

09;10;12

## Генерация электронных пучков в магнетронном диоде с металлическим вторично-эмиссионным катодом

© Ю.Я. Волколупов, А.Н. Довбня, В.В. Закутин, М.А. Красноголовец,  
Н.Г. Решетняк, В.В. Митроченко, В.П. Ромасько, Г.И. Чурюмов

Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт",  
61108 Харьков, Украина

(Поступило в Редакцию 24 августа 1999 г. В окончательной редакции 15 февраля 2000 г.)

Экспериментально исследованы зависимости процессов формирования и генерации электронных пучков от величины электрического и магнитного полей, крутизны спада запускающего импульса, поперечных размеров электродов. Приведены результаты математического моделирования вторично-эмиссионного размножения электронного потока. Получены трубчатые электронные пучки с толщиной "стенки" 1.5...2 мм с плотностью тока 1...70 А/см<sup>2</sup> и энергией частиц 5...100 кэВ. Показана возможность формирования нескольких ступек электронов в течение одного импульса напряжения.

### Введение

Проблема повышения импульсной и средней мощности многих СВЧ источников, увеличения их долговечности тесно связана с используемым типом катода [1–4]. Как известно, магнетронные диоды, в которых используется "холодный" вторично-эмиссионный металлический катод, характеризуются большим временем жизни  $\sim 100\,000$  h [2] и высокой плотностью  $\sim 50$  А/см<sup>2</sup> [4] эмиссии электронов, относительной простотой конструкции и могут быть использованы для этих целей. Несмотря на все эти преимущества, имеется недостаточное количество как экспериментальных, так и теоретических работ по объяснению некоторых эффектов, связанных с генерацией пучка. Одним из слабо изученных вопросов является вопрос об условиях и времени формирования пространственного заряда между катодом и анодом в скрещенных электрических и магнитных полях [5]. Это требует проведения как теоретических, так и экспериментальных исследований физических процессов, протекающих в магнетронных диодах при магнитном поле  $H$  больше поля отсечки Хэлла  $H_{\text{Hull}} = 6.72(U)^{1/2}[r_a(1 - r_k^2/r_a^2)]^{-1}$ , где  $H$  — продольное магнитное поле (Ое),  $U$  — напряжение на диоде (V),  $r_k$  и  $r_a$  — соответственно радиусы катода и анода (см). Настоящая работа посвящена исследованию процессов образования и формирования электронного слоя вблизи вторично-эмиссионного металлического катода и получения прямолинейных электронных пучков в магнетронном диоде.

### Экспериментальная установка и методики исследований

Экспериментальные исследования параметров пучков, генерируемых магнетронными диодами, проводились на установке, содержащей (рис. 1) высоковольтный импульсный модулятор 1 (амплитуда напряжения

5...200 кВ, длительность импульса 2...10  $\mu$ s; амплитуда запускающего импульса до 15 кВ и длительность  $\sim 70$  ns; высоковольтный генератор 2 для запуска вторичной эмиссии (амплитуда до 3.5 кВ и длительность 1...10 ns); фокусирующий соленоид 4 с напряженностью магнитного поля до 3500 Ое и неоднородностью в продольном направлении  $\sim 8\%$ ; вакуумную камеру 3 с вторично-эмиссионным диодом с центральным медным катодом 5 и трубчатым анодом из нержавеющей стали 6, длина электродов от 100 до 140 мм, давление в камере поддерживается магниторазрядным насосом на уровне  $\leq 10^{-6}$  Торр; систему индикации — датчиков тока и напряжения, цилиндра Фарадея 7 с калориметрическим измерителем мощности. Измерение энергии электронов производилось методом поглощения в алюминиевой фольге, а измерение размеров пучка — с помощью отпечатка на рентгеновской пленке и на молибденовой фольге; систему синхронизации. Исследование параметров электронного пучка, формируемого магнетронным диодом, питаемом от импульсного модулятора, производилось при частоте следования импульсов 10...50 Hz.

