

04;09;10

©1993 г.

ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА ПРИ ОТБОРЕ ЭЛЕКТРОНОВ В НАНОСЕКУНДНОМ ИНТЕРВАЛЕ ДЛИТЕЛЬНОСТЕЙ ИМПУЛЬСОВ

В.И.Гушенец, П.М.Шанин

Проанализированы процессы, определяющие временные и амплитудные характеристики сеточного управления эмиссией электронов из плазмы дугового разряда. Показано, что подачей модулированного напряжения на сетку, ограничивающую эмиссионную границу плазмы, можно формировать импульсы тока до 1 кА с наносекундными временами нарастания и спада тока и частотой повторения импульсов 100 кГц.

Введение

В ускорителях электронов с плазменными эмиттерами, генерирующими пучки с микросекундной длительностью импульса [1], модуляция тока пучка обычно осуществляется импульсным горением разряда. Минимальная длительность импульсов определяется длительностью фронта импульса тока разрядного тока, которая в свою очередь зависит от времени формирования плазмы в разрядном промежутке, а максимальная частота следования импульсов ограничена процессом распада плазмы. В реальных разрядных системах, используемых в плазменных эмиттерах электронов, время формирования плазмы составляет единицы мкс, а время распада плазмы может достигать сотен мкс.

В последнее время для лазеров на свободных электронах [2], генерации СВЧ излучения [3], коммутация больших токов потребовались электронные пучки с наносекундной длительностью импульса и частотой повторения, достигающей несколько десятков и сотен кГц. Генерация пучков с малой длительностью импульса, крутыми фронтами и спадом импульса тока осуществляется в ускорителях с плазменными катодами модуляцией напряжения на управляющей сетке. В отличие от триодных систем с термокатадами при управлении током эмиссии плазменного катода существуют более сложные процессы и более жесткие связи между эмиссионными свойствами катода и параметрами управляющей сетки. В данной работе рассмотрены особенности сеточного управления в условиях, когда сетка непосредственно примыкает к плазме, создаваемой ду-

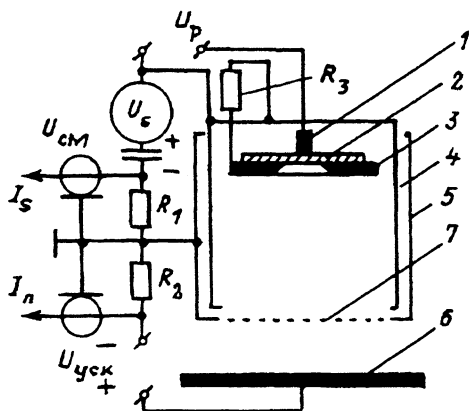


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — катод, 2 — изолятор, 3 — поджигающий электрод, 4 — полый анод, 5 — внешний электрод передающей линии, 6 — коллектор, 7 — управляющая сетка.

говым разрядом, исследованы зависимости и связь эмиссионных свойств плазменного катода от параметров плазмы.

Статические характеристики сеточного управления током эмиссии

Эмиттирующая плазма в полном аноде создается дуговым разрядом, инициируемым вспомогательным разрядом по поверхности диэлектрика между катодом и поджигающим электродом (рис. 1). Более подробно конструкция разрядной системы, способ сеточного управления и вопросы генерации сильноточных пучков с длительностью импульса 100 нс и током ≥ 0.5 кА описаны в [4]. В системе с полным анодом вблизи стенок анода и сетки создается отрицательное анодное падение потенциала, которое образует потенциальный барьер для электронов, уходящих из плазмы на анод. Ширину барьера приблизительно можно оценить из "закона $3/2$ " для ионного тока в слое и бомовского ионного тока насыщения

$$l_s = \frac{2}{3} \left(\frac{\epsilon_0}{0.4n_e} \right)^{1/2} \left(\frac{2}{ekT_e} \right)^{1/4} \Delta\varphi^{3/4}, \quad (1)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T_e и n_e — температура и концентрация электронов в плазме, $\Delta\varphi$ — разность потенциалов между плазмой и электродом.

При наличии сетки имеются два крайних режима эмиссии электронов в ускоряющий промежуток через отверстия в сетке. Если ширина пристеночного слоя l_s значительно меньше размеров отверстий h в сетке, то эмиссия электронов происходит с открытой плазменной поверхности со средней плотностью тока

$$j_\Theta = \frac{en_e\bar{v}}{4}\eta, \quad (2)$$

где η — геометрическая прозрачность сетки.

