

УДК 533.9

## Плазменный источник на поверхностных волнах

*Н. А. Азаренков, А. А. Бизюков, А. В. Гапон,  
А. Ф. Целуйко, А. Г. Чунадра*

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Украина

*Д. Л. Греков*

ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Украина

*Представлены результаты разработки широкоапертурного плазменного источника на поверхностных волнах. Этот источник создан для однородной вакуумно-плазменной обработки изделий диаметром 30 см. Проведенное изучение распределения электромагнитных полей в установке — основа для создания оптимизированной системы ввода ВЧ-мощности.*

В современных технологиях имеется необходимость обрабатывать плоские подложки большого диаметра, для чего требуются плазменные источники, генерирующие ионные потоки с высокой степенью однородности плотности ионов и радикалов на больших площадях. За последние годы было разработано несколько типов таких источников. Широкое распространение получили, например, источники, использующие электронные циклотронные волны [1–3]; источники, в которых применяются геликоны [4, 5], а также использующие нижний гибридный резонанс [6].

Все большее внимание уделяется рядам на поверхностных волнах и построению на основе таких разрядов плазменных реакторов с однородной плазмой большого диаметра и широкоапертурных источников плазмы [7, 8].

В настоящей работе дано описание плазменного источника на поверхностных волнах для обработки плоских изделий большой площади (диаметром > 30 см). Теоретическое изучение распределения электромагнитных полей в установке проведено в целях последующей разработки оптимальной системы ввода ВЧ-мощности.

### Описание установки

Схема экспериментального устройства представлена на рис. 1. Источник представляет собой систему высокочастотных и заземленных электродов, диэлектрических деталей и изоляторов. Корпус источника 1 диаметром 460 мм и толщиной 3,5 мм изготовлен из нержавеющей стали и находится под потенциалом земли. Нижний диск корпуса изолирован диэлектрической пластиной (1) 2 толщиной 3 мм, изготовленной из пирекса. Нижний диск и диэлектрическая прокладка 1 (на рис. 1 не показана) диаметром 445 мм имеют пространственно совмещенные отверстия диаметром 16 мм, сквозь которые с помощью вакуумного коаксиального высоковольтного высокочастотного ввода к источнику подводится ВЧ-мощность. На диэлектрической прокладке размещен высокочастотный электрод-антенна 3, который представляет собой кольцо диаметром 435 мм, изготовленное из медной шины шириной 20 мм. В ряде экспериментов антенна была отделена от плазмы диэлектрической

прокладкой (II) (на рис. 1 не показана). В выбранной геометрии реализуются условия для зажигания в камере источника газového разряда на поверхностной волне в диапазоне давлений  $p = 5 \cdot 10^{-2} \div 7 \cdot 10^{-4}$  торр. Плотная плазма создается в разряде на поверхностной волне, возбуждаемой ВЧ-электродом-антенной, на который подается переменное напряжение частотой 13,56 МГц, мощностью до 1,5 кВт. К ВЧ-электроду-антенне через фильтр-пробку 7 прикладывается положительный потенциал величиной до 500 В от источника питания 6 для ускорения ионов плазмы рабочего газа через извлекающую сетку 4 на токоприемник-подложкодержатель 5.

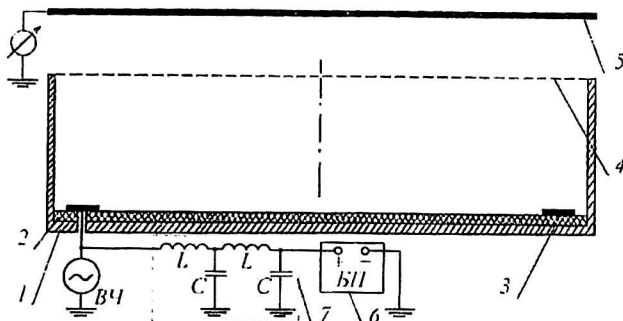


Рис. 1. Схема ионного источника на поверхностных волнах

### Результаты экспериментов

В процессе экспериментов с использованием стандартных зондовых методик измерялись плотность плазмы и температура электронов плазмы. На рис. 2, а представлены распределения плотности плазмы и температуры электронов плазмы по радиусу системы, а на рис. 2, б — зависимость температуры электронов и плотности плазмы от величины вводимой мощности.

