

04; 09

## ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЬЦЕВОЙ АПЕРТУРНОЙ АНТЕННЫ

*Г. А. Грязнова, Е. Г. Филоненко, И. П. Шашурин*

Работа посвящена изучению влияния неоднородного плазменного слоя, возникающего при контакте антенны с плазмой, на характеристики кольцевой апертурной антенны. Показано, что слой плазмы с нарастающей концентрацией электронов у поверхности антенны приводит к аномально высокому поглощению СВЧ мощности в области закритических концентраций. Наличие у поверхности антенны ионного слоя приводит к изменению знака реактивности импеданса антенны в точке последовательного резонанса. Учет этих явлений необходим при использовании кольцевой апертурной антенны в качестве СВЧ зонда для диагностики плазмы.

1. При исследовании характеристик антенн, погруженных в плазму, во многих случаях следует учитывать возмущающее действие антенны на параметры плазмы. В простейшем случае это возмущение обусловлено уходом заряженных частиц на поверхность антенны. Тогда у поверхности возникает переход-

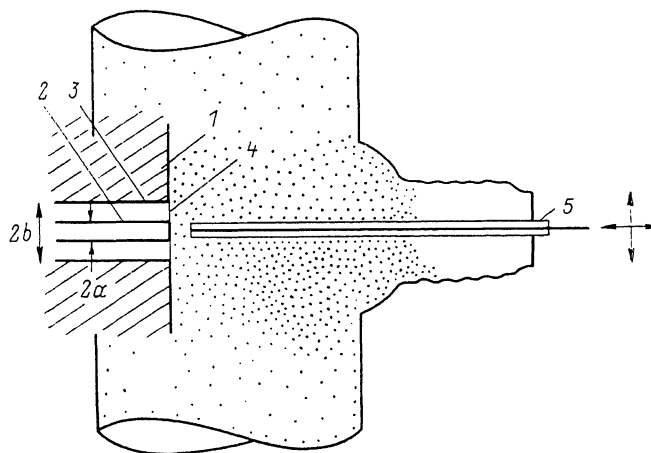


Рис. 1. Макет экспериментальной лампы.

ной слой, параметры которого отличны от невозмущенной плазмы. Переходной слой можно разделить на два. Первый, непосредственно прилегающий к поверхности антенны, образуется, когда антенна имеет плавающий, или отрицательный, потенциал относительно плазмы. Это известный из теории ленгмюровских зондов ионный слой [1], в котором концентрация электронов  $n_{ei}$  пренебрежимо мала по сравнению с  $n_{e0}$  невозмущенной плазмы. Толщина ионного слоя зависит от смещения на антенне, при плавающем потенциале ионный слой оказывается порядка  $\sim 5L_D$  [2]. Между ионным слоем и невозмущенной плазмой располагается переходной плазменный слой, концентрация заряженных частиц в котором меняется от  $n_{ei}$  до  $n_{e0}$ .

Распределение концентрации заряженных частиц и размеры переходного слоя определяются механизмом ухода частиц на поверхность антенны.

Анализ влияния ионного слоя на импедансные характеристики антенн, проведенный в [3, 5], привел к объяснению последовательного резонанса, наблюдаемого в области закритических концентраций ( $\omega_p/\omega > 1$ ) [6, 7]. Однако до сих пор не имеет достаточно полного объяснения увеличение активных потерь антенны, когда рабочая частота ниже плазменной, наблюдаемое в ионосферных экспериментах [8]. Одним из объяснений может служить факт бесстолкновительных потерь, проанализированный в [9, 10].