В этом режиме максимальное значение тока эмиссии может быть равно разрядному току.

В том случае, когда $l_s \gg h$, эмиссия осуществляется через потенциальный барьер и плотность эмиссионного тока описывается выражением

$$j_\Theta = \frac{en_e\bar{v}}{4}\eta \exp\left(-\frac{e\Delta\varphi}{kT_e}\right). \quad (3)$$

В ускоряющий промежуток выходит только часть разрядного тока, пропорциональная отношению суммы площадей всех отверстий сетки к площади полого анода. Для снижения или полного исключения выхода электронов в ускоряющий промежуток следует увеличить потенциальный барьер для электронов, что достигается подачей на сетку, изолированную от полого анода, отрицательного смещения. Восстановление эмиссии и формирование импульсов требуемой формы и длительности осуществляются подачей на сетку импульсов напряжения положительной полярности.

На рис. 2 приведены зависимости тока эмиссии от напряжения смещения $U_{см}$ (статические характеристики) для двух значений разрядного тока. С ростом разрядного тока происходят непропорциональное увеличение эмиссионного тока и смещение сеточных характеристик в область больших значений напряжения. Это объясняется тем, что рост эмиссионного тока происходит не только за счет увеличения разрядного тока, но и вследствие уменьшения потенциального барьера в области, примыкающей к сетке. С ростом разрядного тока увеличивается концентрация плазмы, что приводит к сокращению протяженности приэлектродного слоя l_c и, следовательно, приближению границы слоя к сетке. В результате суперпозиции поля слоя и поля ускоряющего промежутка в ячейках сетки формируется новый потенциальный профиль с меньшей величиной барьера для электронов. Смещение статических характеристик в область более отрицательных значений напряжения смещения частично вызвано и увеличением энергии быстрых электронов, ускоренных в катодном падении потенциала и прошедших анодную область разряда без взаимодействий. Доля этих электронов, как показано в [5], может составлять $\approx 15\%$ от общего числа электронов в разряде.

К источнику электронов предъявляются два противоречивых требования. Необходимо обеспечить одновременно как высокую эффективность извлечения (отношение тока эмиссии к току разряда), так и вы-

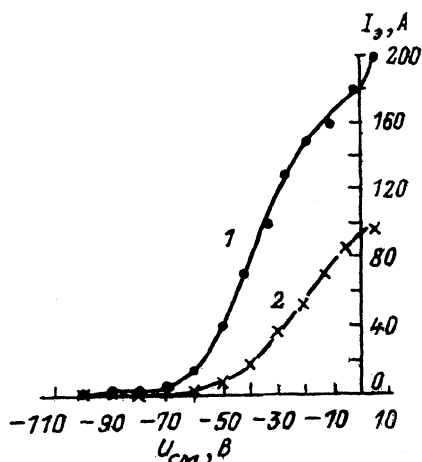


Рис. 2. Зависимость эмиссионного тока от напряжения смещения.

$P = 10^{-2}$ Па, газ — N_2 ; 1 — $I_p = 400$,
2 — 200 А.

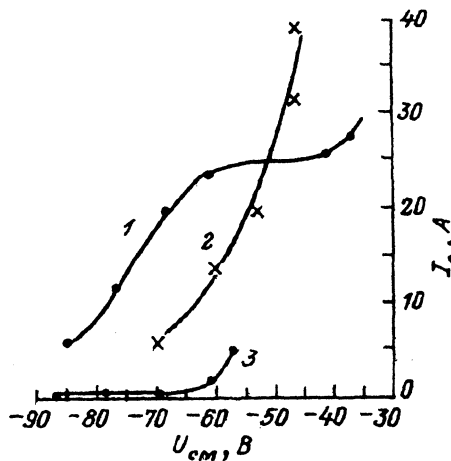


Рис. 3. Зависимость эмиссионного тока от рода газа и материала катода.

1 — материал катода Mg, газ N_2 ;
2 — материал катода Mg, газ Xe;
3 — материал катода Pb, газ Xe.

сокую эффективность управления (малое значение тока эмиссии при невысоком напряжении смещения). Противоречие между этими двумя требованиями обусловлены тем, что высокая эффективность извлечения достигается в режиме отбора электронов с открытой плазменной поверхности, тогда как высокая эффективность сеточного управления — в режиме отбора через потенциальный барьер.

