text{vac}}|$, получаем

$$K = \frac{E_{\perp, \text{pl}}}{E_{\perp, \text{vac}}} = \frac{\Theta r_A k_{\perp}}{L k_{\parallel}}. \quad (28)$$

Естественно считать, что величины k_{\perp} и k_{\parallel} приближенно равны r_A^{-1} и L^{-1} . При этих предположениях выражения (27) и (28) согласуются друг с другом.

5. Условия на торцах системы ИЦР-нагрева

В плотность экранирующего заряда σ' в выражении (26) входят величины $f_{\text{ev(od)}}$, которые были определены выше лишь в пределах антенны ($|z| < L$). Обычно размер системы ИЦР-нагрева превышает длину антенны. Чтобы продолжить (26) за пределы антенны, необходимо конкретизировать граничные условия на торцах системы. Подход, развиваемый нами, позволяет установить вид граничных условий, принимая во внимание лишь общий характер электрической связи плазмы с торцами, без детального анализа процессов в этой области.

Предположим для простоты, что торцы расположены симметрично относительно центра антенны при

$z = \pm L_1$ ($L_1 > L$). В этом случае четная по координате z часть продольного тока в антенне через электрический заряд (см. (21)) связана с нечетной частью распределения поперечного электрического поля, а нечетная часть тока — с четной частью поля.

При выполнении условия $k_{\parallel} r_p \ll 1$ зависимости $E_+(z)$ и $\rho(z)$ идентичны, т.е. $E_+(z) \propto \rho(z)$, причем $j_{\parallel}(z) \propto \partial \rho / \partial z$. Этим сведений достаточно для установления граничных условий на торцах плазменного шнура. Граничные условия первого рода $E_+(\pm L_1) = 0$ допускают существование на границе отличной от нуля производной dE_+/dz . При этом на границе $d\rho/dz \neq 0$, а следовательно, в соответствии с (21) $j_{\parallel} \neq 0$.

Распределение продольного тока, не зависящее от координаты z ($j_{\parallel}(z) = \text{const}$), удовлетворяет уравнению неразрывности при произвольном значении азимутального волнового числа m . Если одновременно с таким током осциллирует и электрический заряд, линейно распределенный по координате, $\rho(z) = z(c^2 k/\omega) j_{\parallel}$, то в соответствии с (21) ТМ-мода возбуждаться не будет.

Другим сочетанием продольного тока и заряда, удовлетворяющим (11), (21), является $j_{\parallel} = 0$, $\rho(z) = \text{const}$.

При двух указанных распределениях продольного тока и заряда не возбуждаются ни ТМ-, ни ТЕ-моды. Однако они влияют на зависимость электрического поля ТЕ-моды от продольной координаты через граничные условия.

В силу идентичности зависимостей $E_+(z)$ и $\rho(z)$ этим распределениям заряда соответствует электрическое поле

$$E_+(z) = C_1 + C_2 z. \quad (29)$$

Константами C_1 и C_2 можно распорядиться таким образом, чтобы выполнить граничные условия $E_+(\pm L_1) = 0$. Причем подбором C_1 можно обратить на границе в нуль четную часть $E_+(z)$, а подбором C_2 — нечетную.

Наличие произвола в зависимости левополяризованного электрического поля от продольной координаты следует и из соотношения (5), дифференциальным аналогом которого при $E_{\parallel} = 0$ является уравнение второго порядка

$$\frac{d^2 E_+}{dz^2} + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 E_+ = i \frac{\omega}{c} \left(\frac{d}{dr} - \frac{m}{r} \right) B_{\parallel}. \quad (30)$$

В низкочастотном пределе ($N_{\parallel} \gg 1$) второе слагаемое в левой части (30) может быть опущено. В этом приближении оно определяет E_+ с точностью до выражений вида (29).

В приведенных рассуждениях не учитывался ток j_{\parallel}'' , необходимый для создания требуемых распределений заряда. Он создается продольным движением электронов и его можно найти из уравнения сохранения заряда

$$-\omega \rho + k_{\parallel} j_{\parallel}'' = 0.$$

При этом в соответствии с (14) $j_{\parallel}''/j_{\parallel} \approx N_{\parallel}^{-2}$. В реальных условиях $N_{\parallel} \approx 10^3 - 10^4$, поэтому влияние продольного тока, протекающего по плазме пренебрежимо мало.

