

УДК 537.533

*А.В. МЕДОВНИК, В.А. БУРДОВИЦИН, Е.М. ОКС***ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В СИСТЕМЕ С ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ¹**

Представлены результаты экспериментального исследования особенностей формирования импульсных пучков плазменным источником электронов, функционирующим в форвакуумной области давлений (5–15 Па). Для этой области давлений на эмиссионные свойства плазмы существенное влияние оказывает обратный ионный поток, генерируемый в областях формирования и транспортировки электронного пучка. Показано, что в условиях эксперимента отношение тока обратных ионов к току электронного пучка может достигать 10 %, что на порядок величины превышает аналогичный параметр для электронных источников, функционирующих в традиционном для таких устройств диапазоне давлений 0,01–0,1 Па. Проанализированы основные причины, ограничивающие сверху ток пучка в источнике с плазменным катодом.

Ключевые слова: плазменный электронный источник, импульсный режим, обратный ионный поток, пробой ускоряющего промежутка.

Введение

Импульсные источники электронных пучков находят применение для кратковременного теплового воздействия на приповерхностные слои материалов [1]. Это воздействие сопровождается, как правило, оплавлением поверхностного слоя и используется для устранения микронеровностей, изменения фазового и структурного состава, отжига и т.д. Критическим параметром для такого воздействия является минимальная плотность энергии, переносимой электронным пучком на обрабатываемую поверхность за один импульс. В зависимости от материала мишени и длительности импульса пучка необходимая для поверхностного оплавления плотность энергии электронного пучка лежит в диапазоне единиц-десятков джоулей на квадратный сантиметр [2]. Такая плотность энергии достигается взрывоэмиссионными источниками электронных пучков с микросекундной длительностью импульсов [3], а также плазменными источниками электронных пучков с длительностью импульсов в десятки микросекунд [4] при сравнительно низких ускоряющих напряжениях 20–30 кВ, когда еще не требуется специально оснащать технологические установки дополнительными средствами радиационной защиты. Необходимая плотность энергии обеспечивается при плотности тока электронного пучка в несколько сотен ампер на квадратный сантиметр для взрывоэмиссионных катодов и, благодаря большей длительности импульса, примерно на порядок меньшей плотности тока для плазменных катодов.

Рабочая область давлений вышеупомянутых источников импульсных электронных пучков лежит в пределах 10^{-2} – 10^{-1} Па. Проведенные нами исследования эмиссионных свойств плазмы при повышенных давлениях привели к созданию плазменных источников электронов, эффективно функционирующих при давлениях 1–15 Па [5–8]. Указанные давления относятся к форвакуумному диапазону и легко достигаются использованием только механических средств откачки. Форвакуумные плазменные источники электронов основаны на тлеющем разряде с полым катодом и способны генерировать в непрерывном режиме цилиндрические и ленточные электронные пучки с энергией до 20 кэВ и мощностью в несколько киловатт. Привлекательность генерации в форвакуумной области давлений импульсных электронных пучков с высокой плотностью энергии в импульсе связана, прежде всего, с открывающимися возможностями кратковременной электронно-лучевой обработки поверхности в присутствии химически активных газов (например, одновременное оксидирование или азотирование поверхности). Кроме того, существование в области транспортировки пучка плотной плазмы [9] обуславливает также возможность обработки импульсным электронным пучком диэлектрических материалов.

¹ Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 09-08-00147, 08-08-12005, 10-08-00257) и Федерального агентства по образованию (грант 2.1.2/1951).

Изучение особенностей формирования импульсных электронных пучков в системах с плазменным катодом в форвакуумной области давлений, а также выяснение причин, ограничивающих амплитуду импульса тока, представляет собой содержание исследований, результаты которых изложены в настоящей статье.

