

УДК 537.533.9

ВЛИЯНИЕ ТОКОВОЙ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ И ГЕОМЕТРИИ ОБРАТНОГО ТОКОПРОВОДА НА ТРАНСФОРМАЦИЮ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ПУЧКА В ПЛАЗМЕННОМ КАНАЛЕ

Т.В. Коваль, Ле Ху Зунг

Томский политехнический университет
E-mail: tvkoval@mail.ru

Теоретически исследовано влияние параметров системы и пучка на трансформацию поперечного сечения пучка в аксиально-неоднородном магнитном поле обратного токопровода. Показано, что трансформация сечения слабoreлятивистского электронного пучка, компенсированного по заряду, зависит от геометрии токопровода, уровня токовой нейтрализации и начального распределения плотности электронов.

Ключевые слова:

Электронный пучок, плазма, канал транспортировки, трансформация, магнитное поле.

Key words:

Electron beam, plasma, transport channel, transformation, magnetic field.

Введение

Широкоапертурные (десятки см²) нерелятивистские (10...30 кэВ) сильноточные (до 25 кА) электронные пучки (НСЭП) широко применяются для модификации поверхностных слоев материалов. Характерная длительность импульса НСЭП составляет несколько микросекунд, что обеспечивает высокую плотность энергии пучка (до 20 Дж/см²), достаточную для импульсного оплавления любых электропроводящих материалов, включая тугоплавкие [1, 2].

Управление параметрами пучка, в том числе его формой и распределением плотности энергии в поперечном сечении традиционно является актуальной задачей. Например, при обработке крупногабаритных изделий приходится сканировать пучок по их поверхности. В этом случае наиболее рациональной является прямоугольная (квази-прямоугольная) форма поперечного сечения пучка, позволяющая увеличить шаг сканирования и, следовательно, производительность процесса. В то же время с точки зрения формирования пучка и из конструктивных соображений удобнее аксиально-симметричные электронные пушки. Таким образом, во избежание значительных потерь тока данную трансформацию пучка целесообразно осуществлять на коротком отрезке (несколько см) в конце канала транспортировки. В сильноточных электронных источниках аксиально-неоднородное магнитное поле может быть сформировано обратным токопроводом в виде плоских шин или шпилек, прикрепленных к коллектору. На рис. 1 представлена схема рассматриваемой системы.

В данной работе проводится моделирование динамики нерелятивистского электронного пучка в плазмонаполненной трубе дрейфа, исследуется влияние токовой нейтрализации и геометрии обратных токопроводов на конфигурацию и распределение плотности электронов на мишени.

Математическая модель

Пусть в общем случае транспортировка электронного пучка к мишени происходит в трубе дрейфа, заполненной плазмой во внешнем продольном магнитном поле. В декартовой системе координат (x, y, z) с осью z, ориентированной вдоль оси трубы дрейфа, будем учитывать, что электроны взаимодействуют с внешним магнитным полем $\mathbf{B}(B_z, B_r)$, собственными полями электронного пучка $\tilde{\mathbf{B}}_\theta$, и магнитным полем $\mathbf{B}_k(B_x, B_y)$ тока электронов, осаждающихся на проводящую мишень-коллектор и с магнитным полем обратного токопровода (пластинок или шпилек) $\mathbf{B}_l(B_x, B_y)$.

В этом случае движение слабoreлятивистских электронов от эмиттера к мишени и формирование огибающей электронного пучка с учетом изменения его радиуса и плотности тока описывается системой уравнений:

$$\ddot{x} = -\frac{r_b e B_{\theta, m} A}{r^2 \beta_z \gamma m_0} x - \frac{e B_z}{\gamma m_0 c} \dot{y} + \frac{e \beta_z}{\gamma m_0} \tilde{B}_r y + \frac{e}{\gamma m_0 c} (B_{add, y} \dot{z} - B_{add, z} \dot{y}), \quad (1)$$

$$\ddot{y} = -\frac{r_b e B_{\theta, m} A}{r^2 \beta_z \gamma m_0} y + \frac{e B_z}{\gamma m_0 c} \dot{x} - \frac{e \beta_z}{\gamma m_0} \tilde{B}_r x - \frac{e}{\gamma m_0 c} (B_{add, x} \dot{z} - B_{add, z} \dot{x}), \quad (2)$$

$$\ddot{z} = \frac{r_b e B_{\theta, m}}{r^2 \gamma m_0} (1 - f_M) (\beta_x x + \beta_y y) - \frac{e}{\gamma m_0} \tilde{B}_r (\beta_x y - \beta_y x) - \frac{e}{\gamma m_0} E_z + \frac{e}{\gamma m_0 c} (B_{add, x} \dot{y} - B_{add, y} \dot{x}), \quad (3)$$

