

УДК 621.385.64

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ДИФFUЗИОННОЙ ТЕОРИИ ТОКОПРОХОЖДЕНИЯ В МАГНЕТРОНЕ В ЗАКРИТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

*Л. М. Грошков, М. И. Кузнецов, С. В. Степанов*

Проведено одновременное измерение флуктуационных характеристик электрического поля в магнетроне и закритического анодного тока. Экспериментальные значения тока сопоставляются с рассчитанными в соответствии с теорией, изложенной в [1].

В работе [1] было исследовано влияние предосцилляционных флуктуаций электрического поля на распределение пространственного заряда в плоском магнетроне в закритическом режиме. Движение электронов в поперечном направлении под действием флуктуационных полей, амплитуда и фаза которых меняются случайным образом, рассматривалось как одномерное случайное блуждание частиц. Из решения диффузионного уравнения, описывающего движение таких частиц, было найдено распределение плотности пространственного заряда на участке между границей электронного облака и анодом, а также выражение для анодного тока:

$$j_a = \frac{9(e/m) \epsilon_0 Q \overline{E_0^2}}{2\pi(Q^2+4)A \omega d} \quad (1)$$

Здесь  $j_a$  — плотность анодного тока;  $Q$  — добротность резонатора — электронного облака магнетрона;  $\omega$  — круговая частота собственных колебаний этого резонатора;  $\overline{E_0^2}$  — среднеквадратичная амплитуда тангенциальной составляющей напряженности электрического поля на границе облака;

$$A = h \left\{ \frac{3}{16} - \frac{9}{16} \left( \ln \frac{4}{3} - \frac{1}{4} \right) \left( \frac{h}{d} + \frac{4Q^2}{Q^2+4} \right) + \frac{h}{d} \frac{27Q^2}{16(Q^2+4)} \right. \\ \left. \times \left( \frac{7}{12} - 2 \ln \frac{4}{3} \right) + \frac{d}{h} \frac{9}{4(Q^2+4)} \left( \frac{h}{4d} - 1 + \ln \frac{4d}{h} \right) \right\}; \\ h = a \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{2V_a m}{eB^2 a^2}} \right)$$

— толщина электронного облака;  $a = d + h$  — расстояние между катодом и анодом;  $d$  — расстояние от границы электронного облака до анода. Выражение (1) позволяет осуществить экспериментальную проверку развиваемой в [1] диффузионной теории токопрохождения в магнетроне путем сопоставления рассчитываемого по этому выражению анодного тока с его экспериментальным значением. Для этого сопоставления необходимо одновременно с измерением анодного тока в магнетроне измерить величины  $\overline{E_0^2}$ ,  $Q$  и  $\omega$ , входящие в (1). Такие измерения были

выполнены с помощью лампы квазиплоской конструкции в эксперименте, аналогичном проведенному в работе [2]. Краткое описание эксперимента и его результатов приводится ниже.

Схематический чертеж экспериментальной лампы и ее основные размеры показаны на рис. 1. Лампа сконструирована так, чтобы в диапазоне частот, в котором наблюдаются флуктуационные поля, катод и анод лампы можно было считать короткозамкнутыми по высокой частоте. Большая тепловая инерционность катода обеспечила возможность провести измерения при выключенном накале. Это позволило исключить влияние магнитного поля тока накала на спектр флуктуационных полей и анодный ток. В анодном цилиндре вырезано круглое отверстие, диаметр которого много меньше длины вращающихся волн пространственного заряда. В отверстие помещен измерительный диск, нагруженный на коаксиальную линию с волновым сопротивлением  $R$ , равным  $75 \text{ ом}$ . По линии, выведенной через торцовую часть стеклянной оболочки лампы, и согласованному кабелю сигнал, наводимый на измерительном диске флуктуационными полями магнетрона, поступает на вход приемного устройства. Измеряя частоту  $F$  и полосу  $\Delta F$  этого сигнала, легко определить величины  $\omega = 2\pi F$  и  $Q = F/\Delta F$ . По величине сигнала, которую мы обозначим  $U_{\text{вх}}$ , можно рассчитать значение  $E_0^2$ .

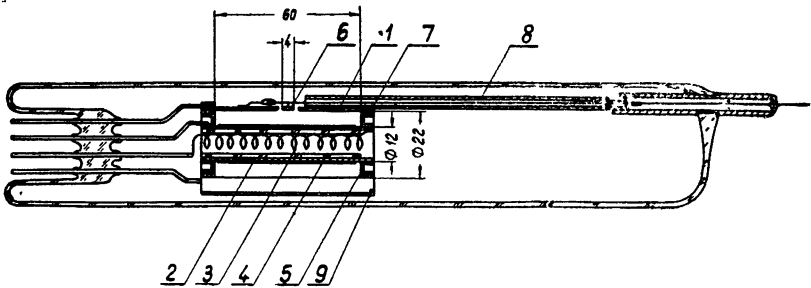


Рис. 1. Конструкция экспериментальной лампы:

1 — анод, 2 — катод, 3 — подогреватель, 4 — кварцевая трубка, 5 — катодные чашечки, 6 — измерительный диск, 7 — слюдяные прокладки, 8 — коаксиальный вывод, 9 — ребро охлаждения.