1. Техника эксперимента

Эксперимент проводился с форвакуумным плазменным электронным источником, электродная схема которого (рис. 1) не имела принципиальных отличий от той, которая ранее применялась в непрерывном режиме работы [5]. Ее основные элементы: полый катод 1, анод 2, выполняющий роль эмиссионного электрода, с отверстием 3, перекрытым мелкоструктурной сеткой, ускоряющий электрод 4, фокусирующая система 5. Диаметр эмиссионного отверстия 3 составлял 10 мм. Постоянное ускоряющее напряжение U_a прикладывалось к промежутку анод 2 – ускоряющий электрод 4. На катод 1 подавались отрицательные импульсы напряжения U_d амплитудой 1–2,5 кВ

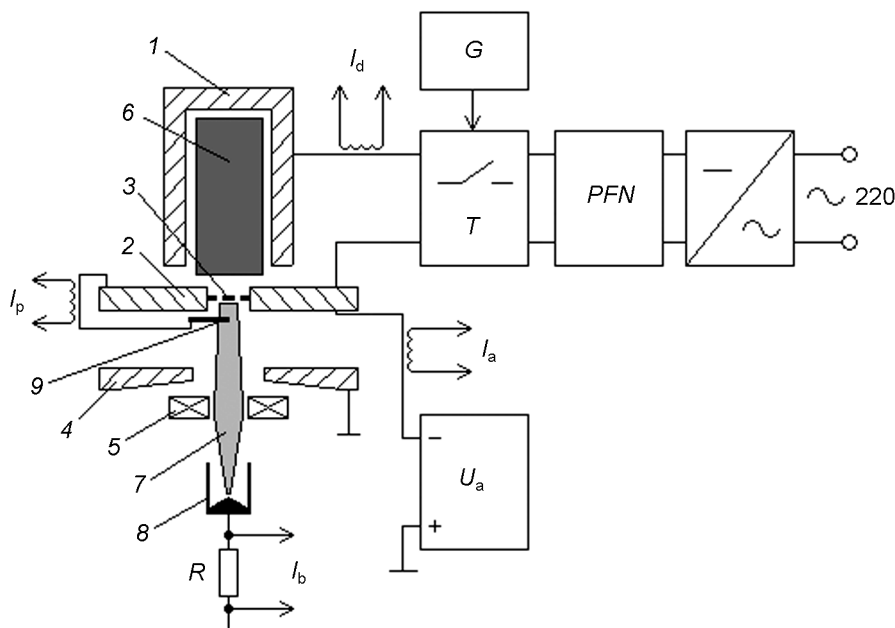


Рис. 1. Плазменный источник электронов: 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – эмиссионное отверстие; 4 – ускоряющий электрод; 5 – фокусирующая система; 6 – плазма; 7 – пучок; 8 – цилиндр Фарадея; 9 – коллектор ионов

от искусственной формирующей линии PFN. При зажигании разряда напряжение падало до 300–600 В. Амплитуда импульсов регулировалась изменением величины постоянного напряжения, заряжающего формирующую линию. В качестве коммутирующего элемента использовался тиратрон T , управляемый генератором G . Длительность импульса составляла 35 мкс при частоте следования импульсов 10 Гц. Появление разрядного тока означало возникновение плазмы 6 в катодной полости. Электроны из плазмы проникали сквозь ячейки сетки в ускоряющий промежуток, где происходило формирование пучка 7. Пучок улавливался цилиндром Фарадея 8. Измерения токов осуществлялись с помощью поясов Роговского, сигнал с которых подавался на осциллограф Tektronix TDS 2004B. Причем ток I_a эмиссии измерялся в цепи питания ускоряющего промежутка. Сигнал, пропорциональный току I_b пучка, снимался с резистора R сопротивлением 0,5 Ом в цепи цилиндра Фарадея. Изменение давления производилось напуском газа (воздуха) в вакуумную камеру. Для измерения обратного ионного тока использовался плоский коллектор 9, размещенный непосредственно на аноде 2 со стороны ускоряющего промежутка (рис. 1). Коллектор 9 выполнен из медной фольги толщиной 1 мм в виде сектора круга ($51,4^\circ$) радиусом 20 мм, достаточным для перехвата всех обратных ионов в этом секторе. Центр сектора совпадал с осью системы. Ионный коллектор прикрыт керамической пластинкой со стороны, обращенной к эмиссионному отверстию 3. Ток коллектора I_c регистрировался поясом Роговского. Полный ионный ток I_i оценивался как $I_i = 7I_c/(1+\gamma)$, где γ – коэффициент ионно-электронной эмиссии меди. В нашем случае принималось, что γ изменяется линейно от 0,1 до 1,5 при изменении энергии ионов от 1 до 15 кэВ [10].

Значения максимального тока пучка I_{bm} и критического тока обратных ионов I_{ic} фиксировались на уровне, при превышении которого происходил пробой ускоряющего промежутка в течение импульса тока.

