

04:09

Гистерезис при электрон-циклотронном резонансе

© А.Б. Петрин

Институт высоких температур РАН,
127412 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 12 февраля 1998 г. В окончательной редакции 26 октября 1998 г.)

Представлен метод решения задачи определения нелинейного взаимодействия СВЧ волны с магнитоактивной плазмой низкого давления. В результате совместного решения задач распространения электромагнитных волн, баланса заряженных частиц и энергетического баланса показано, что вблизи критического значения индукции постоянного магнитного поля характер взаимодействия волны и плазмы существенно изменяется: при магнитных полях, больших критического, наблюдается значительно более сильное взаимодействие, при котором увеличивается глубина проникновения падающей волны в плазму. Исследование режима сильного взаимодействия показало наличие гистерезиса, который сопровождается переходом от одной моды стоячей волны в плазме к другой скачком с запаздыванием. Показано, что возможен режим практически полного поглощения волны.

Введение

Изучение нелинейного взаимодействия СВЧ волны и плазмы имеет существенное значение для задачи поддержания электрон-циклотронной плазмы, используемой в ионных источниках, которые являются частью установок для нанесения тонких пленок и их травления при изготовлении микросхем. Методы моделирования радиочастотных разрядов [1–3] не подходят для исследования СВЧ разрядов из-за особенностей этих разрядов, определяемых более высокой частотой электромагнитных полей. Кроме того, квазистатическое приближение для электромагнитной задачи, включающее уравнение Пуассона для электрического потенциала в плазме, также не подходит для моделирования СВЧ разряда.

Хотя дифференциальные уравнения, определяющие распространение электромагнитных волн в магнитоактивной плазме, хорошо известны [4,5], в сложной геометрии возникают проблемы с граничными условиями для электромагнитных полей из-за незамкнутости задачи для СВЧ волны. Для таких незамкнутых задач рассеяния электромагнитных волн развит известный метод интегральных уравнений [6,7].

В работах [8–12] методы интегральных уравнений использовались для описания распространения СВЧ волны в магнитоактивной плазме, была показана важность учета изменения электрических параметров плазмы, вызываемого волной и эти методы были объединены с методами исследования радиочастотных разрядов. В данной работе эти исследования развиваются и уточняются.

Формулировка задачи

Рассмотрим сначала решение электродинамической задачи распространения электромагнитной волны с циклической частотой ω в пространстве, заполненном диэлектрическими телами и плазмой. Будем считать известными комплексные тензоры диэлектрической проницаемости диэлектрических тел $\epsilon^d(\mathbf{r})$ и плазмы $\epsilon^p(\mathbf{r}, t)$.

Мы будем рассматривать диэлектрические тела как неоднородные изотропные диэлектрические тела [6,7], а плазму — как неоднородное анизотропное диэлектрическое тело. Предполагается комплексное представление полей с временной зависимостью $e^{j\omega t}$. Явная зависимость $\epsilon^p(\mathbf{r}, t)$ от времени существует только в нестационарном случае из-за зависимости от времени концентрации электронов в плазме. При этом считается, что характерное время изменения концентрации плазмы много больше характерного времени установления распределения электромагнитного поля. Поэтому при нахождении электромагнитного поля можно считать, что $\epsilon^p(\mathbf{r}, t)$ (а также поля, потенциалы и токи) определяются мгновенной концентрацией электронов в плазме, а распределение электромагнитного поля в рассматриваемый момент времени такое же, как в стационарном случае.

В случае стационарного распределения плазмы явная зависимость комплексного тензора диэлектрической проницаемости плазмы от времени отсутствует.

а) Вывод объемного интеграла и дифференциального уравнения электромагнитной задачи. Пусть V — объем рассматриваемых диэлектрических тел и плазмы, а \mathbf{E}^i — электрическое поле падающей волны. Представим электромагнитное поле в плазме как сумму поля падающей волны и рассеянного поля, обусловленного объемным поляризационным током с плотностью \mathbf{J} , который вычисляется в точках диэлектрических тел и в точках плазмы по формулам

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = j\omega[\epsilon^d(\mathbf{r}) - \epsilon^0] \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = j\omega[\epsilon^p(\mathbf{r}, t) - \epsilon^0] \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (2)$$

в диэлектрике и плазме соответственно. Здесь ϵ^0 — диэлектрический тензор вакуума, равный произведению диэлектрической проницаемости вакуума ϵ_0 на единичную матрицу. Тогда

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}^i(\mathbf{r}) + \mathbf{E}^s(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

где

$$\mathbf{E}^s(\mathbf{r}, t) = -j\omega\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) - \nabla\varphi(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \mathbf{J}(\mathbf{r}', t) \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dV', \quad (5)$$

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \rho(\mathbf{r}', t) \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dV', \quad (6)$$

где $k = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0} = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны в вакууме.