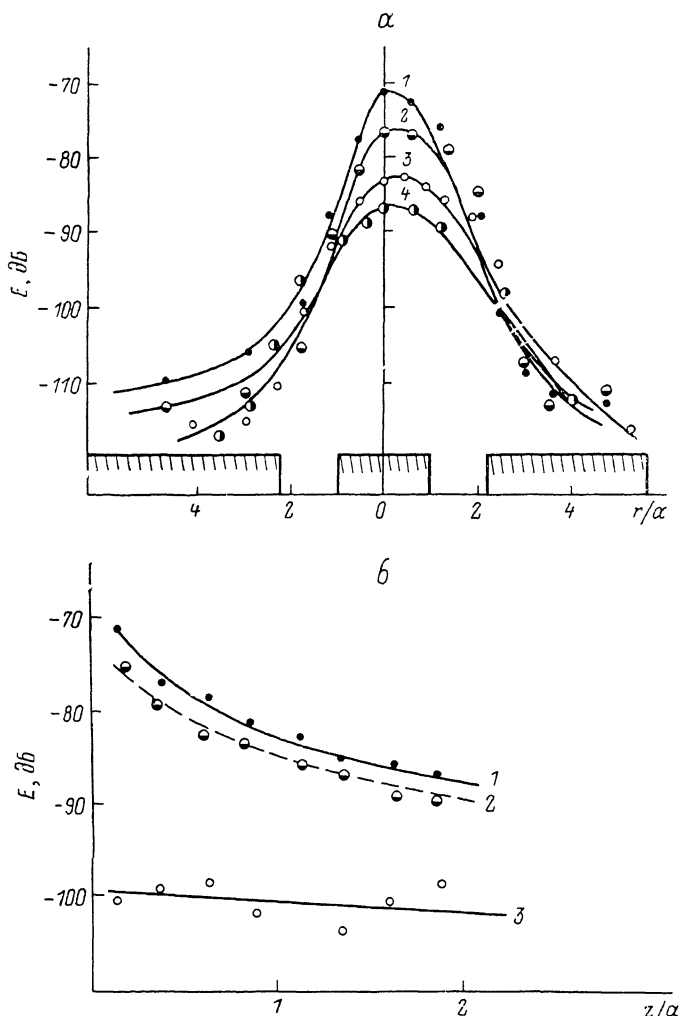


Рис. 2. Распределение СВЧ полей у поверхности апертурной антенны в радиальном (а) и аксиальном (б) направлениях.

$\alpha$ : 1 —  $Z'/a=0.1$ , 2 — 0.36, 3 — 1.6, 4 — 1.86; б: 1 —  $r \approx 0$ , 2 —  $r \sim a$ , 3 —  $r \sim b$ .

В настоящей работе проведено систематическое экспериментальное исследование влияния переходного плазменного слоя на характеристики кольцевой апертурной антенны [11].

2. Исследования проводились с кольцевой апертурной антенной [11], образованной открытым концом коаксиальной линии стандартного сечения  $2b/2a=10/4.34$  мм=2.3 (рис. 1). Внешний проводник коаксиальной линии оканчивался плоским диском 1  $\varnothing$  40 мм. Зазор между центральным 2 и внешним 3 проводниками был закрыт слюдяной прокладкой 4 толщиной  $\sim 100$  м, чтобы плазма не попадала внутрь коаксиала. Коаксиальная линия подсоединялась к измерительной схеме, соответствующая калибровка позволяла получать значения входного сопротивления апертурной антенны в плоскости диска. Исследования проводились в диапазоне 3—7 ГГц. Мощность, подаваемая на антенну, не превышала  $10^{-3}$  Вт.

Для измерения распределения концентрации заряженных частиц в окрестности антенны (напротив нее) располагался коаксиальный зонд 5. Конструкция его была такова: молибденовый стержень  $\varnothing$  1 мм вводился в никелевую трубку  $\varnothing$  1.5 мм. Торец центрального проводника использовался как плоский лентгмюровский зонд. В то же время коаксиальная конструкция зонда позволяла использовать его для измерения распределения СВЧ полей у поверхности антенны. Для этого зонд подсоединялся к стандартному измерительному приемнику СВЧ диапазона. Измерения полей, проведенные таким зондом в коаксиальной линии и прямоугольном волноводе, показали возможность его использования для измерения относительных значений СВЧ полей (поскольку широкая диаграмма направленности не позволяет разделять отдельные составляющие поля).