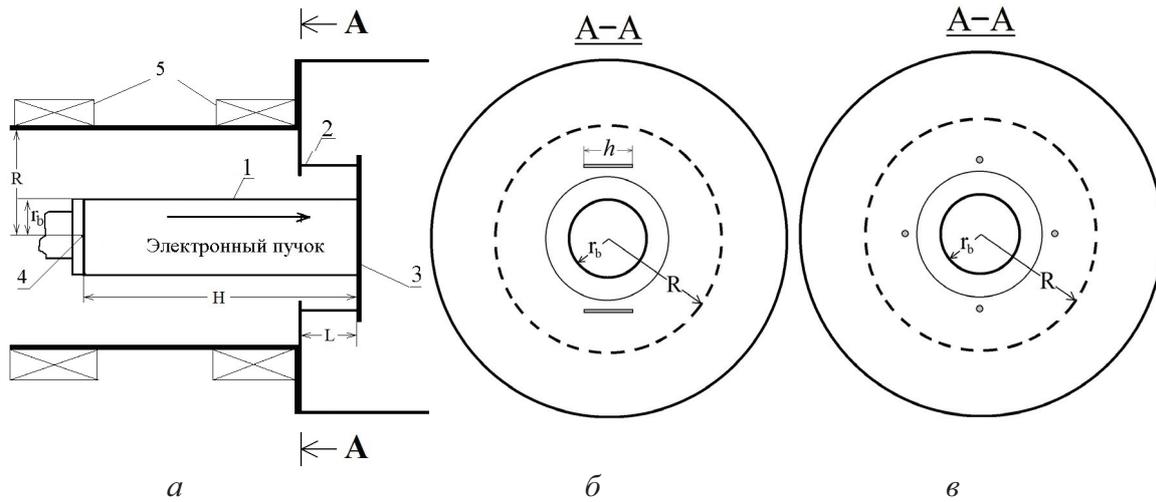


Рис. 1. Схема канала транспортировки (а) и проекции с токопроводом – 2 шины (б) и 4 шпильки (в); 1) электронный пучок; 2) обратный токопровод; 3) мишень; 4) инжектор; 5) соленоиды

где $\beta_z = \dot{z}/c$, $\beta_x = \dot{x}/c$, $\beta_y = \dot{y}/c$, $\gamma^{-2} = 1 - \beta_x^2 - \beta_y^2 - \beta_z^2$, $A = \beta_z^2(1 - f_M) - 1 + f_e$, $\vec{B}_r = -(1/2)(\partial B_z / \partial z)$, $\vec{B}_{add} = \vec{B}_T + \vec{B}_K$; e и m_0 – заряд и масса электрона; $B_{\theta,m} = 2I_n / r_b c$ – максимальное значение собственного магнитного поля, $I_n = I_b + I_{pe}$ – суммарный ток пучка и электронов плазмы; $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, r_b и R – радиусы пучка и трубы дрейфа; f_M и f_e – степени токовой и зарядовой нейтрализации. Уравнения (1)–(3) допускают аналитические оценки в предположении, что скорости электронов и плотность зарядов не имеют пространственного распределения. В общем случае система уравнений (1)–(3) решается численно.