Плотность электрического заряда связана с плотностью поляризационного тока в (1)–(6) соотношением

$$(\nabla, \mathbf{J}(\mathbf{r}, t)) = -j\omega\rho(\mathbf{r}, t). \quad (7)$$

Уравнения (1) и (2) с подстановкой в них (3)–(7) образуют интегродифференциальное уравнение для плотности поляризационного тока \mathbf{J}

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) - \sigma(\mathbf{r}, t) \cdot \left(-j\omega\mathbf{A} + \frac{c^2}{j\omega} \nabla(\nabla, \mathbf{A}) \right) \\ = \sigma(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}^i(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (8)$$

где введен тензор проводимости $\sigma(\mathbf{r}, t) = j\omega \times [\epsilon(\mathbf{r}, t) - \epsilon^0]$, причем $\epsilon(\mathbf{r}, t)$ равен тензору $\epsilon^d(\mathbf{r})$, если точка, в которой записывается уравнение (8), лежит в диэлектрических телах, и равен тензору $\epsilon^p(\mathbf{r}, t)$, если указанная точка лежит в области, занятой плазмой, а векторный потенциал \mathbf{A} определяется по \mathbf{J} выражением (5).

Решая уравнение (8), найдем плотность поляризационного тока \mathbf{J} , а затем, подставляя полученное распределение в уравнения (1), (2) и решая их, найдем распределение электрического поля \mathbf{E} в плазме и диэлектрических телах. Тогда можно найти среднюю объемную плотность джоулевых потерь по формуле

$$w(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \text{Re}[(\mathbf{J}, \mathbf{E}^*)]. \quad (9)$$

В формулах (1)–(9) явная зависимость комплексной амплитуды плотности поляризационного тока, векторного и скалярного потенциалов, а также комплексной амплитуды электрического поля определяется медленной зависимостью концентрации плазмы от времени. Поэтому эти величины в каждый момент времени связываются между собой такими же уравнениями, какими они были бы связаны при постоянных параметрах плазмы, равных их мгновенным значениям.

Если ввести в рассматриваемую систему диэлектрических тел и плазмы металлический экран, который будем считать плоским и бесконечным, то интегродифференциальное уравнение задачи немного изменится. В уравнении (8) под \mathbf{E}^i следует понимать сумму полей падающей волны от внешних (по отношению к системе) токов и отраженной от металлического экрана падающей

волны, а под векторным потенциалом — следующее выражение:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \mathbf{J}(\mathbf{r}', t) \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dV' \\ + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V_{\text{refl}}} \mathbf{J}_{\text{refl}}(\mathbf{r}'', t) \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}''|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}''|} dV'', \end{aligned} \quad (10)$$

где V_{refl} — зеркально расположенный относительно металлического экрана объем, занимаемый отраженными поляризационными токами \mathbf{J}_{refl} .

Если в некоторой точке диэлектрика или плазмы поляризационный ток равен \mathbf{J} , то в точке, зеркально отраженной от металлического экрана, отраженный ток \mathbf{J}_{refl} равен по модулю исходному току, а направление таково, что исходный и отраженные токи вместе создают на металлическом листе нулевое тангенциальное электрическое поле.

б) Тензоры проводимости и диэлектрической проницаемости. Направим ось OZ координатной системы параллельно вектору магнитной индукции \mathbf{B} . В этой системе тензор диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы хорошо известен [7]. Тогда тензор проводимости можно представить в виде

$$\sigma^p(\mathbf{r}, t) = \begin{bmatrix} \sigma_1 & -\sigma_2 & 0 \\ \sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{bmatrix}, \quad (11)$$

где

$$\sigma_1 = j\epsilon_0 \frac{\omega_p^2 \cdot (\omega - j\nu_c)}{\omega_c^2 - (\omega - j\nu_c)^2}; \quad \sigma_2 = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2 \cdot \omega_c}{\omega_c^2 - (\omega - j\nu_c)^2};$$

$$\sigma_3 = -j\epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{(\omega - j\nu_c)};$$