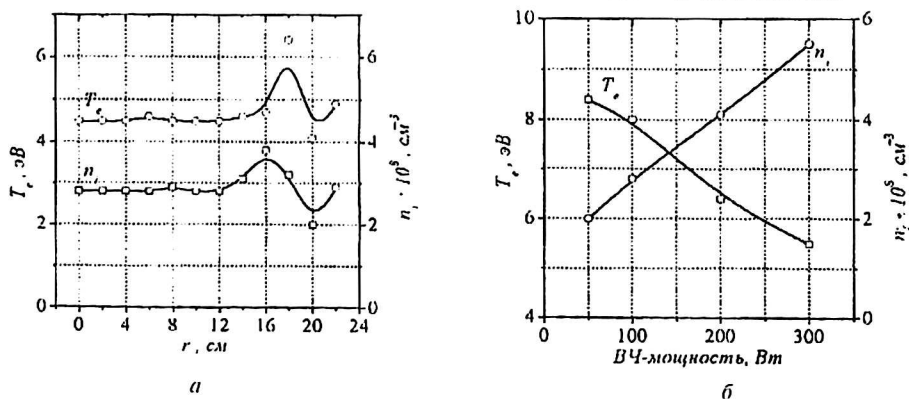


Рис. 2. Плотность плазмы и температура электронов плазмы ( $p = 2 \cdot 10^{-3}$  торр, газ—аргон):  
 а — распределение по радиусу системы при  $P_{снч} = 100$  Вт;  
 б — зависимость от величины вводимой мощности

Измерения показывают, что при давлениях  $p < 6 \cdot 10^{-3}$  торр разряд горит равномерно по объему реактора, и плазма на диаметре более 30 см имеет равномерные распределения плотности и температуры электронов. При подаче на электрод-антенну постоянного потенциала  $U_{уск}$  плазма внутри источ-

ника заряжается положительно, и у поверхности извлекающей сетки образуется слой падения потенциала, в котором происходит ускорение ионов плазмы к поверхности коллектора-подложкодержателя. На рис. 3 приведена зависимость ионного тока на коллектор от величины ускоряющего напряжения. При использовании в качестве рабочего газа смеси циклогексана и водорода на поверхности ситала синтезировалась углеродная пленка с ярко выраженными алмазоподобными свойствами.

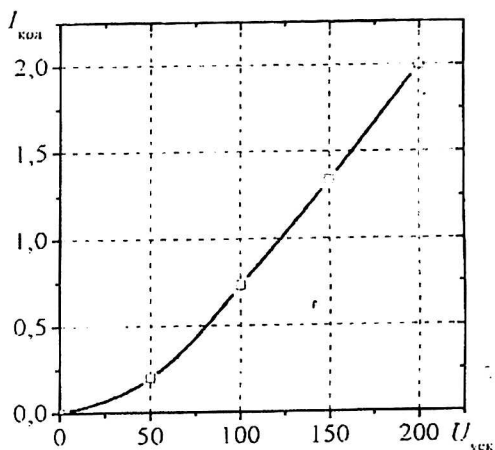


Рис. 3. Зависимость ионного тока на коллектор  $I_{\text{кол}}$  от величины ускоряющего напряжения  $U_{\text{уск}}$

### Пространственная структура ВЧ-полей

Ниже представлены результаты расчетов ВЧ-полей, возбуждаемых кольцевой антенной, запитанной от центрального проводника коаксиального кабеля, по которому подводится ВЧ-мощность с частотой  $f = 13,5$  МГц.