Система калиброванного движения зонда позволяла передвигать его в аксиальном и радиальном направлениях относительно поверхности антенны. Возмущающее действие коаксиального зонда на параметры кольцевой апертурной антенны мало. Когда зонд проходит на расстоянии 0.1—0.2 мм от поверхности антенны, изменение входного сопротивления не превышает 10 %.

Исследуемая антенна находилась в плазме, создаваемой дуговым разрядом с накаленным катодом в аргоне или водороде. Измерения проводились при концентрациях электронов и давлениях рабочего газа, позволяющих реализовать безразмерные параметры  $0 \leq \omega_p/\omega < 5$  и  $0.001 \leq v/\omega \leq 1$ .

Исследовались два режима: а) апертурная антенна находится при плавающем потенциале; б) на апертурную антенну подано отрицательное смещение относительно плазмы, при этом диск закорочен с центральным проводником по постоянной составляющей.

3. На рис. 2 показаны типичные результаты измерения распределения интенсивности электрических СВЧ полей в окрестности кольцевой апертурной антенны в радиальном и аксиальном направлениях. Из рис. 2, а видно, что максимум интенсивности СВЧ полей совпадает с осью симметрии апертурной антенны (распределение симметрично в азимутальном направлении). Интенсивность СВЧ полей быстро спадает с увеличением расстояния от оси антенны (при  $r \sim b$  мощность, улавливаемая СВЧ зондом, уменьшается примерно на два порядка по сравнению с центром антенны). Аксиальное распределение интенсивности СВЧ полей представлено на рис. 2, б для трех сечений в радиальном направлении. Видно, что на расстоянии  $z \sim 3$  мм интенсивность СВЧ полей спадает на полтора порядка. Такие измерения были проведены в интервале концентраций плазмы, соответствующих  $0 \leq \omega_p/\omega < 2$ , и показали идентичность распределения СВЧ полей в отсутствие и при наличии плазмы. Это объясняется тем, что при  $\omega_p/\omega < 2$  толщина скин-слоя превышает глубину проникновения СВЧ полей в плазму.

На основе полученных результатов можно сделать следующий вывод. Поскольку апертурная антенна является неэффективным излучателем [11], то ее взаимодействие с окружающей средой определяется «ближней» зоной. Размеры этой области в радиальном направлении соизмеримы с диаметром внешнего проводника коаксиальной линии. Максимум напряженности СВЧ поля совпадает с осью симметрии апертурной антенны. Эффективная глубина взаимодействия со средой в аксиальном направлении оказывается  $\sim 3$  мм. Размеры области взаимодействия при соотношении  $2b/2a=2.3$  практически не зависят от частоты сигнала вплоть до значений  $ka=2\pi a/\lambda=0.6$  (порог возникновения волноводных типов волн для коаксиала с  $2b/2a=2.3$ ). Модельные эксперименты, проведенные с диэлектриком, хорошо подтверждают эти выводы.

4. Распределение концентрации электронов  $n_e(r, z)$  в окрестности кольцевой апертурной антенны представлено на рис. 3. Профиль продольного распределения концентрации заряженных частиц измерен при плавающем потенциале на апертурной антенне (рис. 3, а, кривая 1). Измерения проводились в направлении, перпендикулярном поверхности антенны, по ее центру. Видно, что концентрация плазмы понижается у плоскости антенны, что связано с уходом частиц на антенну. Кривые 2—4 соответствуют случаю, когда вся антенна находится при отрицательном потенциале относительно плазмы. Толщину

ионного слоя у поверхности антенны можно было контролировать, представив ее как плоский ленгмюровский зонд и подбирая по закону  $3/2$  [12] соответствующие значения тока и напряжения, подаваемого на антенну. Кривые 2—4 соответствуют расчетным значениям толщины ионного слоя. Из графика следует, что в этом случае у поверхности антенны действительно образуется слой, концентрация заряженных частиц в котором пренебрежимо мала. Толщина этого слоя примерно соответствует расчетной толщине ионного слоя.