В экспериментах запуск вторичной эмиссии осуществлялся как внешним импульсом напряжения, подава-

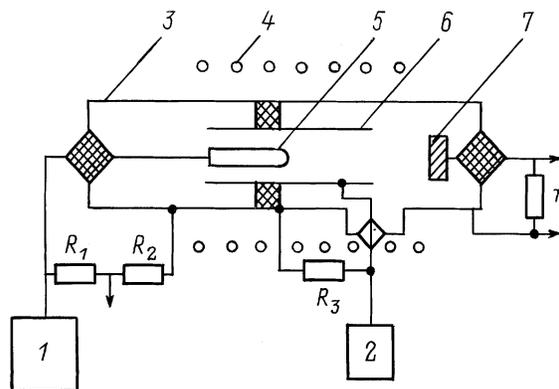
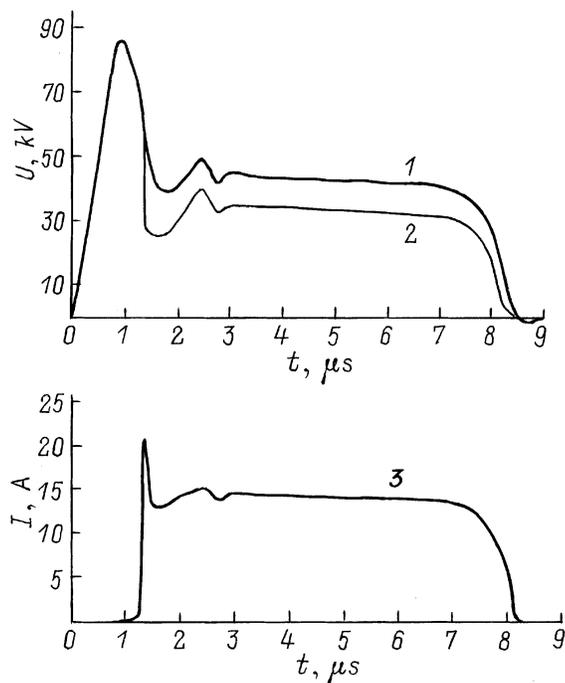


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.



**Рис. 2.** Осциллограммы импульсов напряжения на катоде: 1 — холостой ход модулятора, 2 — режим генерации пучка и тока пучка с цилиндра Фарадея (3).

емым на анод от отдельных импульсных источников ( $U = 1 \dots 15 \text{ kV}$ ,  $\tau_{\text{спада}} \sim 2 \dots 100 \text{ ns}$ ), так и спадом специально сформированного выброса в начальной части импульса напряжения на катоде (автозапуск), амплитуда которого изменялась от 10 до 100 kV, а длительность спада составляла  $\sim 1 \mu\text{s}$  (рис. 2).

## Экспериментальные результаты и их обсуждение

1) Формирование электронного пучка. Исследование процессов формирования электронного пучка производилось с магнетронными диодами с различным аспектным соотношением  $r_a/r_k$  (1.2...15). На рис. 2 приведены типичные осциллограммы импульсов напряжения на катоде, и тока пучка с цилиндра Фарадея, полученного в магнетронной пушке ( $r_a = 1.3 \text{ cm}$ ,  $r_k = 0.25 \text{ cm}$ ) при запуске вторичной эмиссии спадом выброса на импульсе катодного напряжения. Из осциллограмм видно, что на спаде выброса происходит формирование электронного слоя и генерация пучка. Процесс возникновения тока пучка на спаде напряжения характеризуется двумя временными фазами: фазой относительно медленного (сотни ns) спада напряжения, при которой происходит автоэмиссия и накопление автоэлектронов в промежутке анод–катод (соответствующей холостому ходу модулятора — кривая 1) и фазой быстрого спада напряжения (единицы и десятки ns — кривая 2), во время которой происходит формирование электронного слоя и

генерация пучка. Следует отметить, что в зависимости от напряженности электрического поля  $E$  изменяется длительность фазы медленного спада. В эксперименте ( $r_k = 0.25 \text{ cm}$ ,  $r_a = 1.3 \text{ cm}$ ) при уменьшении электрического поля от 120 до 40 kV/cm длительность фазы медленного спада увеличивалась от 250 до 600 ns.

Во время медленной фазы происходит автоэлектронная эмиссия и электроны, двигаясь в спадающем электрическом и постоянном магнитном полях по циклоидальным траекториям, набирают энергию и бомбардируют катод. При уменьшении электрического поля на катоде наступает момент, когда энергия электронов становится достаточной для выбивания вторичных электронов с коэффициентом вторичной эмиссии  $\sigma$  больше единицы. Это может быть как для нормального угла падения электронов с энергией  $\approx 0.3 \dots 1 \text{ keV}$ , так и для наклонного падения электронов с более низкой энергией. В этот момент наступает вторая фаза спада напряжения — фаза быстрого спада, при которой происходит лавинообразное увеличение числа электронов, как бомбардирующих, так и выбиваемых. При этом за счет резкого увеличения числа электронов происходит "подсадка" напряжения, что в свою очередь увеличивает крутизну спада напряжения и, как следствие, приводит к увеличению энергии электронов, бомбардирующих катод до значений, больших энергии, при которой  $\sigma > 1$ . При этом число электронов возле катода еще больше увеличивается, пока не достигнет некоторого критического значения, при котором наступает динамическое равновесие, заканчивается формирование электронного слоя вблизи катода и устанавливается стационарная стадия вторично-электронного размножения и начинается генерация пучка. В экспериментах обнаружено, что генерация пучка происходит при величине дрейфовой скорости электронов  $v = E/H = 0.1 \dots 0.2 \text{ s}$  в зависимости от условий эксперимента.