Степени зарядовой f_e и токовой нейтрализации и f_M изменяются в пределах $[0, 1]$ и определяются плотностью плазмы, заполняющей трубу дрейфа. В плазмонаполненном канале во избежание формирования виртуального катода и потерь пучка необходимо, чтобы плотность плазмы $n_{pe} > n_b = I_b / I_A \pi r_b^2 r_{кл} \beta_z$, где n_b – плотность электронов пучка; $I_A = 17$ кА; $r_{кл} = e^2 / m_0 c^2$. Если выполняется условие $c / \omega_{pe} \ll r_b$, то на фронте тока пучка возникает токовая нейтрализация в результате возбуждения электрического поля

$$E_z = -\frac{\pi r_b^2 L}{c^2} \frac{dj_n}{dt}, \quad (4)$$

ускоряющего электроны плазмы; ω_{pe} – ленгмюровская частота электронов плазмы; $L = 2[\ln(R_c / r_b) + 0,25]$; j_n – суммарная плотность тока $j_n = j_{pe} + j_b$. Время существования токовой нейтрализации τ_d (время диффузии магнитного поля) определяется проводимостью плазмы $\sigma = \omega_{pe}^2 / 4\pi v_{eff}$:

$$\tau_d = \frac{1}{v_{eff}} \left(\frac{r_b \omega_{pe}}{c} \right)^2,$$

где v_{eff} – эффективная частота столкновений электронов плазмы с нейтралами и ионами.

Учитывая, что $j_n = \sigma E_z$, можно получить выражение для степени токовой нейтрализации [3]

$$f_M(r) = \frac{L \tau_d}{4 \tau_f} \left[1 - \exp\left(-\frac{4t_f}{Lt_d}\right) \right], \quad (5)$$

τ_f – длительность фронта пучка, $\tau_f < \tau_d$.

При решении системы (1)–(3) для магнитных полей токопровода и соленоидов использовались аналитические выражения [4], которые имели хорошее согласование с расчетными полями, полученными с помощью пакета MATLAB и COMSOL Multiphysics.

Магнитное поле тока мишени зависит от конфигурации обратного токопровода. Если обратный токопровод – две шины, прикрепленные к мишени и параллельные оси OX, то ток электронов, падающих на мишень, имеет направление $y > 0$ и $y < 0$. В этом случае основное влияние на движение электронов оказывает B_{Kx} составляющая магнитного поля тока мишени. В работе [3] для бесконечно тонкой проводящей ленты шириной h , для магнитного поля B_{Kx} получено выражение

$$B_{K,x}(x, z) = \frac{2I_k}{ch} \left(\arctg \frac{h+2x}{2(z+H)} + \arctg \frac{h-2x}{2(z+H)} \right).$$

При $h - 2x \ll z + H$ магнитное поле тока мишени спадает с увеличением расстояния до мишени: $B_{K,x} \approx (h+2x) / 2(z+H)$, $I_k = I_b / 2$ – ток электронов, стекающих по мишени.

Численные расчеты

Исследование транспортировки НСЭП проводилось путём численного решения уравнений движения электронов с помощью пакетов MATLAB и COMSOL Multiphysics в предположении полной зарядовой нейтрализации. Параметры системы и пучка, используемые в расчетах, соответствуют параметрам эксперимента [5–7]: энергия электронов 27 кэВ; $\beta_x = \beta_y = 0$ в плоскости инжекции, радиус пучка на входе в канал транспортировки $r_b = 4,25$ см; ток пучка $I_b = 20$ кА; радиус трубы дрейфа

$R=10,3$ см; длина трубы от плоскости катода $H=18,5$ см; время фронта тока пучка $\tau_f=300$ нс; плотность ионов плазмы $2 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$; $\sigma=1586$ нс $^{-1}$; время диффузии магнитного поля $\tau_f=400$ нс; уровень токовой нейтрализации $f_{Mf}=0,555$.

В расчетах рассматривались токопроводы: симметричный токопровод (труба дрейфа); две плоские параллельные шины длиной $L=4$ см и шириной $h=3 \dots 9$ см (ток в каждой шине $I=10$ кА); четыре параллельные шпильки длиной $L=4$ см и диаметром $d=0,5$ см (ток в каждой шпильке 5 кА).

Из решения системы уравнений (1)–(3) следует, что траектории электронов пучка в канале транспортировки представляют собой колебательное движение электронов [4, 6], высокочастотное, обусловленное действием внешнего магнитного поля B_z , и винтовое низкочастотное движение, обусловленное собственным полем пучка B_θ и магнитным полем тока мишени B_K и токопровода B_T . Поля B_K и B_T приводят к несимметричному отклонению пучка на мишени относительно оси симметрии трубы дрейфа. Отклонение пучка от оси симметрии увеличивается с возрастанием I_b .