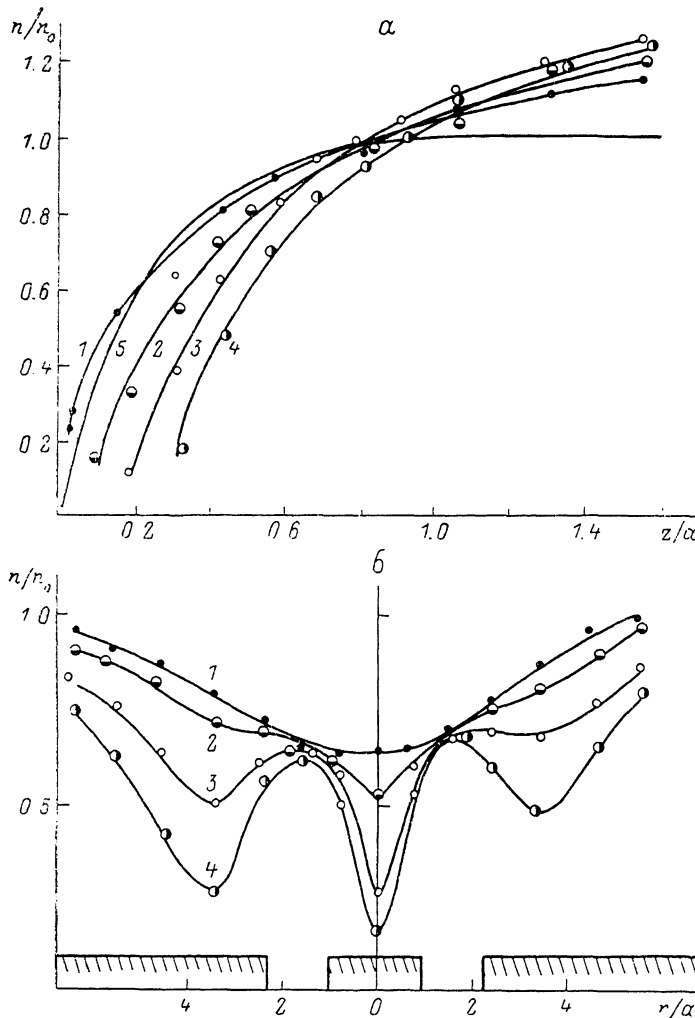


Рис. 3. Распределение концентрации заряженных частиц у поверхности апертурной антенны. а — продольное распределение. 1 —  $u_{\text{ант}} = u_{\text{пл}}$ , 2 —  $d_i/a \sim 0.1$ , 3 —  $d_i/a \sim 0.2$ , 4 —  $d_i/a \sim 0.3$ , 5 — расчетная зависимость  $n_e(z)$  (формула (2)). б — радиальное распределение концентрации на расстоянии  $z/\alpha = 0.25$  (режим рис. 3, а).

Профиль радиального распределения концентрации заряженных частиц для этого же режима показан на рис. 3, б. В этих измерениях зонд передвигался параллельно плоскости антенны на фиксированном расстоянии от нее. Сложный вид радиального распределения концентрации заряженных частиц на близком расстоянии от поверхности антенны при наличии на ней отрицательного смещения (кривые 2—4) связан с наличием слюдяной прокладки, всегда находящейся при стеночном потенциале.

Таким образом, непосредственно к плоскости антенны прилегает переходной плазменный слой, толщина которого в наших экспериментах оказалась соизмеримой с областью взаимодействия СВЧ полей с плазмой. Переходной слой состоит из ионного слоя, толщина которого зависит от концентрации

электронов и отрицательного смещения, поданного на антенну, и слоя с концентрацией, нарастающей по мере удаления от антенны.

5. Исследования зависимости входного сопротивления кольцевой апертурной антенны от концентрации электронов  $Z_{вк}=f(\omega_p/\omega)$  при постоянном значении параметра соударений ( $\nu/\omega=\text{const}$ ) приведены на рис. 4, 5. Величина  $\omega_p/\omega$  для этих зависимостей определялась из измерений концентрации плазмы в окрестности антенны с помощью плоского лэнгмюровского зонда, в качестве которого использовался торец центрального проводника апертурной антенны.