Эксперименты показали, что длительность быстрой фазы и, следовательно, время нарастания тока пучка определяется диаметрами катода и анода, а также величиной крутизны спада напряжения и длительностью спада. Например, при диаметре катода более 0.2 cm и анода более 2.2 cm при длительности спада 0.1...0.5  $\mu\text{s}$  и крутизне спада более 20 kV/ $\mu\text{s}$  происходит генерация импульса тока пучка с временем нарастания более 10 ns. Эксперименты, выполненные с магнетронными диодами с диаметром катода 0.2 cm и анода 1.0 cm, показали, что формирование тока пучка происходит за более короткое время 1...10 ns, которое равно длительности спада. Крутизна спада при этом составляет 1200...300 kV/ $\mu\text{s}$ . При таком быстром спаде напряжения число первичных автоэлектронов невелико, однако за счет большой крутизны спада импульса напряжения они за небольшое число гиропериодов (10...20) приобретают достаточно большую энергию, при которой  $\sigma > 1$ .

Коллективное движение электронов в процессе их размножения может являться причиной развития колебаний

пространственного заряда при достижении им определенной минимальной плотности на стационарной стадии, когда электронный слой начинает экранировать катод, вызывая провисание потенциала в промежутке анод-катод и уменьшение электрического поля на катоде. Взаимодействие электронов с полями, возникающими при колебаниях пространственного заряда, приводят к изменению их энергии. Этот процесс характеризуется шумами, наблюдаемыми на импульсе тока пучка. В экспериментах обнаружено, что при большом диаметре катода (80 mm), т.е. при малой напряженности электрического поля, шумы значительно сильнее, чем при большой напряженности поля. Амплитуда шумов достигала 20% от амплитуды тока пучка, при этом период шумовых колебаний составлял единицы наносекунд.

2) Зависимость тока генерации пучка от геометрических размеров диода. Были изучены параметры электронных пучков в зависимости от геометрических размеров диода в пределах изменения диаметра катода  $d$  от 2 до 80 mm, диаметра анода  $D$  от 10 до 140 mm. В таблице приведены значения тока пучка  $I$  на цилиндре Фарадея, напряжения на катоде  $U$ , напряженности магнитного поля  $H$  при различных диаметрах анода и катода для 8 модификаций магнетронных диодов. В экспериментах напряженность электрического поля на катоде (при постоянной амплитуде импульса напряжения) изменялась от 20 до 125 kV/cm. Исследования показали, что ток пучка подчиняется "закону  $3/2$ ", при этом в процессе измерений каждому фиксированному значению напряжения соответствовало оптимальное значение магнитного поля, при котором амплитуда тока пучка была максимальной. Получены электронные пучки с различными значениями тока и энергии частиц (1... 50 A, 5... 100 keV).

В начальный момент генерации пучка на плато импульса тока пучка наблюдались короткие ( $\sim 1 \mu s$ ) выбросы, обусловленные десорбцией газа с катода и его ионизацией [4]. После тренировки диода амплитуда и форма импульса тока пучка не изменялись.

На рис. 3 показан ток пучка как функция диаметра катода. Результаты получены при напряжении 24 kV для межэлектродного зазора 5 и 20 mm (кривые 1 и 2 соответственно). Анализ этих зависимостей дает возможность утверждать, что ток пучка возрастает обратно пропорционально логарифму отношения диаметров анода к катоду, что согласуется с зависимостью полученной

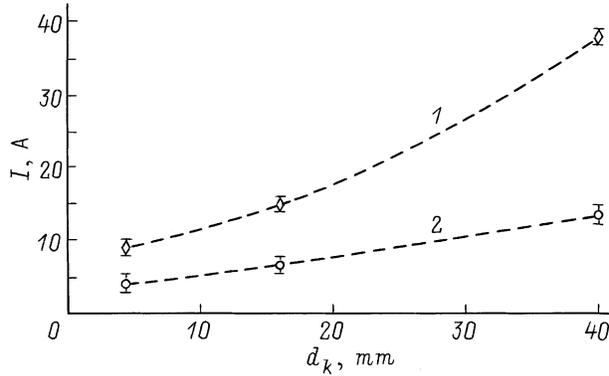


Рис. 3. Зависимость тока пучка от диаметра катода.