На рис. 2 показаны автографы пучка на мишени для разных токопроводов и степени токовой нейтрализации $f_{Mf}=0,555$. Увеличение диаметра пучка на выходе из канала транспортировки (рис. 2), обусловлено радиальной составляющей магнитного поля на краю соленоида. В аксиально-симметричном обратном токопроводе (трубе дрейфа) не происходит изменения симметрии пучка (рис. 2, а), от-

клонение от симметрии имеет место при несимметричных токопроводах (рис. 2, б, в). На рис. 2, б, и 2, в, приведены проекции пучка без учета влияния магнитного поля токопроводов B_T и с учетом поля B_T . Из сравнения проекций видно, что на трансформацию сечения пучка магнитное поле токопровода оказывает существенно большее влияние, чем магнитное поле тока мишени. В случае токопровода из двух шин пучок на мишени имеет форму, напоминающую прямоугольную (рис. 2, б). Длины сторон этого прямоугольника зависят от размеров шин и расстояния между ними. В случае токопровода, состоящего из четырёх шпилек или шин, форма пучка на мишени близка к квадрату (рис. 2, в).

Одним из важных вопросов при транспортировке пучка является распределение плотности электронов на мишени. На рис. 3 показаны автографы пучка, имеющего однородную плотность электронов $\rho(r, z=0)=const$ на входе в канал транспортировки.

Из рис. 3 видно, что при несимметричных токопроводах распределение плотности электронов на мишени становится неоднородным. Перераспределение плотности электронов происходит с изменением сечения пучка при сохранении его площади. В источниках со взрывоэмиссионных катодом [1, 2] плотность пучка в плоскости инжекции имеет распределение с максимумом в центре. Будем считать, что распределение плотности электронов на входе в трубу дрейфа определяется законом $\rho(r, z=0)=n_{b0}(2-r^2/r_b^2)$.

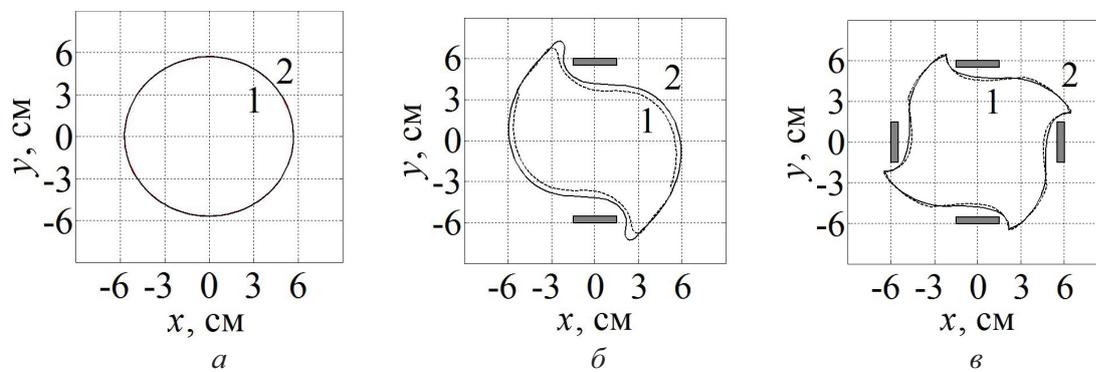


Рис. 2. Конфигурации пучка на мишени для разных токопроводов: а) аксиально-симметричный; б) 2 пластинки; в) 4 шпильки; $B_{add}=B_T+B_K$ (---), $B_{add}=B_T$ (—)