$\omega_c = eB/m$ — циклотронная частота;

$$\omega_p = \left(\frac{n(\mathbf{r}, t)e^2}{\epsilon_0 m} \right)^{\frac{1}{2}}$$

— плазменная частота; m — масса электрона; e — элементарный заряд; ν_c — средняя частота столкновений электрона; $n(\mathbf{r}, t)$ — концентрация электронов; тензор диэлектрической проницаемости плазмы связан с тензором проводимости как $\epsilon^p(\mathbf{r}, t) = \epsilon^0 + \sigma^p(\mathbf{r}, t)/j\omega$.

Тензор диэлектрической проницаемости неоднородного изотропного диэлектрика находится намного проще. Пусть относительная комплексная диэлектрическая проницаемость описывается функцией $\epsilon^{\text{rel}}(\mathbf{r})$, тогда тензор диэлектрической проницаемости и проводимости будет иметь вид $\epsilon^d(\mathbf{r}) = \epsilon^{\text{rel}}(\mathbf{r}) \cdot \epsilon^0$; $\sigma^d(\mathbf{r}, t) = j\omega(\epsilon^d(\mathbf{r}) - \epsilon^0)$.

в) Б а л а н с э л е к т р о н о в в п л а з м е. Уравнение баланса электронов в общем случае можно

записать следующим образом:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = k_i n N_b - k_{\text{rec}} n^2 - k_{\text{att}} n N_b + (\nabla, \mathbf{D} \nabla n), \quad (12)$$

где n — концентрация электронов, k_i — константа ионизации, k_{rec} — константа рекомбинации, k_{att} — коэффициент прилипания, N_b — концентрация нейтрального газа, \mathbf{D} — тензор диффузии электронов (анизотропная диффузия при наличии магнитного поля) переходит от неамбиполярного режима до амбиполярного.

В случае электрон-циклотронной плазмы, применяемой в качестве источника ионов, степень ионизации плазмы невелика (примерно 10^{-4}), и поэтому часто можно пренебречь влиянием рекомбинации на указанный процесс. Кроме того, мы для определенности в данной работе будем рассматривать плазму аргона, в которой прилипанием можно пренебречь. Таким образом, основными причинами изменения числа электронов являются диффузия и ионизация.

Коэффициент ионизации определяется средней энергией электрона ε_{el} . Например, функция $k_i = k_i(\varepsilon_{\text{el}})$ для аргона может быть представлена как [3]

$$k_i = k_i(\varepsilon_{\text{el}}) = \begin{cases} 0, & \text{если } \varepsilon_{\text{el}} \leq 5.3, \\ 8.7 \cdot 10^{-15} (\varepsilon_{\text{el}} - 5.3) \times \exp[-4.9/\sqrt{\varepsilon_{\text{el}} - 5.3}], & \text{если } \varepsilon_{\text{el}} > 5.3, \end{cases}$$

где k_i выражен в $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, ε_{el} — в eV.

Поэтому для определения источникового члена в уравнении электронного баланса необходимо решить задачу энергетического баланса электронного газа.

г) Уравнения энергетического баланса электронного газа. Тензор диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы получается из уравнения движения "среднего электрона", которое получается из моментов уравнения Больцмана [13, с. 179–181]: $m\ddot{\mathbf{r}} = -e\mathbf{E} - e[\mathbf{v}, \mathbf{B}] + \mathbf{F}_f$, где $\mathbf{F}_f = -m\nu_c \mathbf{v}$ — эффективная сила трения, действующая на электрон; ν_c — средняя частота столкновений электрона; \mathbf{v} — скорость электрона. Эта сила возникает вследствие потерь импульса из-за столкновений электронов с нейтральными атомами.