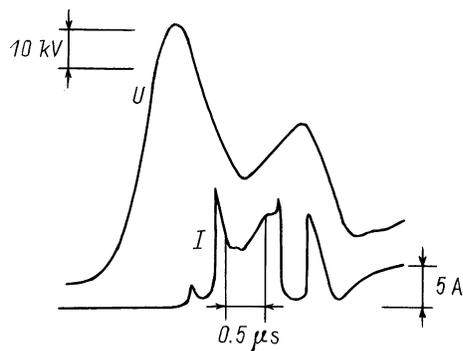
для классических магнетронов [6]. Из рис. 3 видно, что с увеличением межэлектродного промежутка анод-катод ток пучка уменьшается, но при этом проявляется положительное свойство диода, позволяющее работать при значительно меньших напряженностях магнитного поля ( $\leq 1000$  Oe), не требующих подстройки магнитного поля при прогреве катушек магнитной системы. Кроме того, это дает возможность конструирования магнетронного диода с заданными параметрами: током, напряженностью магнитного поля, геометрическими размерами.

3) Влияние электрического и магнитного полей на формирование электронного пучка. Проведено исследование влияния величины магнитного поля на генерацию пучка при постоянной амплитуде напряжения на катоде. Показано, что при увеличении величины магнитного поля зависимость амплитуды тока пучка на цилиндре Фарадея имеет резкий рост, плоское плато и резкий спад. Такой характер зависимости связан с изменением траекторий и условиями набора энергии электронами в промежутке анод-катод при увеличении магнитного поля. При больших межэлектродных промежутках эта зависимость становится более плавной, что позволяло регулировать ток пучка в широких пределах. В таблице приведены экспериментальные данные для магнетронного диода (диаметр анода 50 mm, напряжение 60 kV), показывающие, что при изменении магнитного поля от 1100 до 2000 Oe можно регулировать ток от 0.5 до 10 A.

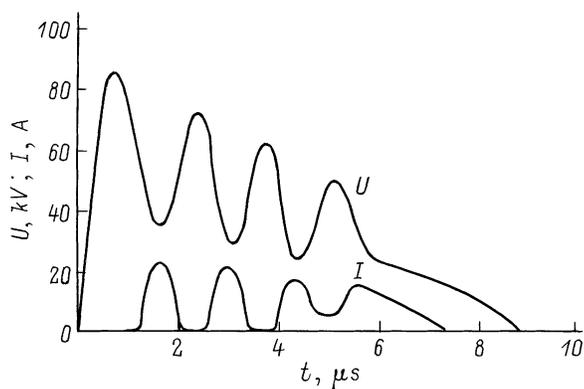
Исследован диапазон работы диода при заданном значении магнитного поля в зависимости от амплитуды напряжения на катоде. Показано, что при постоянном магнитном поле формирование электронного пучка сохраняется при изменении амплитуды напряжения на  $\sim 20\%$  от оптимального значения. При приближении напряжения на катоде к границе  $\Delta U$  сверху и снизу нарушаются условия генерации пучка, поэтому внутриимпульсная нестабильность импульса напряжения приводит к срыву вторично-эмиссионного процесса (рис. 4).

Использование этого эффекта в наших экспериментах при работе с магнетронным диодом с диаметром анода 78 mm и диаметром катода 40 mm позволило достичь

$d$ , mm	$D$ , mm	$U$ , kV	$I$ , A	$H$ , Oe
2	10	7	1.6	2100
5	26	32	14	1900
5	50	60	1	1400
5	50	60	10	2000
16	50	17	5	600
40	50	30	50	2200
40	78	100	50	1800
80	100	19	8	1100



**Рис. 4.** Осциллограмма напряжения  $U$  на катоде и тока пучка  $I$ . Диаметр катода 5 мм, диаметр анода 26 мм,  $H = 1800$  Ое.