В диапазоне давлений нейтрального газа  $p = 5 \cdot 10^{-2} \div 7 \cdot 10^{-4}$  торр выполняются неравенства  $\nu_{\text{эф}} \ll \nu_a \ll \omega$  ( $\nu_{\text{эф}}$  — эффективная частота столкновений электронов;  $\nu_a$  — частота упругих столкновений электронов с атомами). Поэтому в тензоре диэлектрической проницаемости плазмы пренебрегаем столкновениями, которые важны (и будут учтены) лишь в непосредственной близости резонансов собственных колебаний установки. Основываясь на экспериментальных данных, используем в расчетах тензор диэлектрической проницаемости “холодной” однородной плазмы. В этом случае переменные в уравнениях Максвелла разделяются, а моды  $TM$  ( $B_z = 0$ ) и  $TE$  ( $E_z = 0$ ) распространяются независимо. Предположив, что зависимости полей от координат ( $\varphi, z$ ) имеют вид

$$E_z = \sum_m E_{zm} \cos(m\varphi) \exp(\pm k_{\parallel m} z);$$

$$B_z = \sum_m B_{zm} \sin(m\varphi) \exp(\pm k_{\parallel m} z)$$

с учетом того, что на боковой поверхности камеры тангенциальная составляющая электрического поля равна нулю, получим из уравнений Максвелла

$$E_z = \sum_m \sum_s A_{ms}^{\pm} J_m \left( j_{ms} \frac{r}{a} \right) \exp(\pm k_{\parallel ms} z) \cos(m\varphi);$$

$$B_z = \sum_m \sum_p B_{mp}^\pm J_m \left( j'_{mp} \frac{r}{a} \right) \exp(\pm k_{\parallel mp} z) \sin(m\varphi).$$

Здесь  $j_{ms}$  —  $s$ -й корень функции Бесселя порядка  $m$ ;

$j'_{mp}$  —  $p$ -й корень производной от функции Бесселя порядка  $m$ ;

$$k_{\parallel ms} = \left( \frac{j_{ms}^2}{a^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_\alpha \right)^{1/2}; \quad k_{\parallel mp} = \left( \frac{j'_{mp}{}^2}{a^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_\alpha \right)^{1/2},$$

$A_{ms}^\pm, B_{ms}^\pm$  — константы;

$\alpha = d, p, \varepsilon_d$  — диэлектрическая проницаемость пластин;

$\varepsilon_p = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$  — диэлектрическая проницаемость плазмы;

$\omega_p$  — плазменная частота электронов.

Поскольку эффекты, связанные с пространственной дисперсией, играют роль лишь для очень высоких гармоник  $j_{ms} \sim a\omega_{pe}/v_{Te}$ , то при дальнейшем рассмотрении ими пренебрегаем.

Так как длина антенны  $L = 2\pi b + a - b \ll c/f$ , возбуждающий ток задан в виде

$$\vec{I} = I_r \vec{e}_r; \quad I_r = I_0 r / L \quad \text{при } b < r < a;$$

$$\vec{I} = I_\varphi \vec{e}_\varphi; \quad I_\varphi = I_0 b / a\varphi / 2\pi \quad \text{при } b - d < r < b.$$

Плотность поверхностных зарядов  $\rho$  на антенне находим по формуле  $i\omega\rho = \text{div}\vec{j}$ .

Принимая во внимание, что при  $z = 0$  и  $z = l$   $E_r, E_\varphi = 0$ , произведем сшивку выражений, описывающих поля в диэлектрических прокладках (I), (II) и плазме. Тогда для поля моды  $TM$  в плазме получим

$$E_z = \sum_m \sum_s A_{ms} J_m \left( j_{ms} \frac{r}{a} \right) \text{ch} \left[ \bar{k}_{\parallel ms} (l - z) \right] \cos(m\varphi);$$

$$A_{ms} = \frac{4\pi\rho_{ms}}{\varepsilon_p} \frac{\text{ch} \left[ k_{\parallel ms} (h - g) \right]}{\text{ch} \left[ \bar{k}_{\parallel ms} (l - h) \right]} \frac{\text{th} (k_{\parallel ms} h) - \text{th} \left[ k_{\parallel ms} (h - g) \right]}{\text{th} (k_{\parallel ms} h) + \frac{\bar{k}_{\parallel ms} \varepsilon_d}{k_{\parallel ms} \varepsilon_p} \text{th} \left[ \bar{k}_{\parallel ms} (l - h) \right]},$$