В среднем электрон после столкновения теряет импульс направленного движения, и энергия направленного движения переходит в энергию хаотического теплового движения электронного газа, а также в энергию возбуждения и ионизации. Поэтому электронная температура увеличивается до значения, когда вся энергия волны, переданная электронам плазмы, будет переноситься к границам плазмы из-за теплопроводности электронного газа, а некоторое количество энергии перейдет в энергию возбужденных и ионизированных атомов. Мы можем

записать уравнение баланса энергии в форме уравнения

$$\frac{\partial w_e}{\partial t} = \left(\nabla, \frac{5}{3} \varepsilon_{\text{el}} \mathbf{D} \nabla n \right) + \left(\nabla, \frac{2}{3} \mathbf{k} \nabla \varepsilon_{\text{el}} \right) + w(\mathbf{r}, t) - v(\mathbf{r}, t) - u(\mathbf{r}, t), \quad (13)$$

где $w_e = n\varepsilon_{\text{el}} = (3/2)k_b n T_e$ — объемная плотность энергии электронного газа; ε_{el} — средняя энергия одного электрона; k_b — постоянная Больцмана; n — концентрация электронов; T_e — электронная температура; $w(\mathbf{r}, t)$ — объемная плотность мощности джоулевых потерь; $v(\mathbf{r}, t) = q_i(\mathbf{r}, t) \cdot \varepsilon_{\text{ion}}$ — неупругие потери мощности в единице объема, обусловленные ионизацией; q_i — скорость ионизации в единице объема; ε_{ion} — энергия ионизации нейтралов; $u(\mathbf{r}, t)$ — неупругие потери мощности в единице объема, обусловленные возбуждением, и упругие потери мощности, обусловленные упругими столкновениями электронов с нейтралами и ионами; \mathbf{k} — тензор теплопроводности электронного газа (в изотропном случае он может быть представлен скаляром $k = (3/2)k_b n D_e$); D_e — скалярный коэффициент электронной диффузии; \mathbf{D} — тензор коэффициента амбиполярной диффузии.

Потери мощности в единице объема, возникающие в результате возбуждения атомов и молекул в плазме низкого давления, много меньше, чем потери мощности из-за ионизации и теплопроводности. Потери вследствие упругих столкновений электронов с нейтралами и ионами малы по сравнению с неупругими потерями. Поэтому в данной работе член $u(\mathbf{r}, t)$ считался пренебрежимо малым.

Заметим, что введение здесь электронной температуры не предполагает использование максвелловского распределения. Даже при отличающейся от максвелловской функции распределения использование выражения $\varepsilon_{\text{el}} = (3/2)k_b T_e$ для тепловой энергии электронов обусловлено лишь тем, что в экспериментальных исследованиях, например при измерениях ленгмюровским зондом, используется термин "электронная температура". В данной работе T_e рассматривается просто как 2/3 от средней энергии электрона.

д) Метод определения стационарного распределения электронов плазмы. Стационарное распределение концентрации электронов, которое возникает после установления разряда, в данной работе определялось с помощью метода последовательных приближений. В предлагаемом методе рассматривалась приближенная нестационарная задача и находился предел ее решений, когда время стремится к бесконечности. Этот предел есть искомое решение стационарной задачи [12].

Приближенная нестационарная задача отличалась от точной задачи тем, что тензор коэффициентов диффузии принимался равным тензору амбиполярной диффузии, т.е. считалось, что сразу после начала разряда диффузия носит амбиполярный характер. Начиная с фонового

распределения концентрации электронов и электронной температуры проделывалось достаточное количество итераций с достаточно малым шагом по времени, получалось искомое решение стационарной задачи, и в том числе находились стационарная концентрация электронов, распределение электронной температуры и соответствующее им электромагнитное поле в плазме. Эти распределения являются решениями стационарной задачи.

Решение одномерной задачи

Рассмотрим плоскую задачу, геометрия которой показана на рис. 1. Предположим, что на плоский слой плазмы, отделенный от свободного пространства слоем диэлектрика и металлическим экраном, нормально падает со стороны диэлектрика плоская электромагнитная волна. Свободное пространство может быть заполнено воздухом при атмосферном давлении. Плазма не будет существовать при таком давлении, и волна будет распространяться здесь, как в свободном пространстве. Ось OZ системы координат выберем перпендикулярно к рассматриваемому слою в направлении металлического экрана, а начало координат расположим на передней поверхности диэлектрического слоя. В этом случае плотность поляризованного тока и переменные электрические поля будут иметь только компоненты, перпендикулярные оси OZ , причем они будут зависеть только от координаты z . Поэтому уравнения электродинамической задачи, задач баланса частиц и энергетического баланса существенно упростятся.

Плоская электродинамическая задача для стационарного случая решалась численно методом поточечной коллокации в равномерно расположенных на отрезке $[0, L]$ оси OZ точках, где L — общая ширина диэлектрического слоя и слоя плазмы. Плотность поляризованного тока при этом аппроксимировалась функциональным рядом, составленным из косинусов.