**Рис. 5.** Осциллограмма тока пучка  $I$  и напряжения  $U$  на катоде.  $H = 700$  Ое.

полной амплитудной модуляции тока пучка с частотой 1 МГц (рис. 5). Это достигалось путем формирования вершины импульса напряжения с синусоидальной модуляцией и получением на выходе диода сгустков электронов, расположенных по времени в тех местах, где синусоида имеет спад. Полной модуляции тока с частотой  $\geq 1$  МГц также удалось достичь в экспериментах с магнетронным диодом аналогичных размеров путем подбора распределения магнитного поля вдоль его оси. Изменяя амплитуду и продольное распределение магнитного поля, можно было создавать условия многопикового характера генерации электронного пучка. Так, при напряжении на катоде диода 55 кВ и при напряженности магнитного поля  $\sim 1150$  Ое был получен импульс электронного пучка амплитудой  $\sim 15$  А и длительностью 8 мкс (диаметр катода 40 мм, диаметр анода 78 мм). При уменьшении магнитного поля до 700 Ое импульс тока пучка приобретает пиковый характер с периодом генерации  $\sim 1$  мкс и амплитудным значением тока 30 А (с длительностью пиков 10...30 наносекунд).

Производилось измерение размеров пучка на коллекторе. Измерения показали, что пучки в поперечном сечении имеют вид колец с равномерным распределением интенсивности по азимуту. Диаметр пучка примерно равен диаметру катода, а "толщина" стенки пучка составляет

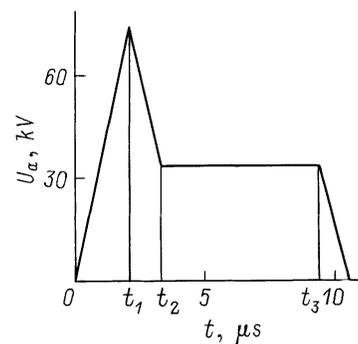
1–2 мм. Это соответствовало энергиям электронов в электронном слое  $\approx 0.5$ –1 кеВ, что примерно соответствует максимуму коэффициента вторичной эмиссии для меди. Для магнетронного диода с катодом диаметром 80 мм обнаружено, что при нахождении катода в поперечном направлении (около 5%) в неоднородном магнитном поле, след пучка имел область с четким отпечатком толщиной около 2 мм и область с размытым широким отпечатком толщиной 3...4 мм. Это размытие связано с указанной неоднородностью магнитного поля.

## Теоретическое исследование процесса размножения электронного потока

С целью выяснения особенностей физических процессов, имеющих место в магнетронном диоде, было проведено теоретическое моделирование развития вторично-эмиссионных процессов и стационарной стадии работы вторично-эмиссионного катода. Для анализа стационарной стадии используется трехмерная математическая модель диода, основу которой составляют самосоглашенная система дифференциальных уравнений движения (для электронного потока) и уравнение Пуассона (для расчета сил пространственного заряда).

Расчеты проводились для магнетронного диода со следующими параметрами: диаметр катода 5 мм, диаметр анода 26 мм, анодное напряжение: пиковое значение ( $0 < t < t_1$ ) 75 кВ, на "полочке" импульса ( $t_2 < t < t_3$ ) 35 кВ, длительность спада ( $t_1 < t < t_2$ ) 1.25 мкс, длительность плоской части 60 мкс, напряженность магнитного поля 2000 Ое, длина катода 90 мм. На анод подается импульс анодного напряжения, форма которого после линейной аппроксимации представлена на рис. 6. В качестве рабочего значения анодного напряжения выбирается его значение на участке  $t_2 < t < t_3$ . Для исследования динамики процессов формирования электронного потока используется метод крупных частиц [7].

Электронные процессы в магнетронном диоде обладают особенностью, связанной, с одной стороны, с их нестационарностью (процесс вторично-эмиссионного размножения протекает на спаде выброса на импульс-



**Рис. 6.** Форма импульса анодного напряжения.

се анодного напряжения, участок ( $t_1 \leq t \leq t_2$ )), а с другой — с необходимостью исследования пространственного распределения электронного потока в трехмерной цилиндрической системе координат ( $r, \varphi, z$ ). Основу математической модели магнетронного диода составляет самосогласованная система уравнений движения (для электронного потока)

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} &= \eta E_0^r(t) + r v_\varphi^2 - \omega_c r v_\varphi, \\ \frac{\partial(r\Theta)}{\partial t} &= \eta \frac{1}{r^2} E_0^\varphi(t) - 2 \frac{v_r v_\varphi}{r} + \omega_c \frac{v_r}{r}, \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} &= \eta E_0^z(t), \quad \frac{\partial r}{\partial t} = v_r, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} &= \Theta, \quad \frac{\partial z}{\partial t} = v_z, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $v_{r,\varphi,z}$  — составляющие скорости электронов;  $\omega_c = \eta B_0$  — циклотронная частота;  $\eta = e/m$  — приведенный заряд электрона, и уравнение Пуассона (для расчета поля пространственного заряда (ПЗ))

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (2)$$

где  $\rho = \rho(r, \varphi, z)$  — объемная плотность ПЗ.