2. Результаты эксперимента и их обсуждение

Типичные осциллограммы измеряемых величин представлены на рис. 2. Как показали измерения, обратный ионный ток составляет заметную долю от тока электронного пучка и возрастает с его увеличением. При фиксированном токе пучка ионный ток слабо зависит от ускоряющего напряжения и возрастает с повышением давления. Отношение ионного тока к току пучка составляет примерно десять процентов при малых токах и снижается до 4–5 % при максимальных токах (рис. 3). Результаты аналогичных измерений для плазменных электронных источников, функционирующих в диапазоне давлений 0,01–0,1 Па [11, 12], дали величины, не превышающие одного

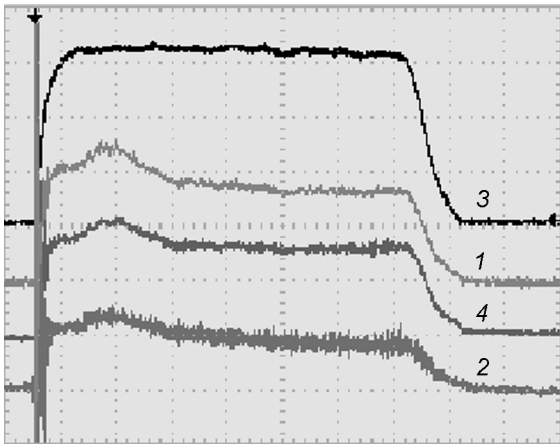


Рис. 2. Осциллограммы измеряемых сигналов (5 мкс/дел.): кр. 1 — ток эмиссии I_a (0,5 А/дел.); кр. 2 — ток ионов (20 мА/дел.); кр. 3 — ток разряда (4 А/дел.); кр. 4 — ток пучка (0,2 А/дел.)

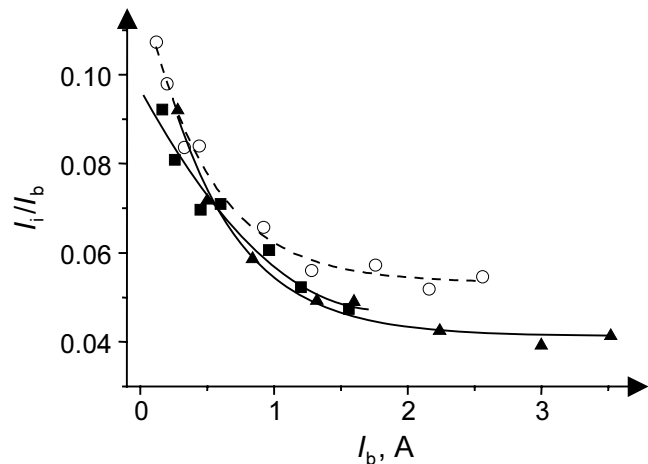


Рис. 3. Отношение ионного тока к току электронного пучка в зависимости от тока электронного пучка для различных ускоряющих напряжений давлений: ■ — 10 кВ; ○, ▲ — 14 кВ; ■, ▲ — 7,4 Па; ○ — 8,2 Па

процента, т.е. на порядок ниже значений, полученных в настоящей работе. Превышение ионным током известной величины $I_b \sqrt{m/M}$ требует указания источника ионов. На наш взгляд, таким источником является плазма, образованная электронным пучком за ускоряющим электродом. В этой области ионы имеют возможность накапливаться, что в условиях ограниченной эмиссии катода и приводит к превышению ионного тока над указанной выше величиной [13].

Ток электронного пучка в импульсе ограничен пробоем ускоряющего промежутка. Поскольку ток пучка регулируется разрядным током, то ограничение тока пучка обусловлено невозможностью дальнейшего увеличения разрядного тока. Максимальный ток пучка I_{bm} , т.е. ток, при превышении которого происходит пробой, заметно возрастает с увеличением ускоряющего напряжения (рис. 4). Повышение давления газа слабо сказывается на величине максимального тока при ускоряющих напряжениях до 10 кВ и снижает этот ток при больших напряжениях. Снижение I_{bm} наблюдалось и при