На рис. 4 показана зависимость  $Z_{вк}=f(\omega_p/\omega)$  для апертурной антенны, находящейся при плавающем потенциале. В области докритических концентра-

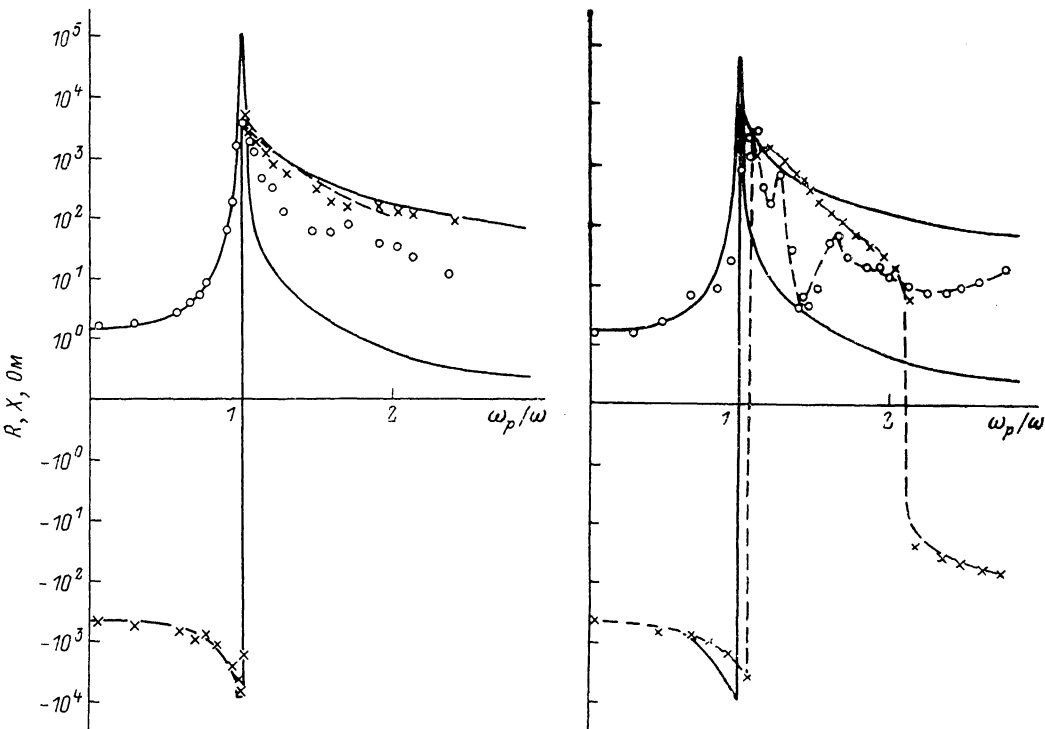


Рис. 4. Зависимость входного сопротивления кольцевой апертурной антенны от концентрации электронов  $u_{\text{ант}}=u_{\text{пл}}$  при  $ka=0.136$ ,  $\nu/\omega=0.003$ .

Сплошные кривые — расчет для однородной плазмы, штриховая — то же, что и на рис. 3, а, для неоднородной плазмы.

Рис. 5. Зависимость входного сопротивления кольцевой апертурной антенны от концентрации электронов при наличии ионного слоя при  $\nu/\omega=0.003$ ,  $ka=0.136$ ,  $d_i/a=0.2$ .

Сплошные кривые — расчет для однородной плазмы.

ций ( $\omega_p/\omega < 1$ ) экспериментальные точки удовлетворительно соответствуют зависимости  $Z_{вк}=f(\omega_p/\omega)$ , рассчитанной для модели холодной однородной плазмы [11]. В области закритических концентраций ( $\omega_p/\omega > 1$ ) экспериментальные значения активной составляющей сопротивления  $R$  более чем на порядок превышают расчетные значения. Эффективное значение параметра соударений, определенное по экспериментальным значениям  $R$  в закритической плазме на основе модели однородной плазмы, получается равным  $\nu/\omega \sim 0.1$ .