Решение исходной системы уравнения (1) и (2) проводится в квазистационарном приближении при постоянном значении анодного напряжения в пределах шага интегрирования уравнения движения, начиная с момента времени  $t = t_1$ . Шаг решения выбирался равным  $\Delta T = (1/10)T_c$ , где  $T_c = 2\pi/\omega_c$  — период циклотронных колебаний. Решение уравнения движения проводилось численно методом Рунге–Кутты 4-го порядка. В качестве модели исходных значений для координат и скоростей частиц в пространстве взаимодействия магнетронного диода в начальный момент времени выбирается модель "спокойного старта" [8].

Решение уравнения Пуассона (2) проводится конечно-разностным методом Хокни с применением быстрого преобразования Фурье [9,10] при соответствующих начальных и граничных условиях. Для определения напряженности электростатического поля  $E_0 = -\text{grad} U$  применяется численное дифференцирование значений потенциала ПЗ в узлах конечно-разностной сетки разбиения. Для уменьшения нежелательных "вычислительных" флуктуаций поля ПЗ применяется метод локального сглаживания дискретно заданных значений потенциала ПЗ (метод наименьших квадратов).

Результаты моделирования представлены на следующих рисунках. На рис. 7 показаны энергетическое распределение первичных электронов ("крупных" частиц или макрочастиц, заряд которых равен  $q = 0.8 \cdot 10^{-13}$  С) и теоретическая аппроксимация экспериментальной зависимости коэффициента вторичной эмиссии меди от энергии первичных электронов [11]. Как видно, количество малоэнергетичных макрочастиц, т.е. частиц с энергией, соответствующей условию, что  $\sigma \leq 1$ , составляет

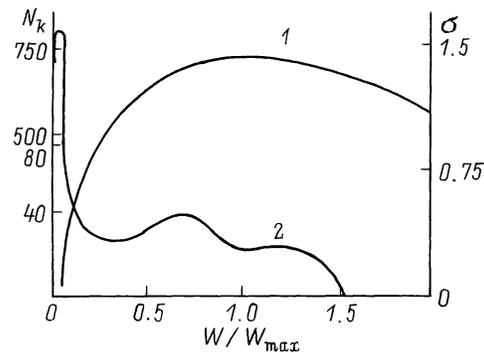


Рис. 7. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$  от энергии частиц (1) и зависимость количества первичных электронов  $N_k$  от энергии частиц при  $U_a/U_{cr} = 0.7$  (2).

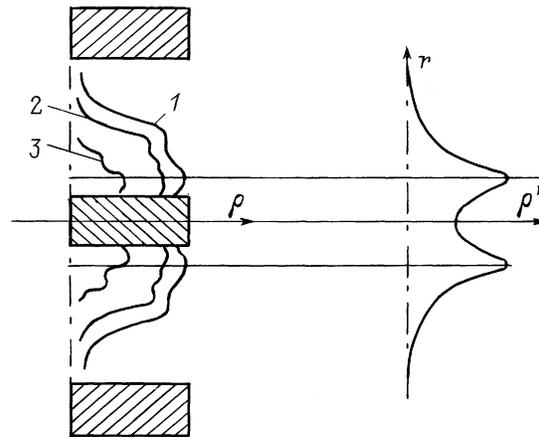


Рис. 8.  $U_a/U_{cr} = 0.7$  (1), 0.5 (2), 0.3 (3).

более 60% от общего количества макрочастиц, бомбардирующих катод. Наличие малоэнергетичных частиц влияет на распределение поля ПЗ в непосредственной близости от поверхности катода (на уровне, соответствующем размеру элементарной ячейки выбранной сетки разбиения  $\Delta r = (r_a - r_k)/32$ ), а их изменение влияет на установления режима токоотбора с катода (режим ограничения эмиссии полем ПЗ). Количество макрочастиц с энергией, превышающей энергию первого критического потенциала, при котором выполняется условие  $\sigma > 1$ , зависит от приложенного напряжения и с ростом последнего смещается в область больших энергий. Здесь необходимо отметить, что для нормировки напряжения используется значение критического потенциала, определяемого согласно формуле для поля отсечки Хелла и равного для случая исследуемого магнетронного диода 139 кВ.