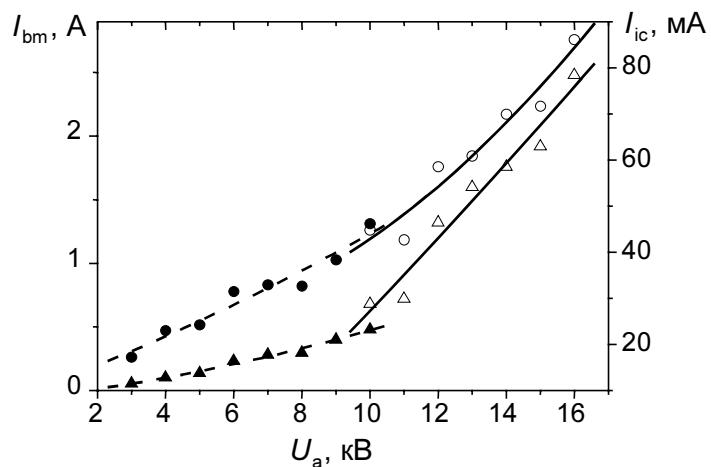


Рис. 4. Максимальный ток пучка I_{bm} (Δ, ▲) и критический ток ионов I_{ic} (○, ●) как функции ускоряющего напряжения U_a при различных давлениях: Δ, ○ — 8,2 Па; ▲, ● — 13,6 Па

увеличении размера ячейки эмиссионной сетки. Критический ионный ток I_{ic} , соответствующий наступлению пробоя, также растет с повышением ускоряющего напряжения и слабо зависит от давления (рис. 4).

Представленные результаты свидетельствуют о возможности эффективного извлечения электронов из плазмы импульсного разряда в форвакуумном диапазоне давлений. Максимальные значения тока пучка (до 10 А) при ускоряющих напряжениях до 20 кВ) на порядок превышают аналогичные величины для непрерывных пучков. Причиной, ограничивающей дальнейшее увеличение тока, является пробой ускоряющего промежутка. Ранее при исследовании непрерывного режима работы форвакуумного плазменного электронного источника было установлено существование двух типов пробоя [7]: «плазменного», вызванного проникновением эмиссионной плазмы из разрядной области в ускоряющий промежуток, и «электродного», обусловленного образованием и развитием катодного пятна на эмиссионном электроде. Преимущественный тип пробоя определялся давлением газа и размером ячейки сетки в эмиссионном электроде. Анализ результатов настоящей работы, в частности возрастания I_{bm} и I_{ic} с увеличением ускоряющего напряжения (рис. 4), позволяет прийти к выводу о том, что в импульсном режиме в использованном диапазоне параметров эксперимента пробой по «плазменному» механизму является доминирующим. Характер зависимостей, приведенных на рис. 4, обусловлен тем, что увеличение ускоряющего напряжения препятствует проникновению эмиссионной плазмы в ускоряющий промежуток за счет увеличения протяженности слоя пространственного заряда, отделяющего эмиссионный электрод от плазмы [7]. По этой причине для наступления пробоя требуется более высокая плотность плазмы. Она же обеспечивает большие значения тока электронного пучка. Существенным отличием реализации пробоя в импульсном режиме оказывается возможность возрастания плотности эмиссионной плазмы в течение одного импульса. Наиболее вероятный механизм такого возрастания тока в плазменных катодах – ионная перезарядка [12]. Результаты измерений позволяют прийти к заключению о том, что возрастание плотности плазмы и ее выход в ускоряющий промежуток происходят раньше, чем возникнут условия для пробоя на эмиссионном электроде диэлектрических включений, также заряжаемых обратным ионным потоком.

Качественное объяснение отмеченного эффекта может быть дано на основании следующих соображений. Проникновение эмиссионной плазмы в ускоряющий промежуток, т.е. плазменный пробой, определяется условием

$$l < h/2, \quad (1)$$

где l – толщина ионного слоя, отделяющего плазму от эмиссионной сетки; h – шаг ячейки этой сетки. В свою очередь, для оценки толщины слоя может быть использовано выражение [8]

$$l = 2\sqrt{\varepsilon_0 U_l^{3/2} (n\sqrt{ekT_e})^{-1}}, \quad (2)$$

где n – концентрация плазмы вблизи сетки; U_l – падение потенциала на слое. Критическая концентрация n_c , т.е. та, при достижении которой выполняется условие (1), может быть найдена объединением (1) и (2). Задаваясь конкретными значениями $h = 20$ мкм и $U_l = 5$ В, получаем $n_c = 1,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Эту величину, а также условие (1) следует считать ориентировочными.