Чтобы это сделать, прежде всего надо найти связь между тангенциальной составляющей переменного поля на границе электронного облака  $E_\theta$  и радиальной его составляющей на аноде  $E_{ra}$ . Считая участок между границей облака и анодом свободным от пространственного заряда и пренебрегая вихревой частью электрического поля\*, можно найти поле  $E$  из уравнений

$$\operatorname{div} E = 0; \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} E = 0. \quad (3)$$

Для гармонической зависимости поля от времени вида  $e^{i\omega t}$  уравнение (3) приводит к следующему соотношению между радиальной и тангенциальной составляющими:

$$E_r = \frac{i}{k} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta), \quad (4)$$

где  $k$  — номер вида колебаний.

\* Пренебрежение вихревой частью электрического поля эквивалентно пренебрежению полем запаздывания (квазистатическое приближение) Это можно сделать, поскольку размеры пространства взаимодействия нашей лампы много меньше длины волны в свободном пространстве.

С учетом этого соотношения из (2) получается уравнение для  $E_\theta$ :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{r}{k} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\theta) \right] - \frac{k}{r} E_\theta = 0. \quad (5)$$

Решение уравнения (5) можно записать в следующем виде:

$$E_\theta = C_1 r^{k-1} + C_2 r^{-k-1}, \quad (6)$$

где  $C_1, C_2$  — константы, определяемые граничными условиями

$$E_r = E_{ra}, \quad E_\theta = 0 \quad (r = r_a).$$

Используя эти условия, из уравнений (4) и (6) нетрудно найти искомую связь между  $E_{ra}$  и  $E_\theta$ :

$$E_\theta = \frac{i}{2} E_{ra} \left[ \left( \frac{r_a}{r_{обл}} \right)^{k+1} - \left( \frac{r_a}{r_{обл}} \right)^{-k+1} \right]. \quad (7)$$

Вычисление  $E_{ra}$  производится следующим образом. Из теоремы Гаусса находим

$$E_{ra} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0},$$

где  $\sigma$  — поверхностная плотность заряда, индуцируемого на металлическом диске полем  $E_{ra}$ . Отсюда ток, наводимый в цепи диска, будет равен

$$I = \dot{q} = S \dot{\sigma} = S \varepsilon_0 \omega E_{ra}.$$

Здесь  $S$  — площадь диска. Соответственно напряжение  $U$  равно

$$U = IR = SR \varepsilon_0 \omega E_{ra}.$$

Поскольку амплитуда и фаза волны электрического поля меняются случайным образом, величина  $U$  также имеет флуктуационный характер. Спектральная плотность интенсивности флуктуаций сигнала на диске  $\overline{U_F^2}$  выражается следующей формулой:

$$\overline{U_F^2} = \frac{S^2 R^2 \varepsilon_0^2 \omega^2 \overline{E_{ra}^2}}{\Delta F}. \quad (8)$$

С другой стороны, для приемного устройства с линейным детектором и полосой пропускания  $\Delta f$  имеет место такая связь между спектральной плотностью мощности и полной мощностью, поступающей на вход:

$$P_F = \frac{\overline{U_F^2}}{R} = \frac{4}{\pi} \frac{U_{вх}^2}{R \Delta f}. \quad (9)$$

Из (8) и (9) получаем

$$\overline{E_{ra}^2} = \frac{4}{\pi} \frac{U_{вх}^2 \Delta F}{S^2 R^2 \varepsilon_0^2 \omega^2 \Delta f}. \quad (10)$$

Окончательно для вычисления величины  $\overline{E_\theta^2}$  по величине сигнала на диске из (7) и (10) находим соотношение

$$\overline{E_\theta^2} = \frac{U_{вх}^2 \Delta F [(r_a/r_{обл})^{k+1} - (r_a/r_{обл})^{-k+1}]}{\pi S^2 R^2 \varepsilon_0^2 \omega^2 \Delta f}. \quad (11)$$

Подставляя (11) в (1) и учитывая, что анодный ток равен  $I_a = 2\pi r_{обл} l j_a$ , где  $l$  — длина лампы, получаем выражение для расчета анодного тока ( $l = 60$  мм,  $S = \pi r^2$ ,  $r = 2$  мм,  $\Delta f = 100$  кГц,  $R = 75$  ом):

$$I_a = 1,56 \cdot 10^5 \frac{r_{обл} U_{вх}^2 [(r_a/r_{обл})^{k+1} - (r_a/r_{обл})^{-k+1}]}{Ad(F^2/\Delta F^2 + 4)F^2}, \quad (12)$$

где  $U_{вх}$  выражено в милливольтгах,  $F$ ,  $\Delta F$  — в мегагерцах,  $I_a$  — в миллиамперах.

В качестве приемного устройства был использован измерительный приемник П5-1. Спектр флуктуационных колебаний наблюдался также на спектроанализаторе типа С4-9. Величина сигнала, поступающего на вход приемника, калибровалась с помощью генератора стандартных сигналов типа Г4-44.