В [8] электромагнитные поля ТЕ-моды определялись с помощью уравнений (1), (6), (9), которые решались с помощью преобразования Фурье по координате z . В случае граничных условий первого рода $E_+(\pm L_1) = 0$ четная часть решений, описывающих зависимости $B_{\parallel}(z)$,

$E_+(z)$, разлагалась по функциям

$$\cos\left(\left(n + \frac{1}{2}\right)\pi \frac{z}{L_1}\right),$$

нечетная — по

$$\sin\left(n\pi \frac{z}{L_1}\right).$$

В этом случае необходимый подбор констант $C_{1,2}$ в (29) происходит автоматически.

В силу соотношений (15), (26) требование $E_\perp(\pm L_1) = 0$ влечет за собой необходимость электрической связи с торцами. В рассматриваемом интервале плотности плазмы (см. выше) продольные токи создаются движением электронов между плазмой и торцами. Поскольку направление токов периодически меняется, их протекание через торцы возможно лишь при наличии эмиссии электронов. Если торцы изолированы от плазмы (эмиссия отсутствует), то вместе с продольным током на них обращаются в нуль как $\partial\rho/\partial z$, так и $\partial E_+/\partial z$. В [8] при решении уравнений (1), (6), (9) в случае изолированных торцов, чтобы удовлетворить граничным условиям второго рода, четная часть поперечного электрического поля разлагалась по функциям

$$\cos\left(n\pi \frac{z}{L_1}\right),$$

нечетная — по

$$\sin\left(\left(n + \frac{1}{2}\right)\pi \frac{z}{L_1}\right).$$

Реальна ситуация, когда хорошо проводящие торцы не эмитируют электрического тока. Так как левополяризованное поле параллельно плоскости торцов, то в приближении идеальной проводимости оно должно обращаться в нуль на их поверхности. Данное требование выполняется за счет зарядов, индуцируемых на поверхности торцов. Однако влияние этих зарядов распространяется лишь на интервал $|z - z_B| \leq r_B$. Вне его распределение электрических полей можно находить, решая электродинамическую задачу с условием $dE_+/dz|_{z=\pm L_1} = 0$.

В задаче об ИЦР-нагреве плазмы вопрос о граничных условиях особенно важен ввиду того, что связь электрического поля ТЕ-моды с ее магнитным полем содержит множитель $1/(N_\parallel^2 - 1)$ (см. (5)). При $N_\parallel \gg 1$ он резко возрастает с увеличением продольной длины волны. Если игнорировать граничные условия, что эквивалентно предположению о неограниченности системы, то становятся допустимыми волны произвольной длины (см., например, [3, 4]). Учет при анализе процесса возбуждения электрического поля волн с $k_\parallel \leq L^{-1}$ ведет к завышению его амплитуды.

Выяснив возможный вид граничных условий, продолжим электрическое поле до границы, считая сначала торцы изолированными от плазмы. В этом случае следует использовать граничные условия второго рода $dE_+/dz|_{z=\pm L_1} = 0$. Им можно удовлетворить, добавляя к зависимости $E_+(z)$ выражения вида (29). Добавки могут быть разными в различных интервалах по координате z , однако в соответствии с (21) суммарная плотность

заряда должна быть непрерывной. С учетом этих соотношений приходим к следующему выражению для функции f_{od} , определяющей распределение нечетной по координате z части заряда:

$$f_{od} = \begin{cases} \sin\left(\alpha \frac{z}{L}\right) & (|z| < L), \\ \sin(\alpha) \operatorname{sgn}(z) & (|z| > L). \end{cases} \quad (31)$$

Для четной части заряда дополнительно учтем, что при изолированных торцах заряд сохраняется на каждой из силовых линий магнитного поля (для нечетной части это требование удовлетворяется автоматически)

$$f_{ev} = \begin{cases} \cos\left(\alpha \frac{z}{L}\right) - \cos\alpha + \frac{L}{L_1}\left(\cos\alpha - \frac{1}{\alpha}\sin\alpha\right) & (|z| < L), \\ \frac{L}{L_1}\left(\cos\alpha - \frac{1}{\alpha}\sin\alpha\right) & (|z| > L). \end{cases} \quad (32)$$

В случае проводящих торцов необходимо использовать граничные условия первого рода $E(\pm L_1) = 0$. При этом для четной части плотности заряда условия непрерывности при $z = \pm L$ и обращения в нуль при $z = \pm L_1$ будут соблюдены, если принять

$$f_{ev} = \begin{cases} \cos\left(\alpha \frac{z}{L}\right) - \cos\alpha & (|z| < L), \\ 0 & (|z| > L). \end{cases} \quad (33)$$

Чтобы удовлетворить граничным условиям для нечетной части заряда введем слагаемое, линейно зависящее от координаты z :

$$f_{od} = \begin{cases} \sin\left(\alpha \frac{z}{L}\right) - \sin(\alpha) \frac{z}{L_1} & (|z| < L), \\ \sin\alpha \left(\operatorname{sgn}(z) - \frac{z}{L_1}\right) & (|z| > L). \end{cases} \quad (34)$$

Выражения (31)–(34) определяют продольное распределение плотности пространственного заряда. Непосредственно интересующее нас левополяризованное электрическое поле может быть найдено с помощью соотношений (22)–(26).