Основная цель экспериментальных исследований сеточного управления и состояла в поиске путей разрешения упомянутого противоречия. Поведение характеристик сеточного управления $I_{\text{э}} = j(U_{\text{см}})$ зависит от параметров плазмы и, в частности, от величины тока и энергии быстрых электронов, температуры плазменных электронов, которые в свою очередь зависят от давления и рода плазмообразующего газа в анодной полости. Повышение давления и использование газа с большим сечением неупругих взаимодействий с электронами приводит к увеличению концентрации плазмы, снижению температуры плазменных электронов, энергии и числа быстрых электронов. Это приводит, как это видно на рис. 3, к росту крутизны характеристического управления и снижению напряжения смещения. На рис. 3 также показано влияние материала катода на характеристики управления. Замена катода из Mg на катод из Pb вызывает уменьшение эмиссионного (фонового) тока с 14 до 2 А при одной и той же величине напряжения смещения, равного -60 В. Такое поведение сеточных характеристик связано с изменением газового состава в полном аноде при горении разряда. После зажигания разряда происходят интенсивная десорбция газа с электродов разрядной системы, распыление материала катода и изолирующей вставки. Молекулы десорбированного газа и диэлектрика более подвижны, поэтому вначале разряд горит в газовой среде, образованной этими молекулами и напускаемым газом. Со временем в результате откачки газовый состав меняется — увеличивается содержание паров свинца, что приводит к снижению фонового тока в соответствии с механизмом, рассмотренным выше. На осциллограммах фонового тока имеется выброс тока в начале импульса длительностью порядка $100-200$ мкс, который связан с горением разряда в газовой среде с малым молекулярным весом. В случае использования Mg увеличиваются и амплитуда выброса и фоновый ток в течение всего импульса, а также появляется сильная модуляция фонового тока.

Потребность в снижении напряжения смещения при сохранении малых значений фонового тока вызвана также необходимостью уменьшения вероятности появления или полного исключения катодных пятен на поверхности сетки. Известно [6], что при отрицательных напряжениях на электрод, помещенный в плазму, из плазмы поступают ионы, которые оседают на поверхности диэлектрических включений, практически всегда присутствующих на поверхности электродов, и создают поверхностный заряд σ , величина которого зависит от концентрации плазмы (от плотности ионного тока j) и времени горения разряда (τ). При достижении плотности заряда, равной $\sigma = f\tau = \varepsilon\varepsilon_0 E_{\text{пр}}$, где $E_{\text{пр}}$ — критическая напряженность поля в диэлектрике, происходит пробой диэлектрика. Пробой и образование катодного пятна на сетке могут привести к неконтролируемому росту тока и образованию дуги в ускоряющем промежутке. В условиях откачки системы диффузионным насосом пробой с сетки возникает при $\sigma = 1.2 \cdot 10^{-6}$ Кл/см² и напряжении смещения, равном -160 В. Использование для откачки турбомолекулярного насоса с вымораживаю-

щими ловушками позволило после длительной тренировки снизить вероятность возникновения пробоя при разрядном токе до 1.8 кА, напряжении смещения -140 В и длительности разрядного тока 1.2 мс. Рассчитанная по ионному току на сетку плотность поверхностного заряда в этом случае равна $\approx 10^{-4}$ Кл/см². В отличие от [7] не было обнаружено заметного влияния материала сетки на вероятность появления пробоев, очевидно, вследствие того, что не удалось полностью избавиться от загрязнений сетки. Однако следует отметить, что сетка из вольфрама предпочтительнее, так как она позволяет более интенсивно проводить тренировку без ее разрушения.

Процессы в плазме при импульсном управлении током эмиссии

В источниках электронов с сеточным управлением процессы зажигания разряда и формирования плазмы не оказывают влияния на временные параметры импульса эмиссионного тока, так как активный режим работы источника начинается после завершения формирования плазмы. С момента поджига, когда на сетку подано только отрицательное напряжение смещения $U_{см}$, препятствующее проникновению электронов в ускоряющий промежуток, источник находится в ждущем режиме. После завершения формирования плазмы на сетку от генератора наносекундных импульсов подается положительный импульс напряжения, что приводит к скачкообразному повышению потенциала управляющей сетки относительно анода, перераспределению тока между анодом и управляющей сеткой, изменению высоты потенциальных барьеров и ширины приэлектродных слоев. Для упрощения анализа плазменных процессов будем считать, что плазма заключена между двумя плоскими электродами — анодом и сеткой. В первый момент времени t_0 приложенная разность потенциалов равномерно распределяется по длине межэлектродного промежутка. В результате движения электронов к управляющей сетке прианодный слой пространственного заряда расширяется. По мере его расширения возрастает падение напряжения на слое, а напряженность поля в плазме уменьшается. В некоторый момент времени поле в плазме компенсируется полем пространственного заряда приэлектродного слоя у анода. Электроны продолжают движение, и в результате этого в плазме возникает поле противоположной полярности, что приводит к торможению электронов и вновь к изменению направления их движения. В плазме возникают колебания электронного облака [8]. Затухание колебаний этого облака происходит за время [9]

$$t_1 \approx 0.2 \cdot \left(\frac{m_i}{8\pi n_i e^2} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