Влияние ионного слоя на характеристики кольцевой апертурной антенны показано на рис. 5. Толщина ионного слоя в этом цикле поддерживалась постоянной во всем интервале  $\omega_p/\omega$  изменением отрицательного смещения, подаваемого на антенну. В области  $\omega_p/\omega > 1$  нарушается монотонный ход зависимости  $R=f(\omega_p/\omega)$ , а реактивная составляющая входного сопротивления  $X$  меняет свой знак. С увеличением толщины ионного слоя изменение знака реактивности происходит при меньших значениях  $\omega_p/\omega$ . При плавающем

потенциала на антенне изменение знака реактивной части в закритической плазме не наблюдается во всем исследованном диапазоне концентраций (до  $\omega_p/\omega \sim 10$ ).

Завышенные по сравнению с теоретическими значения активной составляющей сопротивления  $R$  в области  $\omega_p/\omega > 1$  указывают на существование дополнительного (кроме столкновительного) источника потерь СВЧ мощности, существенного при низких давлениях. Источником потерь может быть указанная выше неоднородность плазмы у поверхности антенны. При наличии плазмы с нарастающей концентрацией в области  $\omega_p/\omega > 1$  в переходном слое можно найти область, где  $\epsilon_p \rightarrow 0$ . Резонансное поглощение электромагнитных полей в этой области, связанное с трансформацией поперечных волн в продольные и последующим бесстолкновительным затуханием, вызывает существенное возрастание активных потерь антенны [9].

Изменение знака реактивной части сопротивления  $X$  при  $\omega_p/\omega > 2$  можно понять, воспользовавшись эквивалентной схемой переходного плазменного слоя [6, 13]. Ионный слой, где можно положить  $n_{ei}=0$ , представляется как емкость. Тогда при некотором значении  $\omega_p/\omega > 1$  возможен последовательный резонанс между емкостью слоя и индуктивностью плазмы, при этом  $X=0$ . При дальнейшем росте  $\omega_p/\omega$  реактивность меняет свой знак. Основную роль в этом эффекте играет толщина ионного слоя, ее уменьшение соответствует увеличению емкости. При этом последовательный резонанс ( $X=0$ ) наблюдается при больших значениях  $\omega_p/\omega$ . По-видимому, именно этим обстоятельством объясняется отсутствие изменения знака реактивности в закритической плазме в случае, когда антенна находится при плавающем потенциале. Действительно, толщина ионного слоя в этом случае  $\sim 5L_D$ , а  $L_D$  уменьшается с ростом концентрации плазмы.

6. Экспериментальные результаты, приведенные выше, можно проанализировать, воспользовавшись выражением для входной проводимости кольцевой апертурной антенны в неоднородной плазме, полученным К. С. Карплюком [14]. В расчетной модели между плоскостью апертуры и однородной плазмой лежит плоский переходной слой произвольной толщины  $d$ . Распределение концентрации электронов в аксиальном направлении  $n_e(z)$  задается по произвольному закону, в радиальное распределение  $n_e(r)$  является однородным. Входная проводимость антенны в этом случае описывается выражением

$$\frac{\Gamma}{Y_0} = i \frac{\omega}{c} \frac{\epsilon_s(0)}{\sqrt{\epsilon_d}} \frac{1}{\ln \frac{b}{a}} \int_0^{\infty} \frac{[J_0(xb) - J_0(xa)]^2}{x} \left[ \frac{f}{dz} \right]_{z=0} dz, \quad (1)$$

где функция  $f$  является решением уравнения

$$\epsilon_s(z) \frac{d}{dz} \left[ \frac{1}{\epsilon_s(z)} \frac{df}{dz} \right] + \left[ \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_s(z) - x^2 \right] f = 0$$

при граничных условиях

$$f(d) = 1, \quad \frac{df}{dz} \Big|_{z=d} = i \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_p - x^2} \frac{\epsilon_s(d)}{\epsilon_p}.$$

Здесь  $\epsilon_s(d)$  — диэлектрическая проницаемость переходного слоя.