Рисунок 5 из работы [8] показывает, что потенциальная составляющая левополяризованного электрического поля, рассчитанная по изложенной выше схеме, оказывается близкой к полному полю ТЕ-моды. В [8] распределение электрического тока, протекающего по винтовой антенне, изображенной на рис. 2, представлялось в виде суммы аксиальных фурье-гармоник. Поля отдельных гармоник даются выражениями (5), (6).

Выше рассматривалась полуволновая винтовая антенна, в которой каждый из двух проводников совершает половину оборота вокруг оси системы (в (19) $A = 1/2$). Электрическое поле такой антенны выходит за ее пределы, занимая всю систему вплоть до торцов. Это может быть нежелательным, например, в системах ИЦР-разделения изотопов. Существенного уменьшения электрического поля вне антенны можно добиться заменой полуволновой антенны на одноволновую ($A = 1$). В последней на каждую из сторон антенного цилиндра выходят оба винтовых проводника, по которым текут токи с разными знаками $J_\parallel(z)$. В этом случае у провод-

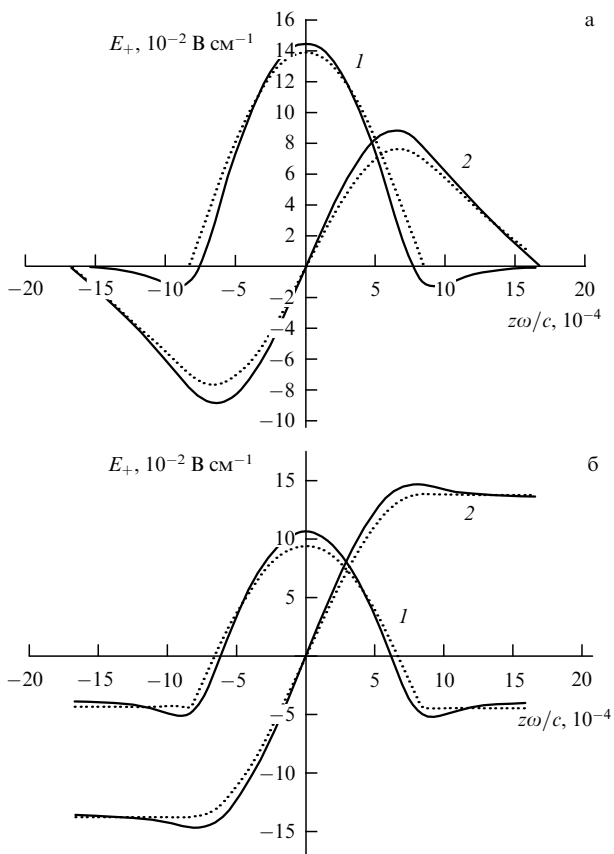


Рис. 5. Аксиальная зависимость левополяризованного электрического поля винтовой полуволновой антенны ($A = 1/2$) ($r_A = 2,5 \times 10^{-4} \omega/c$, $r_B = 3,4 \times 10^{-4} \omega/c$, $L = 8,35 \times 10^{-4} \omega/c$, ширина проводника в антенне — $0,1L$): (а) изолированные торцы; (б) проводящие торцы. На обоих рисунках: 1 — четная часть, 2 — нечетная часть; сплошные линии — полное левополяризованное поле, пунктир — его потенциальная часть, $L_1 = 2L$; амплитуда полного тока в антенне 100 А.

ников плотность экранирующего заряда испытывает скачки разного знака (см. (19)–(21)). В результате вне антенны ($|z| > L$) плотность заряда будет равна нулю, и потенциальная составляющая поперечного электрического поля должна отсутствовать. Это ведет к уменьшению поперечного электрического поля вне антенны (рис. 6).

Предложенная выше модель взаимодействия ВЧ-полей с плазмой может быть проверена без плазмы. Ее можно заменить полым цилиндром, образованным изолированными друг от друга, проводящими проволочками, которые должны быть вытянуты вдоль внешнего магнитного поля. Такой цилиндр имитирует поверхность плазменного столба, обладающего анизотропной проводимостью. Плазма хорошо проводит электрический ток, направленный вдоль магнитного поля, и плохо — ток, направленный поперек магнитного поля. В таком устройстве без труда могут быть реализованы различные варианты электрической связи проводящего цилиндра с торцами.