В условиях эксперимента при $m_i = 2.18 \cdot 10^{-22}$ г, $n_i = 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³, время затухания $t_1 \approx 10^{-9}$ с.

Длительность этого процесса значительно меньше времени нарастания напряжения на управляющей сетке, поэтому электроны успевают достичь локального равновесия за время порядка или меньше характерного времени изменения потенциала, в результате чего амплитудная модуляция электронного тока, вызванная колебаниями электронного облака, отсутствует.

Появление дополнительного потенциального барьера для электронов, уходящих на анод, и неизменность высоты потенциального барьера вблизи сетки приводят к уменьшению суммарного количества электронов, покидающих плазму. В условиях постоянства катодного (разрядного) тока в плазме накапливается дополнительный отрицательный заряд, понижающий потенциал плазмы относительно электродов. Это в свою очередь вызывает увеличение тока электронов из плазмы и в основном на сетку. Процесс завершается восстановлением непрерывности тока проводимости в плазме.

В условиях эмиссии электронов из плазмы через потенциальный барьер процесс установления тока можно описать уравнением [10]

$$eV \frac{d(\langle \Delta n_e \rangle)}{dt} = I_p - j_x S_a \exp(-e(\varphi + U_0)/kT_e) - j_x S_c \exp(-e\varphi/kT_e), \quad (5)$$

где V — объем межэлектродного промежутка, $\langle \Delta n_e \rangle$ — усредненная по объему избыточная концентрация электронов в плазме, I_p — ток разряда, j_x — плотность хаотического тока электронов в плазме, φ — потенциал плазмы.

В предположении $\varphi = \varphi_0 - A \cdot \langle \Delta n_e \rangle$, где $A = \text{const}$, а также учитывая, что в реальных условиях $\langle \Delta n_e \rangle \ll n_e$ [11], решение уравнения (5) дает

$$\frac{I_c}{I_{c0}} = \frac{\alpha \cdot \exp(t/\tau)}{\alpha - 1 + \exp(t/\tau)}, \quad (6)$$

где $I_c = j_x S_c \cdot \exp(-e\varphi/kT_e)$; $I_{c0} = j_x S_c \cdot \exp(-e\varphi_0/kT_e)$;

$$\alpha = \frac{S_a + S_c}{S_a \exp(-eU_0/kT_e) + S_c}$$

— коэффициент, характеризующий степень возрастания сеточного тока; $\tau = \varepsilon_0 k T_e S / (e I_p l_s)$ — постоянная времени установления тока, V — объем разрядной системы, T_e — температура электронов.

Расчет величины τ для экспериментальных условий ($T_e \simeq 10$ эВ, $I_p \simeq \simeq 10^3$ А, $l_s \simeq 0.05$ мм, $S \simeq 4 \cdot 10^3$ см²) дает значение по порядку величины, близкое к 10^{-9} с. Переходный процесс установления тока завершается за время $t_2 = 3-5 \cdot \tau$.

При анализе процессов переключения тока не учитывалось движение ионов и предполагалось, что в связи с большой разницей в массах электронов и ионов, последние являются неподвижными. Как отмечается в работе [12], в случае, когда разность потенциалов между плазмой и электродами $\geq 3kT_e$, концентрация электронов в слое подчиняется закону распределения Больцмана. Поскольку n_e экспоненциально уменьшается, то плотностью электронов в слое можно пренебречь и протяженность приэлектродного слоя и его динамика во времени в основном определяются ионами. Для описания динамики движения границы слоя воспользуемся уравнением непрерывности для ионного тока [13]

$$j(t) = (u_0 + dl_s/dt)en_0, \quad (7)$$

где $\varepsilon n_0 u_0$ — ионный ток из плазмы (бомовский ток); $\varepsilon n_0 (dl_s/dt)$ — составляющая ионного тока в системе координат, “привязанной” к движущемуся слою.