Задачи баланса частиц и энергии в методе последовательных приближений решались методом Галерки-

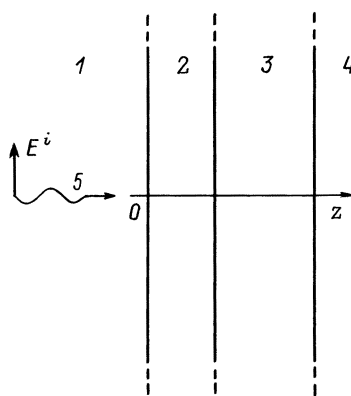


Рис. 1. Геометрия задачи: 1 — свободное пространство, 2 — диэлектрик, 3 — плазма, 4 — металл, 5 — падающая волна.

на с аппроксимацией концентрации по синусоидальным базисным функциям для электронной концентрации и электронной температуры. Такие базисные функции соответствуют нулевым граничным условиям. В качестве весовых функций выбирались базисные функции, т.е. синусы. Коэффициент диффузии электронов считался постоянным и равным амбиполярному коэффициенту диффузии.

Результаты расчетов

Расчеты были проведены для слоя плазмы аргона толщиной $L = 6$ см. Такая толщина была выбрана для того, чтобы максимум стоячей волны, образованной падающей волной и волной, отраженной от металлического экрана, в разреженной плазме находился примерно в середине слоя плазмы. Это способствует стабильному зажиганию разряда. Толщина диэлектрического слоя, отделяющего плазму от свободного пространства, выбиралась равной $L_d = 4$ см.

Транспортные коэффициенты и параметры для рассматриваемого разряда в аргоне вычислялись по формулам [3,13,14]

$$\mu_e \cdot p = 30.0 \text{ (m}^2\text{/V} \cdot \text{s))Torr;}$$

$$\mu_i \cdot p = 0.14 \text{ (m}^2\text{/V} \cdot \text{s))Torr;}$$

$$D_e \cdot p = 120.0 \text{ (m}^2\text{/s)Torr; } D_i \cdot p = 4.0 \cdot 10^{-3} \text{ (m}^2\text{/s)Torr;}$$

$$D_a = (\mu_i D_e + \mu_e D_i) / (\mu_i + \mu_e); \quad \nu_c [1/s] = 5.3 \cdot 10^9 \cdot p [\text{Torr}];$$

$$k_{\text{rec}} = 10^{-14} \text{ m}^3\text{/s,}$$

где μ_e , μ_i — подвижности; D_e , D_i — коэффициенты диффузии электронов и ионов; D_a — коэффициент амбиполярной диффузии; ν_c — частота столкновений электронов с нейтралами.

Исследовался разряд при давлении $p = 25$ mTorr. Частота электромагнитной волны принималась равной 2.45 GHz. Интенсивность падающей на плазму волны принималась равной $I = 1.5 \cdot 10^4$ W/m². Диэлектрическая проницаемость слоя диэлектрика считалась равной $\epsilon^{\text{rel}}(\mathbf{r}) = 5$.

Оказалось, что сильно взаимодействует с плазмой падающая волна правой круговой поляризации [10,12]. Так как в литературе существует два прямо противоположных определения правой круговой поляризации, то отметим, что в данной работе поляризация считалась правой при вращении вектора электрического поля волны по часовой стрелке, если смотреть в направлении распространения волны. Электрическое поле правополяризованной волны при совпадении частоты волны и циклотронной частоты постоянно ускоряет электроны, вызывая электрон-циклотронный резонанс.

На рис. 2 приведена зависимость максимальной концентрации электронов в плазме от индукции магнитного поля B в области электрон-циклотронного резонанса при падении волны с правой круговой поляризацией. Волна с

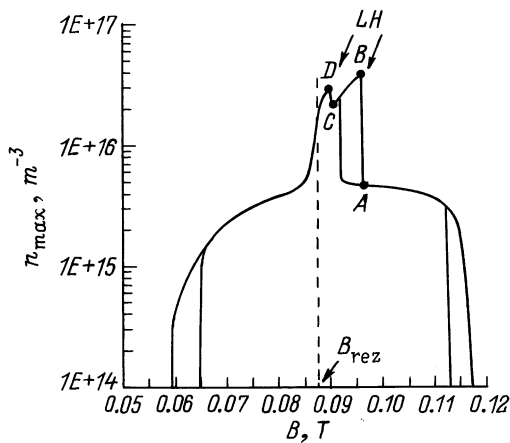


Рис. 2. Зависимость максимума концентрации электронов в плазме от индукции постоянного магнитного поля (*LH* — петля гистерезиса).