Результаты измерений анодного тока и величин, необходимых для расчета его по формуле (12), а также расчетные значения тока представлены в таблице 1\*. В этой же таблице указана среднеквадратичная величина радиальной составляющей напряженности флуктуационного поля  $\bar{y}$  анода в процентах от среднего поля в междуэлектродном пространстве. Как видно из таблицы, для видов колебаний, в которых в основном сосредоточена интенсивность флуктуационных полей, эта величина составляет 1—3%, что совпадает с результатами измерений в [2].

Таблица 1

$H$ (эрсг)	$V_a$ (в)	$F$ (МГц)	$k^*$	$\Delta F$ (МГц)	$U_{вх}$ (мв)	$\frac{\sqrt{E_{ra}^2}}{E_{ср}}$ %	$I_a$ расч (ма)	$I_a$ эксп (ма)
640	400	33	1	5	0,3	1,6	1,2	1,6
	400	35	1	4	0,3	1,2	1,3	1,5
	500	43,5	1	5	0,58	1,8	3,5	2,2
	600	56	1	7	0,48	1,2	2,2	3,4
	700	132	2	10	1,7	1,8	9	12
880	600	60	2	3	0,35	0,54	0,5	1,3
	700	126	3	3,0	3,8	2,5	11	5
	800	129	3	2,5	5,5	3,5	16	6,5
	900	100	2	4	2,7	1,4	10	9
	900	145	3	4	0,7	0,3	0,5	9
440	540	62,5	1	2	0,38	0,5	0,12	
	540	133,	2	4	3,5	3	10	6,5
	600	136,	2	3	4,2	2,7	8,3	7,5

Приведенные в таблице 1 данные показывают удовлетворительное совпадение расчетных значений анодного тока с экспериментальными. Однако это совпадение имеет место для таких режимов, когда напряженность флуктуационного поля не превышает 3% постоянной составляющей напряженности поля в лампе, что соответствует величинам магнитного поля, превышающим критическое значение более чем в 2 раза.

При уменьшении напряженности магнитного поля от  $2,5 H_{кр}$  до  $1,5-1,3 H_{кр}$  отношение  $\sqrt{E_{ra}^2}/E_{ср}$  возрастает от 1—3% до 8—15%. Расчет анодного тока по формуле (1) при  $\sqrt{E_{ra}^2}/E_{ср} \sim 8 \div 15\%$  дает

\* В таблицу не внесены те виды колебаний, интенсивность которых мала и которые не дают заметного вклада в величину расчетного тока.

величины, значительно превосходящие экспериментальные (см. таблицу 2).

Т а б л и ц а 2

$H$ (эрт)	$V_a$ (э)	$F$ (Мгц)	$k$	$\Delta F$ (Мгц)	$U_{вх}$ (мв)	$\frac{\sqrt{E_{ra}^2}}{E_{ср}}$ %	$I_a$ расч (ма)	$I_a$ эксп (ма)
330	400	85	2	5,5	4,7	9,7	175	7
440	500	110	2	10	4,5	8	220	6

Таким образом, теория токопрохождения в магнетроне в режиме отсечки, развитая в [1], применима только при  $H > 2,5 H_{кр}$ . Наиболее вероятной причиной неадекватности этой теории при меньших значениях напряженности магнитного поля является, по-видимому, то обстоятельство, что модель электронного облака, принятая при построении этой теории, недостаточно точно описывает его свойства в области  $H < 2,5 H_{кр}$ . В частности, в работе [3], выполненной после опубликования [1], показано, что электродинамические свойства электронного облака при  $H < 2,5 H_{кр}$  весьма точно отображаются другой моделью — состоянием с «подвешенным» бриллюэновским слоем в верхней половине облака\*.

Необходимо отметить, что область значений напряженности магнитного поля, в которой результаты теории, изложенной в [1], соответствуют экспериментальным данным, представляет наибольший интерес с точки зрения исследования предосцилляционных режимов многорезонаторных магнетронов, поскольку обычно в этих режимах  $H > 2 \div 3 H_{кр}$ . Таким образом, ограничение области применения этой теории неравенством  $H > 2,5 H_{кр}$  не снижает ее ценности для практики.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л. М. Грошков, М. И. Кузнецов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 9, № 5, 998 (1966).
2. В. А. Бербасов, М. И. Кузнецов, В. Е. Нечаев, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 3, № 2, 290 (1960).
3. М. И. Кузнецов, Э. Г. Васильев, С. В. Степанов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика (в печати).
4. В. Е. Белов, Л. В. Родыгин, Доклад на XXII Всесоюзной научной сессии, посвященной Дню радио, М., 1966.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию  
17 января 1967 г.

## EXPERIMENTAL VERIFICATION OF DIFFUSION THEORY OF CURRENT PASSAGE IN MAGNETRON UNDER THE ABOVE-CRITICAL CONDITIONS

*L. M. Groshkov, M. I. Kouznetsov, S. V. Stepanov*

There are measured both the fluctuational characteristics of the electrical field and the above critical anode current in a magnetron. The experimental values of current are compared with the calculated ones in accordance with the theory given in [1].

\* Возможность существования таких состояний электронного облака показана теоретически в [4].