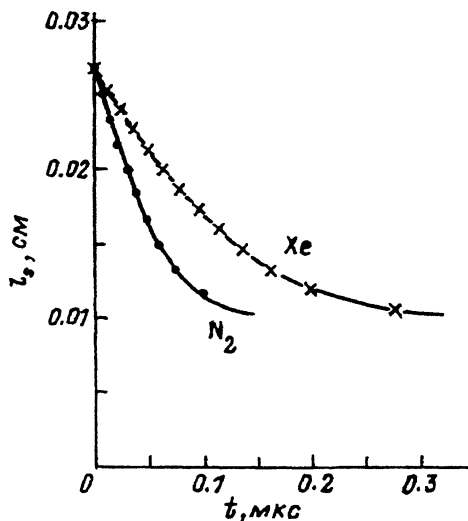


Рис. 4. Расчетная зависимость ширины пристеночного слоя от времени.

$n = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10 \text{ эВ}$.

В результате получаем следующее уравнение:

$$\frac{1}{9\pi} (e/2m_i)^{1/2} \frac{\Delta\varphi_s^{3/2}}{l_s^2(t)} = 0.4en_0(2kT_e/m_i)^{1/2} + en_0 \frac{dl_s(t)}{dt}. \quad (8)$$

Введя безразмерные величины $\xi = l_s(t)/r_d$; $\psi^2 = (5/9) \cdot (e\Delta\varphi/kT_e)^{3/2}$; $\tau_s = t/\omega_i^{-1}$, где $r_d = (kT_e/4\pi n_0 e^2)^{1/2}$; $\omega_i = (m_i/4\pi n_0 e^2)^{-1/2}$ и полагая n_0 и $\Delta\varphi_s$ постоянными и не зависящими от времени, можно проинтегрировать данное уравнение и перейти к уравнению процесса установления слоя

$$\tau_s = 1.77 \cdot \left\{ (\xi_0 - \xi) + \frac{\psi}{2} \ln \left(\frac{\psi + \xi}{\psi - \xi} \frac{\psi - \xi_0}{\psi + \xi_0} \right) \right\}. \quad (9)$$

Графическое представление уравнения (9) приведено на рис. 4.

Процесс установления слоя положительного пространственного заряда $l_s(t)$ относительно длительный. Для значений параметров плазмы, близких к экспериментальным, завершение процесса происходит за время более 100 нс.

На рис. 5 представлены осциллограммы импульсов тока пучка, полученные в разных экспериментальных условиях. Из рис. 5, а видно, что имеются два участка с разными скоростями нарастания тока пучка, соответствующие разным режимам отбора электронов из плазмы. В первом режиме на фронте импульса, когда $l_s \gg h$, рост тока обусловлен уменьшением потенциального барьера в результате изменения отрицательного заряда в плазме $e\Delta n_e$. Процесс нарастания тока описывается формулой (6), однако, ввиду того что длительность фронта импульса управляющего напряжения превышает время релаксации t_2 избыточного заряда $e\Delta n_e$, фронт токов сетки и пучка повторяют закон изменения напряжения на сетке. За это время ток пучка нарастает до значения $I_{\Pi} = I_p \eta$. Во втором режиме происходит медленный рост тока на вершине импульса, что вызвано перемещением границы приэлектродного слоя. Так как l_s становится меньше h , то высота барьера понижается в результате суперпозиции поля пространственного заряда в слое и поля ускоряющего

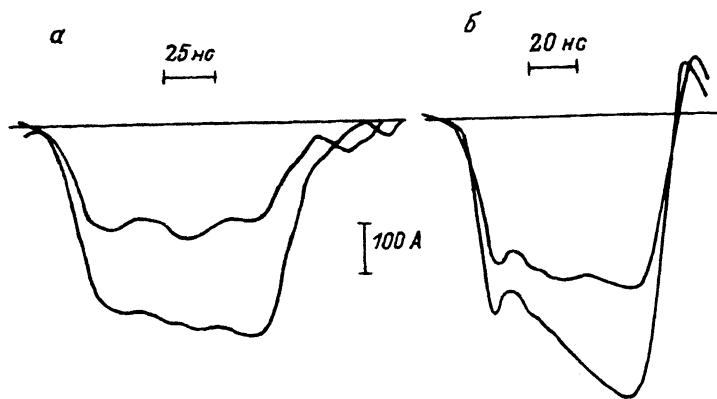


Рис. 5. Осциллограммы эмиссионного тока.