По формуле (1) была рассчитана зависимость сопротивления апертурной антенны для одного из типичных случаев:  $ka=0.136$ ,  $2b/2a=2.3$ ,  $v/\omega=0.003$ . Толщина переходного слоя  $d/a=0.2$ . Распределение концентрации в слое подчиняется линейному закону, концентрация электронов на поверхности антенны равна 0. Результаты расчета представлены на рис. 6 (кривые 1, 1'). Сопоставляя эту зависимость с аналогичной для однородной плазмы (рис. 4, расчетная зависимость), можно прийти к следующему заключению. Наиболее существенное различие между случаями однородной и неоднородной плазмы наблюдается в области  $\omega_p/\omega > 1$ . Учет неоднородности  $n_e(z)$  переходного слоя приводит к росту активной составляющей входного сопротивления  $R$  на 1.5—2 порядка. Реактивная часть сопротивления меняется незначительно. Экспериментальные значения активного сопротивления  $R$  (рис. 4) значительно лучше соответствуют расчетной зависимости для неоднородной плазмы.

Для учета влияния ионного слоя был рассчитан более сложный случай [15], когда переходной слой у поверхности апертурной антенны представлен в виде двух слоев равной толщины. Слой, прилегающий к плоскости апертурной антенны толщиной  $d/a=0.1$  с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon=1$ , имитирует ионный слой. Второй — слой с линейно нарастающей концентрацией электронов толщиной  $d/a=0.1$  (рис. 6, кривые 2—2'). Такая модель описывает как эффект роста активных потерь, так и эффект изменения знака реактивной составляющей  $X$  в точке последовательного резонанса при  $\omega_p/\omega \sim 3.7$ .

Наличие немонотонности  $R, X$ , наблюдаемое в эксперименте (рис. 5), может быть связано с двухмерной неоднородностью концентрации электронов

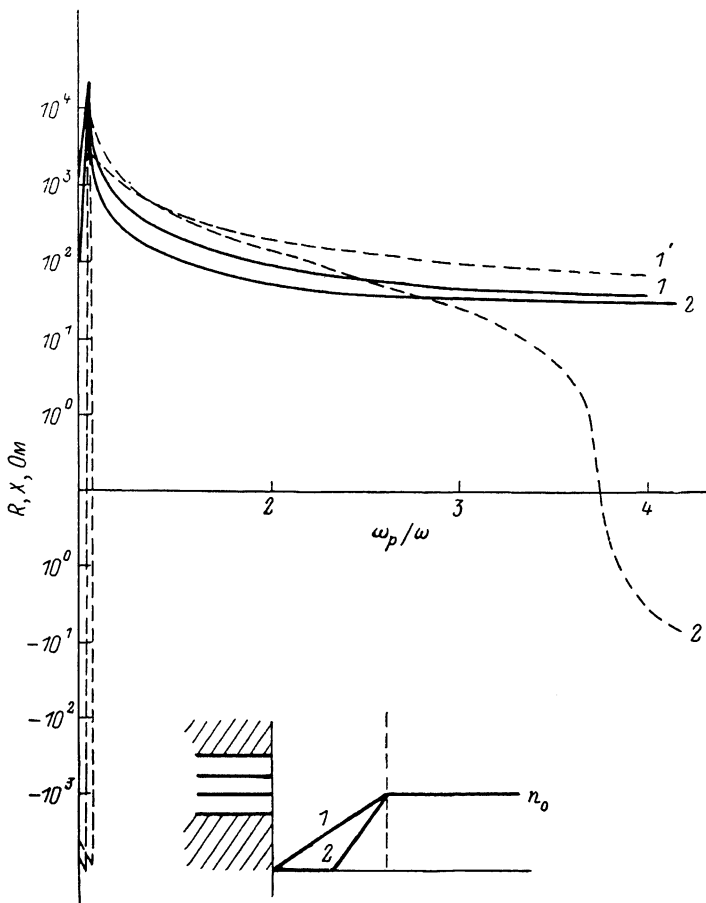


Рис. 6.

