

## РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК СФЕРИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ В УСЛОВИЯХ СТАЦИОНАРНОГО СВЧ РАЗРЯДА

Х. В. Валиев, Е. М. Гандыль, Е. Н. Моторин, Б. А. Пригода, М. В. Токарев

Одной из причин, ограничивающих мощность излучения антенн, является ионизация окружающего газа в условиях СВЧ пробоя. Степень ионизации быстро увеличивается с ростом напряженности электромагнитного поля, что приводит к уменьшению интенсивности излучения при увеличении подводимой мощности.

Традиционно при исследовании СВЧ пробоя антенн определяется критическое значение мощности  $W_{кр}$ , при которой возникает пробой. Представляется целесообразным исследовать также характеристики излучения антенн при наличии СВЧ пробоя, что позволило бы оценить возможности использования антенн в режиме СВЧ пробоя и определить оптимальный режим их работы. Существует также принципиальная возможность использовать явление СВЧ пробоя для управления характеристиками излучения антенн.

Заметим, что расчеты в условиях СВЧ пробоя наталкиваются на значительные трудности, связанные с необходимостью совместно решать нелинейную систему уравнений Максвелла и уравнений, описывающих ионизированный газ [1]. Решения подобных самосогласованных задач со сферической геометрией при сильно упрощающих предположениях описаны в [2, 3]. Так, в первой из них принималось, что возникающая плазма разряда всегда имеет форму сферы, причем внутри разрядной области концентрация электронов и температура газа считались постоянными. В другой — рассматривался только бездиффузионный разряд, что приводило в стационарном случае к постоянному значению поля внутри области разряда.

В настоящей работе рассматривается сферическая антенна радиусом  $R$ , напряжение питания которой подводится к экваториально расположенной шели шириной  $d$ . Электромагнитное поле гармонически зависит от времени  $\sim e^{i\omega t}$ , а электромагнитные свойства ионизированного газа описываются диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 1 - \omega_p^2 / (\omega(\omega - i\nu))$ . Здесь  $\omega_p^2 = 4\pi n e^2 / m$  — квадрат плазменной частоты,  $n$  — концентрация,  $\nu$  — частота столкновений электронов,  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона.

Состояние ионизированного газа в предположении его квазинейтральности будет описываться концентрацией электронов, удовлетворяющей уравнению непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \Delta n + (\nu_e(|\mathbf{E}|) - \nu_a) n - \alpha n^2, \quad (1)$$

где  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $\nu_a$ ,  $\alpha$  — коэффициенты прилипания и рекомбинации,  $\nu_e(|\mathbf{E}|)$  — коэффициент ионизации, зависящий от модуля электрического поля. В качестве граничных условий для уравнения (1) выбраны условия полной рекомбинации вблизи поверхности сферы и исчезновение электронов на бесконечности:

$$n(r, t)|_{r=R+\delta} = n(r, t)|_{r \rightarrow \infty} = 0, \quad (2)$$

где  $\delta$  — толщина sheath-слоя, обусловленная объемным зарядом.

Предполагая, что зависимость концентрации электронов от радиальной переменной  $r$  более сильная, нежели от угла  $\theta$ , и пренебрегая последней, систему уравнений Максвелла можно свести к уравнению для азимутальной компоненты магнитного поля  $H_\varphi$ :

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} (r H_\varphi) - \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dr} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (r H_\varphi \sin \theta) \right) = \epsilon k^2 r H_\varphi \quad (3)$$

с граничными условиями

$$\left. \frac{1}{\epsilon \omega r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) \right|_{r=R} = \begin{cases} V/d, & |\theta| < d/R \\ 0, & |\theta| > d/R \end{cases}, \quad (4)$$

$$H_\varphi|_{r \rightarrow \infty} \sim \frac{e^{-ikr}}{r},$$

где  $k = \omega/c$  — волновой вектор. Возможность такого упрощения можно видеть а posteriori, поскольку полученные нами диаграммы направленности по мощности в присутствии плазмы разряда, при полях чуть больше пробойных, не сильно отличаются от вакуумной.