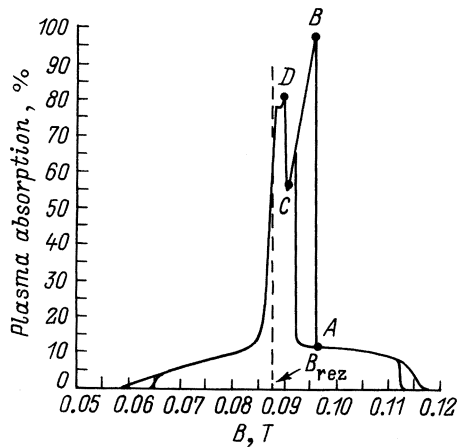


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения плазмы от индукции постоянного магнитного поля.

левой круговой поляризацией создает плазму с концентрацией электронов на много порядков меньше и поэтому не рассматривалась. Из рис. 2 видно, что сильное взаимодействие наблюдается только вблизи значения B , равного $B_{cr} = 8.752 \cdot 10^{-2}$ Т. Это поле соответствует электронной циклотронной частоте, равной частоте падающей СВЧ волны ($f = 2.45$ GHz). Однако рис. 2 показывает, что максимум взаимодействия наблюдается при B , несколько больших, чем B_{cr} . Гистерезис резонансной кривой указывает на сложное нелинейное взаимодействие электромагнитной волны и плазмы. Отчетливо видны две петли гистерезиса.

На рис. 3 показана зависимость коэффициента поглощения плазмой электромагнитного поля падающей волны от индукции магнитного поля. Видно, что характер резонанса качественно такой же, как у зависимости, показанной на рис. 2.

Обратим теперь внимание на различный характер поведения кривых, показанных на рис. 2 и 3, соответствую-

щих B , большим и меньшим B_{cr} . Характер правых частей кривых говорит о наличии интерференции. Можно предположить, что интерферируют волна, прошедшая в плазму, и волна, отраженная от металлического экрана. Тогда отсутствие изрезанности кривых слева от B_{cr} указывает на исчезновение интерференции. Это может быть только при исчезновении или значительном уменьшении волны, отраженной от металлического экрана. Следовательно, можно ожидать картину экспоненциального затухания волны при B , меньших критического поля B_{cr} и интерференционную картину при B , больших B_{cr} .

Действительно, как показали расчеты, наблюдается именно такая картина. На рис. 4, *a* показано распределение модуля электрического поля в слое диэлектрика и плазмы. Такое распределение электрического поля в плазме типично для интерференции двух затухающих волн, распространяющихся навстречу друг другу. Волна, идущая слева, является прошедшей в плазму падающей волной, а волна, идущая справа, есть волна, отраженная от металлического экрана. Распределение концентрации электронов и электронной температуры при этом (рис. 4, *b* и *c*) достигает максимума в точке, близкой к середине слоя плазмы, несколько смещенной к переднему краю плазменного слоя.

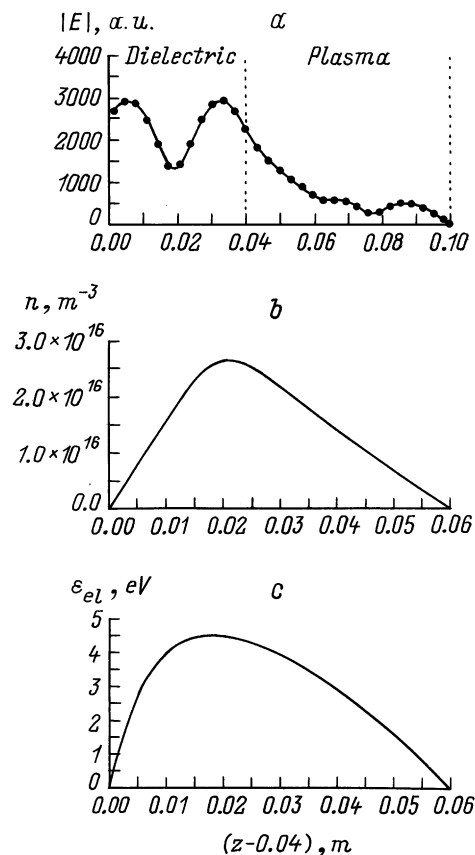


Рис. 4. Распределение модуля электрического поля волны (*a*), концентрации электронов (*b*) и электронной температуры (*c*) вдоль оси z при $B = 0.089$ Т, $I = 15\,000$ Вт/м².