6. Заключение

Проанализирован процесс взаимодействия ВЧ-полей, возбуждаемых индукционным способом (токовой антен-

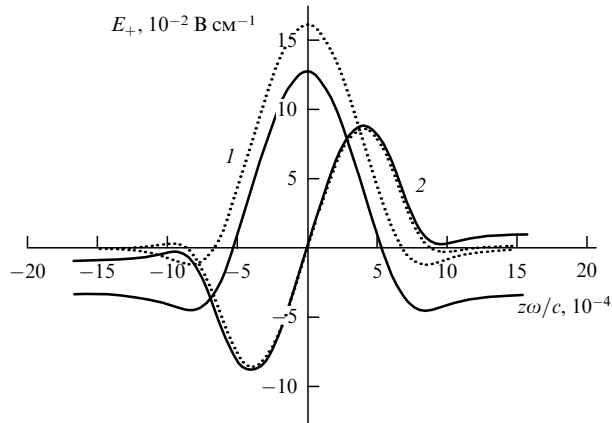


Рис. 6. Аксиальная зависимость левополяризованного электрического поля винтовой одноволновой антенны ($A = 1$), остальные параметры те же, что на рис. 5: 1 — четная часть, 2 — нечетная часть; сплошные линии — изолированные торцы, пунктир — проводящие торцы, $L_1 = 2L$; полный ток в антенне 100 А.

ной) в столбе плазмы, помещенном во внешнее магнитное поле. Рассмотрен механизм усиления поперечной (по отношению к внешнему магнитному полю) составляющей ВЧ электрического поля. Усиление обусловлено экранировкой продольного поля, вызываемой перетеканием электронов вдоль внешнего магнитного поля. Возникающие при этом сгустки электрического заряда усиливают поперечное ВЧ-поле. Адекватное описание данного процесса можно получить, рассматривая ВЧ-поля токовой антенны в виде суперпозиции ТЕ- и ТМ-мод. При этом экранировка продольного электрического поля оказывается эквивалентной экранировке ТМ-моды. Условие экранировки ТМ-моды плазмой связывает продольную компоненту электрического тока антенны с экранирующим зарядом плазмы. Для расчета электрического поля в плазме наряду с плотностью электрического заряда необходимо знать и условия на торцах плазменного столба. Показано, что последние определяются характером электрической связи плазмы с торцами. Для двух предельных случаев идеального электрического контакта плазмы с торцами и полной изоляции от торцов рассчитано пространственное распределение электрического поля в плазме. Показано, что предлагаемая упрощенная модель взаимодействия плазмы с ВЧ-полями токовых антенн позволяет производить расчеты электрического поля с хорошей точностью.

Автор благодарен за обсуждение работы В.А. Жильцову и Ю.А. Муромкину.

Список литературы

1. Карчевский А И, Муромкин Ю А, в сб. *Изотопы: свойства, получение, применение* (Под ред. В Ю Баранова) (М.: ИздАТ, 2000) с. 237
2. Romesser T E et al., Patent Cooperation Treaty No. WO 84/02803 (1984)
3. Compant La Fontaine A, Pashkovsky V G *Phys. Plasmas* **2** 4641 (1995)
4. Compant La Fontaine A et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31** 847 (1998)
5. Dolgolenko D A et al. *Proc. of the 7th Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases* (Ed. V D Borisevich) (М.: Moscow State Eng. Phys. Inst., 2000) p. 157

6. Тимофеев А В *Физика плазмы* **25** 232 (1999)
7. Тимофеев А В *Физика плазмы* **30** 795 (2004)
8. Тимофеев А В *Физика плазмы* **31** 1087 (2005)
9. Звонков А В, Тимофеев А В *Физика плазмы* **13** 282 (1987)

High-frequency electric field amplification in a magnetized plasma

A.V. Timofeev

*Russian Research Centre "Kurchatov Institute",
pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 196-9183
E-mail: avtim@nfi.kiae.ru*

The studies of cyclotron ion heating in plasma isotope separation systems have shown that an HF electric field undergoes amplification in an equilibrium plasma. This paper interprets this effect in terms of interaction between a plasma placed in an external magnetic field and the HF modes of the vacuum camera. By consistently applying this approach, an easy-to-understand interpretation of the effect is developed, and the excitation of HF electromagnetic fields in the plasma column in an external magnetic field is modeled in a simple way.

PACS numbers: **52.35.-q**, 52.40.Fd, 52.50.Qt

Bibliography — 9 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **176** (11) 1227–1236 (2006)

Received 26 January 2006

Physics–Uspekhi **49** (11) (2006)