где  $\bar{k}_{\parallel ms}$  — значение  $k_{\parallel ms}$  в плазме, а без черты — в диэлектрике. Здесь

$$\rho_{ms} = \frac{2}{J_{m+1}^2(j_{ms})} \int_0^1 t \rho_m(t) J_m(j_{ms} t) dt; \quad \rho(r, \varphi) = \sum_m \rho_m(r) \cos(m\varphi).$$

Для моды  $TE$  в плазме имеем

$$B_z = \sum_m \sum_p B_{mp} J_m \left( j'_{mp} \frac{r}{a} \right) \text{sh} \left[ \bar{k}_{\parallel mp} (l - z) \right] \sin(m\varphi);$$

$$B_{mp} = \frac{4\pi q_{mp} j_{mp}^2}{\bar{k}_{\parallel mp} a^2 \omega} \frac{\text{ch} \left[ k_{\parallel mp} (h - g) \right]}{\text{ch} \left[ \bar{k}_{\parallel mp} (l - h) \right]} \frac{\text{th} (k_{\parallel mp} h) - \text{th} \left[ k_{\parallel mp} (h - g) \right]}{\text{th} (k_{\parallel mp} h) + \frac{k_{\parallel mp}}{\bar{k}_{\parallel mp}} \text{th} \left[ \bar{k}_{\parallel mp} (l - h) \right]},$$

где

$$q_{mp} = \frac{2 \frac{a\omega}{c}}{\left(1 - \frac{m^2}{j_{mp}'^2}\right) J_m^2(j_{mp}')^0} \int_0^1 t J_m(j_{mp}' t) \left\{ \frac{t}{m} \frac{j_{rm}}{c} + i \frac{t}{m} \sum_s \rho_{ms} \frac{a\omega}{c j_{ms}} J_m'(j_{ms} t) - \right. \\ \left. - \int_0^t \left[ \frac{j_{\varphi m}}{c} - im \frac{a\omega}{cx} \sum_s \frac{\rho_{ms}}{j_{ms}^2} J_m(j_{ms} x) \right] dx \right\} dt; \quad m \neq 0;$$

$$q_{0p} = \frac{-2 \frac{a\omega}{c}}{J_0^2(j_{0p}')^0} \int_0^1 t J_0(j_{0p}' t) \int_0^t \frac{j_{\varphi 0}}{c} dx dt; \quad m = 0.$$

Распределение модуля электрического поля в сечении плазменного цилиндра показано на рис. 4, а. Электрическое поле сосредоточено непосредственно под антенной. Причем радиальный участок антенны возбуждает поле более эффективно, чем кольцевой. Это обусловлено тем, что плотность зарядов на радиальном участке антенны приблизительно в  $(2\pi + 1)$  раз больше, чем на кольцевом. Отметим также, что азимутальная составляющая электрического поля этих колебаний мала по сравнению с радиальной и аксиальной составляющими. Как видно из рис. 5, где показано распределение полей вдоль оси установки, радиальное электрическое поле непрерывно по  $z$ , а аксиальная составляющая поля терпит скачок на антенне. При низкой плотности плазмы возможно резонансное возбуждение собственных поверхностных колебаний  $TM$ -моды. С возрастанием плотности плазмы свыше  $10^8 \text{ см}^{-3}$  эти колебания сильно экранируются поверхностным зарядом, индуцированным на границе плазма—диэлектрик.