(рис. 3, б) или с возбуждением плазменных волн в неоднородном плазменном слое. Подобный эффект был получен в работе [9] при расчете сопротивления конденсатора с неоднородным плазменным заполнением, проведенным в кинетическом приближении. Формула (1) была получена в приближении «холодной» плазмы и не описывает подобные эффекты.

Резонансные эффекты в переходном слое и связанное с этим аномально высокое поглощение СВЧ мощности существенны при низких значениях параметра соударений  $\nu/\omega$ . При  $\nu/\omega=0.1$  зависимость  $Z=f(\omega_p/\omega)$  становится монотонной, а значения  $R$  определяются столкновительными эффектами [11]. Последовательный резонанс наблюдается во всем интервале исследованных значений  $\nu/\omega$  при наличии ионного слоя у поверхности антенны.

Формула (1) использовалась для анализа результатов, показанных на рис. 4. Был рассчитан случай, когда распределение концентрации электронов в переходном плазменном слое описывалось зависимостью

$$n_e(z) = \frac{1 - \exp(-az)}{1 - \exp(-ad)} n_{e0}, \quad \text{где } a = 2000, \quad (2)$$

которая качественно хорошо соответствовала реальному распределению (рис. 3, кривая 5). Результаты расчета входного сопротивления представлены на рис. 4 (штриховая линия). Учет неоднородности приводит к удовлетворительному соответствию с результатами экспериментальных значений активной составляющей.

7. Полученные результаты позволяют заключить, что переходной слой, возникающий у поверхности антенны, может существенно изменять ее характеристики в области закритических концентраций. Переходной плазменный слой с нарастающей концентрацией, возникающий при контакте антенны с плазмой, приводит к росту активных потерь в результате бесстолкновительного затухания в резонансном слое. Этот эффект наблюдается при значениях параметра соударений  $\nu/\omega < 0.1$ . Наличие у поверхности антенны ионного слоя приводит к изменению знака реактивности в точке последовательного резонанса. Учет этих явлений необходим при использовании кольцевой апертурной антенны в качестве СВЧ зонда для диагностики плазмы.

### Литература

- [1] Чен Ф. Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Ленарда. М.: Мир, 1967. 94 с.
- [2] Buckley R. // Proc. Roy. Soc. 1966. Vol. A290. P. 186—219.
- [3] Беккефи Дж. Радиационные процессы в плазме. М.: Мир, 1971. 203 с.
- [4] Meyer P., Vernet N., Lassudrie-Duchesne P. // Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 2. P. 700—706.
- [5] Meyer P., Vernet N. // Radio Sci. 1975. Vol. 10, N 5. P. 529—536.
- [6] Kist R. // Radio Sci. 1977. Vol. 12. N 6. P. 921—934.
- [7] Gryaznova T. A., Karplyuk K. S., Malyuk L. A. et al. // Proc. XV ICPIG. Minsk, 1981. Pt 1. 991 p.
- [8] Vernet N., Manning R., Steinberg J. H. // Radio Sci. 1975. Vol. 10. N 5. P. 517—528.
- [9] Meyer-Vernet N., Meyer P., Perche C. // Radio Sci. 1978. Vol. 13. N 1. P. 69—73.
- [10] Weenink M. P. H. // Radio Sci. 1982. Vol. 17. N 2. P. 411—419.
- [11] Грязнова Т. А., Иванчинов Н. Н., Карплюк К. С. и др. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 5. С. 1081—1085.
- [12] Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969.
- [13] Левитский С. М., Шашурин И. П. // ЖТФ. 1963. Т. 33. Вып. 4. P. 429—434.
- [14] Грязнова Т. А., Карплюк К. С., Филоненко Е. Г., Шашурин И. П. // Тез. докл. III Всес. конф. «Взаимодействие электромагнитного излучения с плазмой». Алма-Ата, 1982. С. 53—54.
- [15] Gryaznova T. A., Filonenko E. G., Shashurin I. P. // Proc. XVI ICPIG. Dusseldorf. 1983. Vol. 3. 394 p.

Киевский государственный  
университет им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию  
12 января 1988 г.