а — $I_p = 440$ А, размеры ячеек сетки: 1 — $h = 0.21$, 2 — 0.54 мм, б — I_p : 1 — 700, 2 — 860 А.

промежутка в ячейках сетки. В течение этого времени сумма токов эмиссии и сетки остается практически постоянной и близкой к разрядному. При уменьшении размеров ячейки сетки в любой момент времени $l_s \gg h$, поэтому высота потенциального барьера снижается только в результате релаксации избыточного заряда в плазме и максимальная величина тока пучка определяется прозрачностью сетки η , а движение границы слоя уже не оказывает влияния на эмиссионный ток (рис. 5, б). Использование сетки с меньшей ячейкой и прозрачностью ведет к снижению эффективности извлечения, но позволяет снизить отрицательное напряжение смещения на сетке и тем самым повысить эффективность управления и уменьшить вероятность появления катодных пятен на сетке и возникновения пробоев в ускоряющем промежутке.

Увеличение разрядного тока приводит к росту концентрации плазмы и, следовательно, к сокращению протяженности пристеночного слоя. Начиная с некоторого значения разрядного тока протяженность пристеночного слоя $l_s(t)$ становится сравнимой с размером ячейки сетки h , в результате на вершине импульса тока пучка снова наблюдается рост тока (рис. 5), в то время как суммарный ток остается постоянным и близким к разрядному, т.е. имеет место переключение тока с сетки в эмиссию. Скорость переключения этого тока достаточно медленная и вызвана перемещением границы приэлектродного слоя.

Результаты исследований использованы при создании плазменного катода с сеточным управлением, предназначенного для работы в пакетно-импульсном режиме с частотой повторения импульсов $3 \cdot 10^4$ с⁻¹. Число импульсов в пакете регулируется от 1 до 20. При испытаниях был получен электронный пучок диаметром ≈ 120 см² с амплитудой тока 750 А, с фронтом импульса не более 20 нс при разрядном токе 900 А. Нестабильность амплитуды импульса тока не превышала 10%, а периода следования импульсов 0.1%. Временные и частотные характеристики импульсов тока пучка ограничивались предельными характеристиками используемого генератора управляющих импульсов.

В заключение следует отметить, что время спада эмиссионного тока составляет величину порядка ≈ 20 нс, а наблюдающиеся после окончания импульса колебания тока вызваны несогласованностью выходного сопротивления генератора наносекундных импульсов с нелинейным сопро-

тивлением промежутка между анодом и сеткой, заполненного плазмой. Если решить проблему согласования генератора и нагрузки, то можно подавить выбросы тока после основного импульса и в системах с сеточным управлением возможно получение электронных пучков с частотами следования импульсов до десятков МГц.

Список литературы

- [1] Гушенец В.И., Коваль Н.Н., Толкачев В.С. и др. // Тез. докл. V Всесоюз. конф. по ненакаливаемым катодам. Томск, 1985. С. 147-149.
- [2] Orzechowski T.I., Scharlemann E.T., Anderson B. et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1985. Vol. 21. N 7. P. 831-844.
- [3] Быков Н.М., Губанов В.П., Гунин А.В. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1988. Вып. 5. С. 105-124.
- [4] Гушенец В.И., Коваль Н.Н., Щанин П.М. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 8. С. 12-16.
- [5] Галанский В.Л., Крейндель Ю.Е., Окс Е.М. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 5. С. 877-882.
- [6] Enrich H., Karlau J., Müller K.G. // IIE Trans. on Plasma Sci. 1986. Vol. 14. N 5. P. 603-608.
- [7] Николаев А.В., Самойленко М.В. // Матер. VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Алма-Ата, 1977. Т. 1. С. 231-234.
- [8] Singh Nagendra // Plasma Phys. 1982. Vol. 24. N 6. P. 639-660.
- [9] Алексеев Б.В., Котельников В.А., Новиков В.Н. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. № 4. С. 920-922.
- [10] Галанский В.Л., Гушенец В.И., Окс Е.М. // Тез. докл. VII Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Томск, 1988. Ч. 1. С. 89-91.
- [11] Мартенс В.Я. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 13. С. 769-771.
- [12] Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1988. 240 с.
- [13] Varey R.H., Sander K.F. // Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D). 1969. Vol. 2. Ser. 2. P. 541-550.

Институт сильноточной электроники
Томск

Поступило в Редакцию
29 мая 1992 г.
В окончательной редакции
30 июня 1993 г.