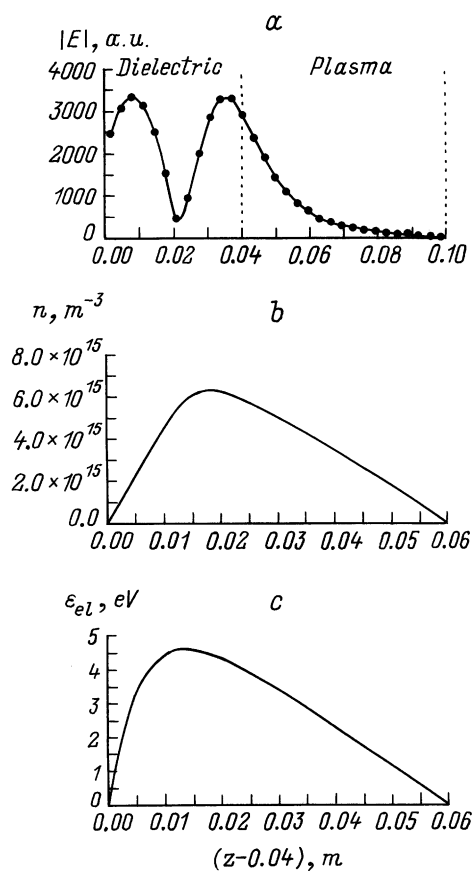


Рис. 5. То же, что на рис. 4, при $B = 0.086$ Т.

Зависимости модуля электрического поля электромагнитной волны в плазме, концентрации электронов и электронной температуры для индукции магнитного поля, меньшего критического, другие. Из рис. 5 видно, что поле в отличие от предыдущего случая экспоненциально спадает в плазме, а распределение концентрации носит более асимметричный характер. Электроны рождаются в тонком слое, где поле проникает в плазму, что и приводит к асимметрии распределения концентрации.

Различия распределений рис. 4 и 5 можно объяснить следующими двумя причинами. Во-первых, изменением фазы коэффициентов тензора проводимости при переходе через B_{cr} индукции магнитного поля. Когда B меньше B_{cr} , падающее электромагнитное поле создает токи, порождающие в свою очередь электромагнитные поля, уменьшающие (за счет деструктивной интерференции) проходящее поле. Получается явление, аналогичное скин-эффекту. Если же B больше B_{cr} , то фаза токов меняется примерно на 180° и возникает интерференция падающей электромагнитной волны и полей токов, которая уже является почти синфазным сложением полей. Поле в плазме в этом случае затухает не за счет гасящей, деструктивной интерференции, а за счет поглощения волны плазмой. При этом электромагнитное поле глу-

боко проникает в плазму, вызывая образование высокой концентрации электронов.

Во-вторых, при B , меньшем B_{cr} , электроны рождаются только в тонком приповерхностном слое. Возникают высокий градиент в направлении от левого края плазмы и сильный поток электронов из плазмы влево, что значительно снижает среднюю концентрацию электронов в плазме и смещает максимум распределения концентрации электронов влево от середины слоя плазмы. В случае, когда B больше B_{cr} , электромагнитное поле волны глубоко проникает в плазму и подобного явления нет.

Наконец, необходимо понять причину гистерезиса рассмотренных зависимостей. Рассмотрим большую петлю гистерезиса и точки A и B (рис. 2, 3) вблизи правого скачка петли.