На рис. 8 представлены теоретические зависимости радиального распределения плотности ПЗ в пространстве взаимодействия диода, а также экспериментальная кривая распределения интенсивности пучка по радиусу на поверхности коллектора. Как показывает анализ

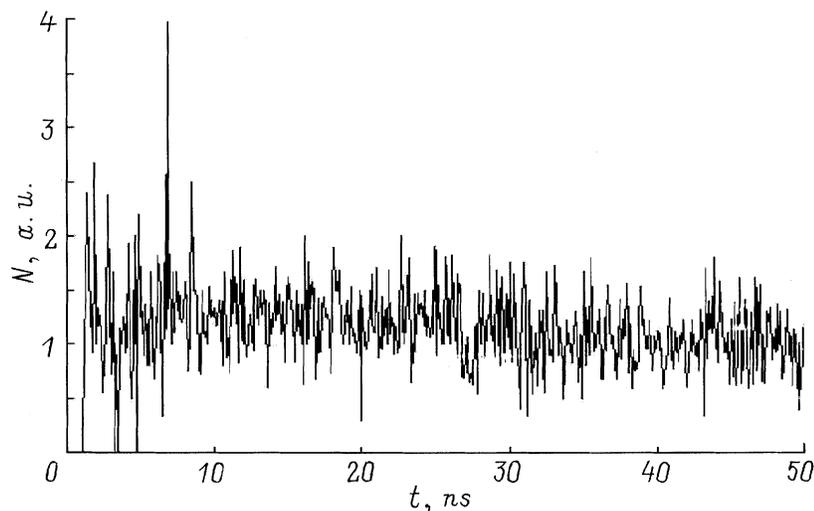


Рис. 9. График зависимости количества электронов в слое от времени при  $E = 300$  eV.

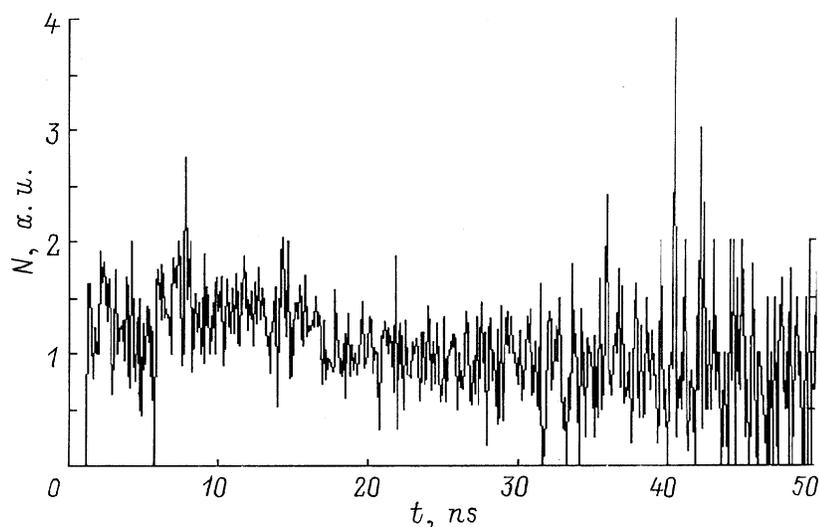
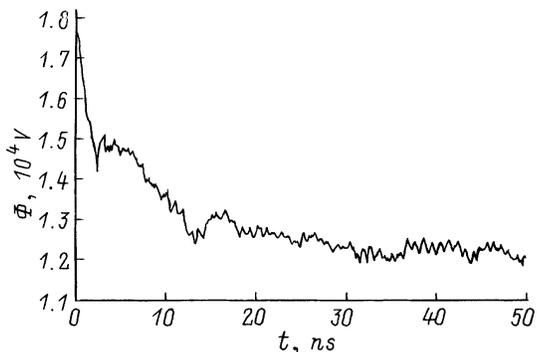


Рис. 10. То же, что на рис. 9, при  $E = 700$  eV.