Для нахождения концентрации n в зависимости от координаты и времени в настоящей работе использована одномерная модель плазмы. Через плазменную границу из ускоряющего промежутка проникают ионы, которые в плазме испытывают резонансную перезарядку на нейтральных молекулах газа. После этого вновь образовавшиеся медленные ионы диффундируют в направлении оси x , перпендикулярной границе плазмы. Координата x отсчитывается от плоскости эмиссионного отверстия в сторону полого катода. Результирующая концентрация плазмы находится как сумма исходной концентрации n_0 и добавки $n(x)$ за счет перезарядившихся ионов. По нашему мнению, разумно предположить, что скорость генерации ионов за счет перезарядки убывает с ростом x по экспоненциальному закону. Это вытекает из экспоненциального спада плотности тока быстрых ионов при постоянстве сечений процессов, выводящих ионы из потока. С учетом этого предположения может быть записано уравнение непрерывности для плотности потока медленных ионов. Это уравнение после преобразований превращается в стандартное уравнение диффузии с рождением частиц [14]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{j_i}{e} Q_p \cdot n_n \cdot \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right), \quad (3)$$

где D – коэффициент диффузии ионов; j_i – плотность тока быстрых ионов из ускоряющего промежутка; Q_p – сечение перезарядки быстрых ионов; n_n – концентрация нейтралей; λ – длина свободного пробега быстрых ионов.

Уравнение (3) было решено численно для набора значений j_i и давлений p . Зависимости $n(x)$ в разные моменты времени, а также зависимости $n(t)$ для $x=0$ показаны на рис. 5 и 6. В вычислениях были использованы значения D и Q_p для азота, поскольку в качестве рабочего газа использовался воздух. Расчетные зависимости $n(t)$ (рис. 6) показывают, что за времена, сравнимые с длительностью импульса, концентрация плазмы может возрасти в несколько раз, обеспечив тем самым выполнение условия (1), а следовательно, и развитие пробоя.

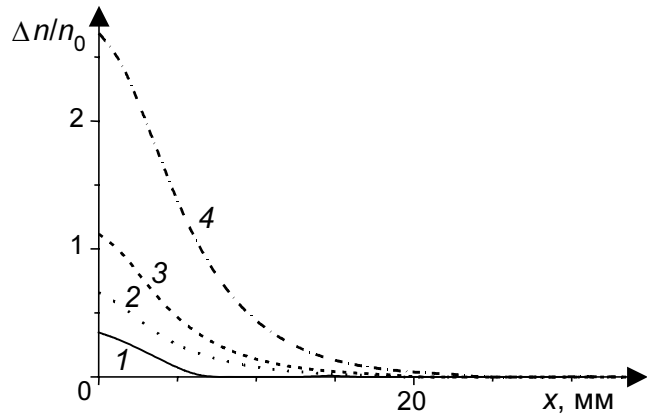


Рис. 5. Относительное приращение концентрации плазмы $\Delta n/n_0$ как функция координаты x для разных моментов времени от начала импульса: кр. 1 – 10 мкс, кр. 2 – 20 мкс, кр. 3 – 36 мкс, кр. 4 – 100 мкс