Рис. 4. Распределение модуля электрического поля по сечению плазменного шнура для: а —  $TM$ -моды; б —  $TE$ -моды

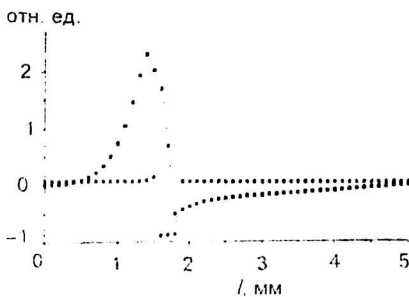
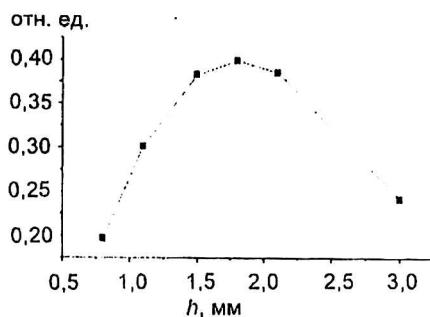


Рис. 5. Изменение компонентов электрического поля  $TM$ -моды вдоль оси установки:

■ —  $E_r$ ; ● —  $E_z$

Распределение модуля электрического поля  $TE$ -моды в сечении плазменного цилиндра показано на рис. 4, б. Как и следовало ожидать, амплитуда поля пропорциональна величине тока в антенне. Азимутальная компонента электрического поля значительно больше радиальной. Поскольку электрическое поле спадает по обе стороны от антенны, то эффективность возбуждения  $TE$ -моды возрастет, если убрать диэлектрическую пластину, разделяющую плазму и антенну. Изменяя толщину диэлектрической пластины, которая отделяет антенну от торца камеры, можно получить оптимальные условия ввода ВЧ-мощности в плазму (рис. 6). Отметим, что эффективность возбуждения  $TE$ -моды слабо зависит от плотности плазмы вплоть до  $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

Рис. 6. Величина модуля электрического поля в плазме в зависимости от суммарной толщины диэлектрических пластин I, II при фиксированной длине системы



Таким образом, разработан широкоапертурный плазменный источник на поверхностных волнах, который позволяет производить однородную вакуумно-плазменную обработку изделий диаметром 30 см. Проведенное изучение распределения электромагнитных полей в установке является основой для создания оптимизированной системы ввода ВЧ-мощности.

Работа выполнена при поддержке Украинского  
Научно-технологического центра, проект № 1112.

#### Л и т е р а т у р а

1. Suzuki K., Okudaira S., Sakudo N., Kanomata I.//J. Appl. Phys. 1977. V. 16. P. 1979.
2. Matsuo S., Adachi Y.//Jpn. J. Appl. Phys. 1982. V. 21. P. 4.
3. Asmussen J.//J. Vac. Sci. Techn. 1989. V. A7. P. 883.
4. Назаров Н. И., Ермаков А. И., Долгополов В. В. и др.//Ядерный синтез. 1963. Т. 3. С. 255.
5. Chen F. F.//Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 1783.
6. Yasaka Y., Ohnishi K., Kikuchi T. et al.//Jpn. J. Appl. Phys. 1997. V. 36. P. 4572.
7. Margot J., Moisan M.//Microwave Discharges: Fundamentals and Applications (Edited by C. M. Ferreira & M. Moisan): Plenum Press, New York, 1993. V. 302. P. 141.
8. Азаренков Н. А., Бизюков А. А., Гапон А. В. и др.//Матер. 8-й науч.-техн.-конф. "Вакуумная наука и техника". Судак, 2001. С. 167.

## Surface wave plasma source

*N. A. Azarenkov, A. A. Bizyukov, A. V. Gapon, A. F. Tseluyko,  
A. G. Chunadra*

Kharkov National University, Kharkov, Ukraine

*D. L. Grekov*

NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology", Kharkov, Ukraine

*The paper presents the first results of construction and operation of surface waves plasma source with large aperture. It allows to proceed the samples with diameter up to 30 cm. The calculations of electromagnetic fields in the device have established the base for antenna optimization.*