При решении системы (1), (3) с граничными условиями (2), (4) на каждом шаге определяется электромагнитное поле как решение (3), (4) для заданного распределения концентрации  $n(r)$ . Затем методом Галеркина решается уравнение (1). Разлагая концентрацию электронов по заданной системе функций

$$n(r, t) = \sum_{j=1}^N C_j(t) \varphi_j(r), \quad (5)$$

где

$$\varphi_j(r) = \frac{r-R}{r^2} \exp(-\alpha_j(r-R)), \quad (6)$$

что соответствует сделанному ранее предположению о независимости  $n$  от угла  $\theta$ , после умножения (1) на  $\varphi_s(r)$  и интегрирования по всему объему вне сферы, находим систему дифференциальных уравнений для коэффициентов  $C_j(t)$ . Стационарное состояние СВЧ разряда определяется решением уравнения (1) при  $t \rightarrow \infty$ , когда  $dn/dt \rightarrow \infty$ .

Численный расчет проведен для сферы радиусом  $R=50$  см, частоты  $f=300$  МГц, давления  $p=1$  Тор, частоты столкновений  $\nu=5,3 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>, частоты прилипания  $\nu_a=50$  с<sup>-1</sup>, коэффициента амбиполярной диффузии  $D=200$  см<sup>2</sup> с<sup>-1</sup>, коэффициента рекомбинации  $\alpha=10^{-7}$  см<sup>3</sup> с<sup>-1</sup>. Зависимость частоты ионизации  $\nu_i$  от  $E_{эфф}^2 = E^2/2(1+\omega^2/\nu^2)$  близка к полученной в работе [4]. Количество компонент в разложении поля по полиномам Лежандра ограничивалось условием  $l \leq 10$ .

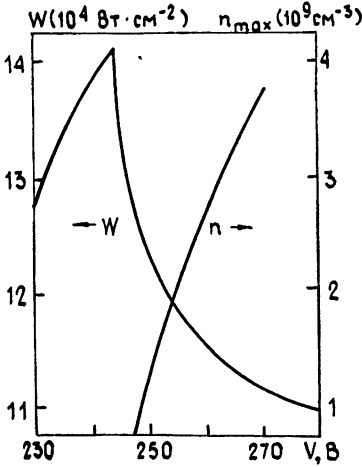


Рис. 1.

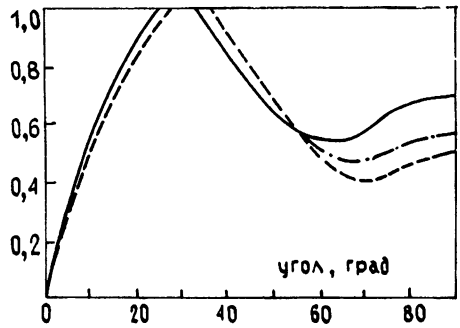


Рис. 2.

Для ряда значений питающего напряжения  $V$  получено стационарное распределение концентрации  $n(r)$  и диаграмма направленности излучения антенн. Зависимость  $n(r)$  имеет характерный вид с максимумом на расстоянии около 1 см от поверхности сферы. Диаграмма направленности симметрична относительно экваториальной плоскости и имеет главный максимум при значении полярного угла  $\theta_{\max} \sim 30^\circ$ . На рис. 1 приведены зависимости максимальной концентрации электронов  $n_{\max}$  и мощности излучения в максимуме диаграммы направленности  $W(\theta)|_{\theta=\theta_{\max}}$  от питающего напряжения  $V$ . Значение критического напряжения зажигания СВЧ разряда  $V_{кр}$  определяется из зависимости  $n$  от  $V$  и равно 245 В. Зависимость  $W$  от  $V$  имеет максимум при напряжении, близком к  $V_{кр}$ . На рис. 2 изображены нормированные ДН для питающего напряжения  $V=235$  В (пунктирная линия), 255 В (штрихпунктирная линия) и 290 В (сплошная линия). В первом случае заданная начальная плазма рассасывается и диаграмма направленности совпадает с вакуумной. Во втором — разряд уже начался, но плазма еще не очень плотная и ДН почти не отличается от вакуумной, за исключением больших углов. И наконец, при напряжении  $V=290$  В плазма достаточно плотная и ДН заметно искажена.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Литвак А. Г., Фрайман Г. М. В кн.: Нелинейные волны. Распространение и взаимодействие — М.: Наука, 1981, с. 63.
2. Лузин Н. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 2 № 4, с. 595.
3. Гильденбург В. Б., Голубев С. В. — ЖЭТФ, 1977, 67, № 7, с. 89
4. Лупан Ю. А. — ЖТФ, 1977, 46, № 11, с. 221.

Ташкентский государственный университет

Поступила в редакцию  
2 октября 1985 г.,  
в окончательном варианте  
15 января 1987 г.