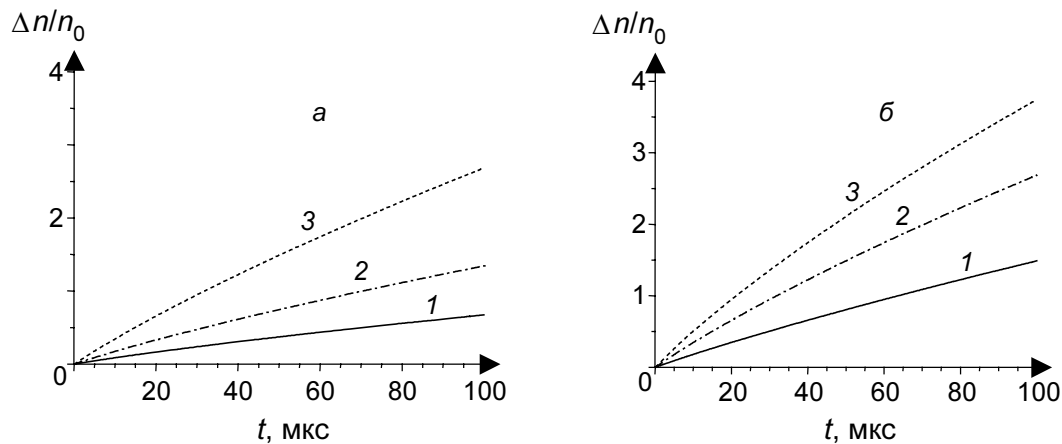


Рис. 6. Относительное приращение концентрации плазмы $\Delta n/n_0$ при $x=0$ как функция времени: а – для разных плотностей ионных токов (кр. 1 – 20 мА/см², кр. 2 – 40 мА/см², кр. 3 – 80 мА/см²) и б – для давлений газа (кр. 1 – 5 Па, кр. 2 – 10 Па, кр. 3 – 15 Па)

Заключение

Для импульсных плазменных электронных источников, функционирующих в форвакуумной области давлений (5–15 Па), величина обратного ионного потока может достигать 5–10 % от тока пучка, что, как минимум, на порядок больше, чем в источниках электронов, функционирующих в традиционной области низких давлений. Именно величина обратного ионного тока становится фактором, определяющим не только максимальную амплитуду импульса тока электронного пучка, но и его максимальную длительность. Естественным ограничением тока пучка плазменных источников электронов на основе тлеющего разряда является переход разряда в дуговую форму. Однако для форвакуумных источников электронов с тлеющим разрядом раньше этого наступает пробой ускоряющего промежутка. Причем в импульсном режиме работы «плазменный» тип пробоя оказывается доминирующим.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов Ю.Ф., Кашинская И.С., Окс Е.М. и др. // Изв. вузов. Физика. – 1995. – Т. 38. – № 10. – С. 42–50.
2. Proskurovsky D.I., Rotstein V.P., and Ozur G.E. // Proc. of 11th Intern. Conf. on High Power Particle Beams. Prague, Czech Rep. – 1996. – V. 1. – P. 259–262.

3. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Назаров Д.С., Карлик К.В. // Письма в ЖТФ. – 1997. – Т. 23. – Вып. 10. – С. 42–46.
4. Девятков В.Н., Коваль Н.Н., Щанин П.М. // ЖТФ. – 1998. – Т. 68. – Вып. 1. – С. 44–48.
5. Бурдовицин В.А., Жирков И.С., Окс Е.М. и др. // ПТЭ. – 2005. – № 6. – С. 66–68.
6. Жирков И.С., Бурдовицин В.А., Окс Е.М., Осипов И.В. // ЖТФ. – 2006. – Т. 76. – Вып. 6. – С. 106–110.
7. Бурдовицин В.А., Куземченко М.Н., Окс Е.М. // Там же. – 2002. – Т. 72. – Вып. 7. – С. 134–136.
8. Бурдовицин В.А., Бурачевский Ю.А., Мытников А.В., Окс Е.М. // Там же. – 2001. – Т. 71. – Вып. 2. – С. 48–50.
9. Бурдовицин В.А., Климов А.С., Окс Е.М. // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т. 35. – Вып. 11. – С. 61–66.
10. Таблицы физических величин: справочник / под ред. акад. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.
11. Grigoryev S.V., Koval N.N., Devjatkov V.N., et al. // Proc. of 15th Int. Symp. on High Current Electronics. – Tomsk, Russia, 2008. – P. 29–32.
12. Груздев В.А., Крейндель Ю.Е., Ларин Ю.И. // ЖТФ. – 1973. – Т. 43. – Вып. 11. – С. 2318.
13. Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. – М.: Энергоиздат, 1982. – С. 80–84.
14. Зельдович Я.Б., Мышкис А.Д. Элементы математической физики. – М.: Наука, 1973. – 351 с.

Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники, г. Томск, Россия
E-mail: MedovnikAV@mail.ru; burdov@fet.tusur.ru

Поступила в редакцию 10.04.09,
после доработки – 30.12.09.

Медовник Александр Владимирович, аспирант;
Бурдовицин Виктор Алексеевич, д.т.н., доцент, профессор каф. физики;
Окс Ефим Михайлович, д.т.н., профессор, профессор каф. физики.