представленных зависимостей, максимальные значения плотности ПЗ в каждом из трех случаев равны: случай 1 —  $\rho/\rho_{br} = 0.19$ , случай 2 —  $\rho/\rho_{br} = 0.16$  и случай 3 —  $\rho/\rho_{br} = 0.1$ , где  $\rho_{br}$  — бриллюэновская плотность ПЗ. Случай 3, когда  $U_\alpha/U_{cr} \approx 0.3$ , теоретическая и экспериментальная зависимости распределения плотности ПЗ удовлетворительно согласуются между собой. Наличие электронов в приосевой области обусловлено циклоидальным характером движения электронов.

Проведено численное моделирование эмиссии вторичных электронов с поверхности катода на стационарной стадии напряжения ( $t_2 \leq t \leq t_3$ ) под действием бомбардировки первичными электронами с энергиями 300, 560, 700 eV. При расчетах напряжение на "полочке"  $U = 40$  kV, магнитное поле  $H = 2000$  Oe. В качестве источника первичных электронов использовался термо-

катод, который через несколько наносекунд выключался, и изучался процесс размножения электронов. При увеличении энергии первичных электронов до 700 eV через время  $> 30$  ns в пространственном заряде развиваются нерегулярные возмущения плотности электронов (рис. 10), в то время как при энергии 300 eV эти возмущения незначительны (рис. 9). Эти результаты находятся в качественном согласии с результатами работы [5]. Приведенные результаты показывают, что в качестве материала катода необходимо использовать материал, у которого коэффициент вторичной эмиссии достигает максимального значения при энергии падающих электронов  $\sim 500$  eV. На рис. 11 приведена временная зависимость потенциала в средней точке промежутка анод-катод. Видно, что термоэлектроны в начальный момент времени понижают потенциал в этой точке. После выключения термоэмиссии сначала происходит



**Рис. 11.** Зависимость потенциала в средней точке промежутка анод–катод от времени.

рассасывание накопленных электронов, что несколько повышает потенциал, а затем за время 10...15 ns — спад потенциала, что связано с окончанием переходных процессов и формированием пространственного заряда, поддерживаемого вторично-эмиссионными процессами.

Проведенные расчеты удовлетворительно согласуются с результатами экспериментов по получению электронных пучков в магнетронном диоде.

## Заключение

Проведенные исследования показывают возможность получения прямолинейных электронных пучков с высокой плотностью тока в магнетронных диодах с вторично-эмиссионными металлическими катодами. Получены трубчатые электронные пучки с плотностью тока до 50...70 А/см<sup>2</sup>, с наружным диаметром от 3.5 до 84 мм с толщиной "стенки" 1.5...2 мм и энергией частиц от 5 до 60 кэВ при длительности импульса 10 мкс. Экспериментально показана возможность генерации цуга импульсов тока пучка в одном импульсе напряжения. Показана возможность регулировки тока в 10...20 раз с помощью изменения магнитного поля. Теоретически исследованы процессы размножения электронов и стационарная стадия вторично-эмиссионных процессов. Результаты проведенных исследований показывают, что магнетронные диоды могут быть использованы в качестве источников электронов при создании мощных СВЧ приборов, в ускорителях заряженных частиц и в качестве быстродействующих высоковольтных коммутаторов наносекундного диапазона.

## Список литературы

- [1] Ломакин В.М., Панченко Л.В. // Электронная техника. Сер. 1. 1970. № 2. С. 33–42.
- [2] Skowron J.F. // Proc. IEEE. 1973. Vol. 61. N 3. P. 69–101.
- [3] Черенищев С.А. // Электронная техника. Сер. 1. 1973. № 6. С. 20–28.

- [4] Dobbnya A.N., Zakutin V.V. et al. // Proc. 5<sup>th</sup> EPAC / Ed. S. Myers, A. Pacheco, R. Pascual et al. Institute of Physics Publishing (Bristol and Philadelphia), 1996. Vol. 2. P. 1508–1509.
- [5] Агафонов А.В., Тараканов В.П., Федоров В.М. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерно-физические исследования. 1997. Вып. 2, 3 (29, 30). С. 137–139.
- [6] Соминский Г.Г., Терехин Д.К., Фридрихов С.А. // ЖТФ. 1964. Т. 34. Вып. 9. С. 1666–1676.
- [7] Хокин Р., Иствуд Д. Численное моделирование методом частиц. Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 600 с.
- [8] Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков. М.: Атомиздат, 1979. 224 с.
- [9] Hockney R.W. // J. ACM. 1965. Vol. 12. N 1. P. 95–113.
- [10] Cooley J.W., Takey J.W. // Math. Comput. 1965. N 19. P. 161–175.
- [11] Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 408 с.