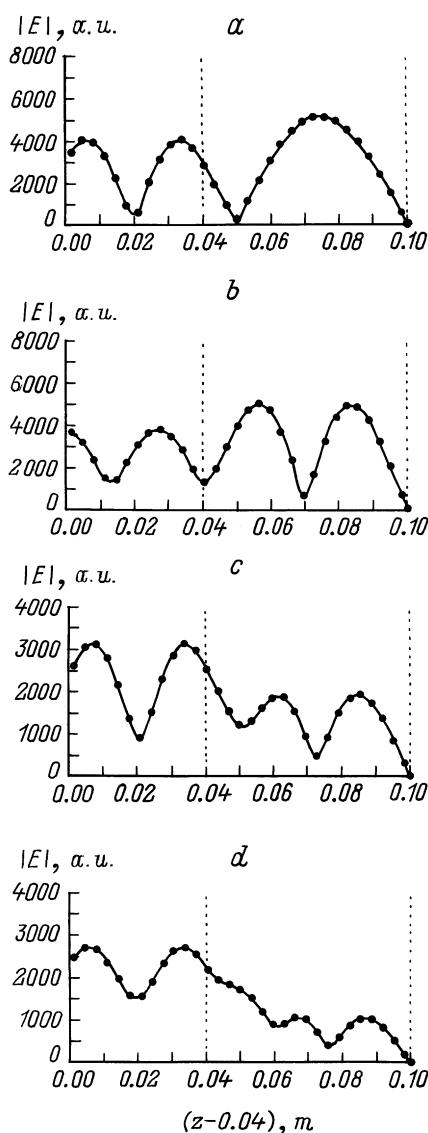


Рис. 6. Распределение модуля электрического поля волны вдоль оси z . B, T : a — 0.09650 (точка A); b — 0.09575 (точка B); c — 0.09075 (точка C); d — 0.08975 (точка D) при $0 < (z - 0.04) \leq 0.04$ — диэлектрик, $0.04 \leq (z - 0.04) \leq 0.1$ — плазма.

Распределение модуля электрического поля в точках *A* и *B* показаны на рис. 6, *a* и *b* соответственно. Видно, как скачком изменилось число максимумов стоячей волны в плазме, что и привело к изменению скачком распределения джоулевой мощности. Таким образом, переход от одной моды стоячей волны к другой происходит скачком с запаздыванием — возникает гистерезис.

Для меньшей петли гистерезиса переход от точки *C* к точке *D* также сопровождается изменением количества мод стоячей волны в плазме. На рис. 6, *c* и *d* показано распределение модуля электрического поля в плазме и диэлектрике для точек *C* и *D* соответственно. Однако в этом случае стоячая волна менее выражена, что и приводит к небольшому скачку параметров. Повидимому, при еще меньших *B* существуют еще меньшие петли гистерезиса. Стоячая волна здесь настолько слабо выражена на фоне затухания, что петли гистерезиса уже не заметны.

Заключение

В работе представлен метод решения задачи определения нелинейного взаимодействия СВЧ волны с магнитоактивной плазмой. В результате совместного решения задач распространения, баланса заряженных частиц и энергетического баланса показано, что вблизи критического значения индукции постоянного магнитного поля характер взаимодействия волны и плазмы существенно изменяется: при магнитных полях, больших критического, наблюдается значительно более сильное взаимодействие, при котором увеличивается глубина проникновения в плазму падающей волны. Исследование режима сильного взаимодействия показало наличие гистерезиса, который обусловлен переходом от одной моды стоячей волны в плазме к другой скачком с запаздыванием. Показано, что возможен режим практически полного поглощения волны.

Список литературы

- [1] *Meeyappan M.* // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 12. P. 8047–8051.
- [2] *Meeyappan M., Govindan T.R.* // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 74. N 4. P. 2250–2259.
- [3] *Passchier J.D.P., Goedheer W.J.* // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 74. N 6. P. 3744–3751.
- [4] *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
- [5] *Гинзбург В.Л.* Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1981.
- [6] *Schaubert D.H., Wilton D.R., Glisson A.W.* // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1984. Vol. AP-32. N 1. P. 77–85.
- [7] *Schaubert D.H., Beaney P.M.* // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1986. Vol. AP-34. N 4. P. 587–592.
- [8] *Петрин А.Б.* Деп. в ВИНТИ. № 1039. М., 1996.
- [9] *Петрин А.Б.* Деп. в ВИНТИ. № 1329. М., 1996.
- [10] *Петрин А.Б.* Деп. в ВИНТИ. № 1988. М., 1996.
- [11] *Петрин А.Б.* Деп. в ВИНТИ. № 3062. М., 1996.

- [12] *Petrin A.B.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. Vol. 26. N 2. P. 150.
- [13] *Райзер Ю.Л.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 595 с.
- [14] *Francis G.* Ionization Phenomena in Gases. London: Butterworths Sci. Publ., 1960. Ch. 2.