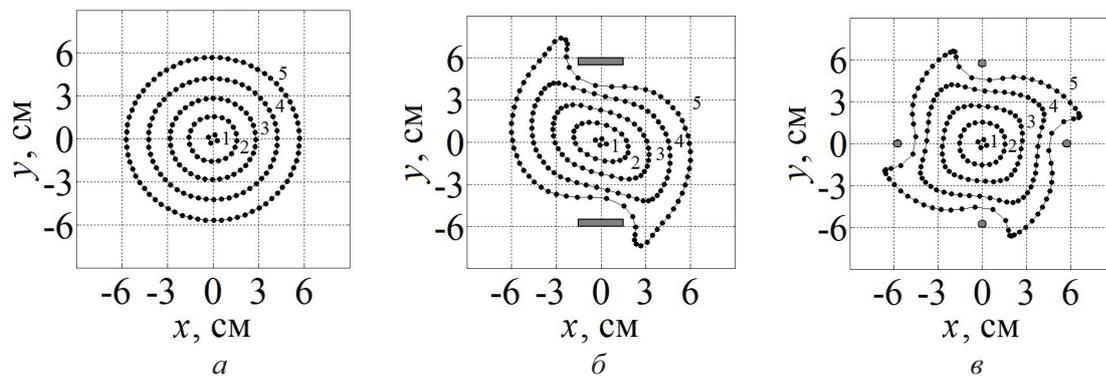


Рис. 3. Автограф электронного пучка на мишени: а) аксиально-симметричный; б) 2 пластинки; в) 4 шпильки

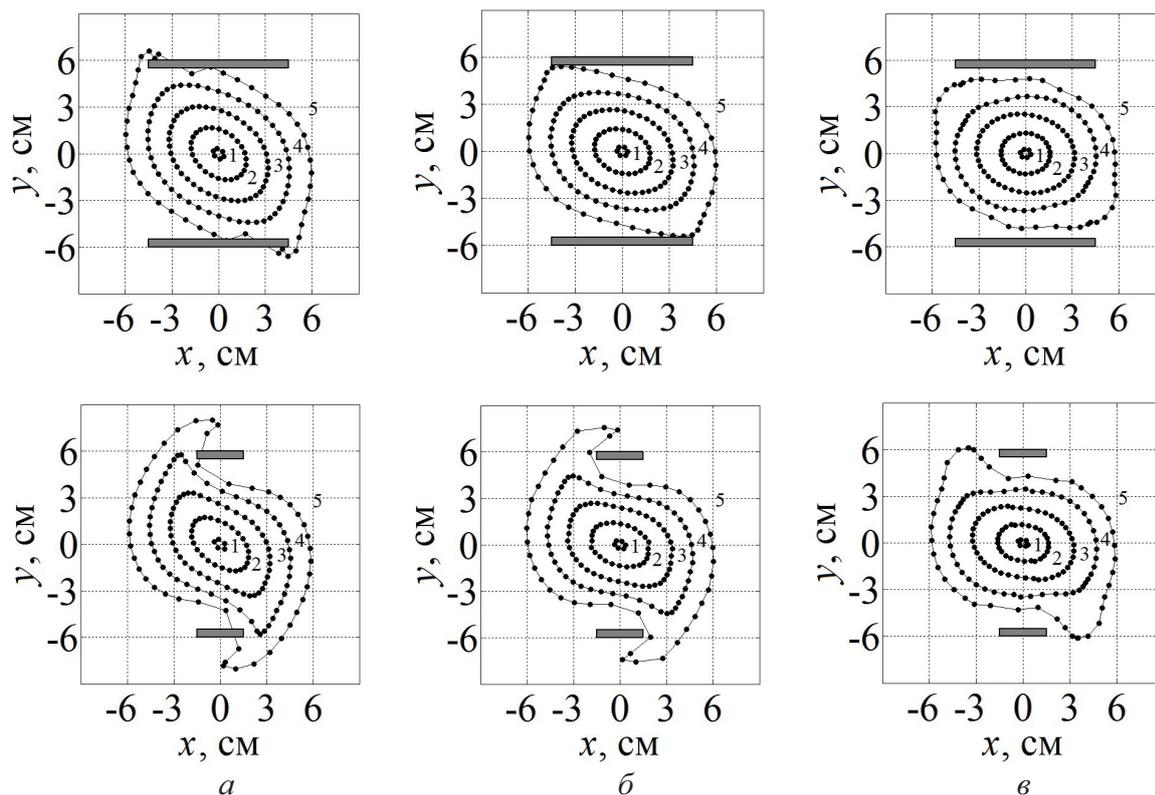


Рис. 4. Автографы пучка на мишени при ширине шины 9 см (вверху) и 3 см (внизу): а) $f_M=1$; б) $f_M=0,555$; в) $f_M=0$

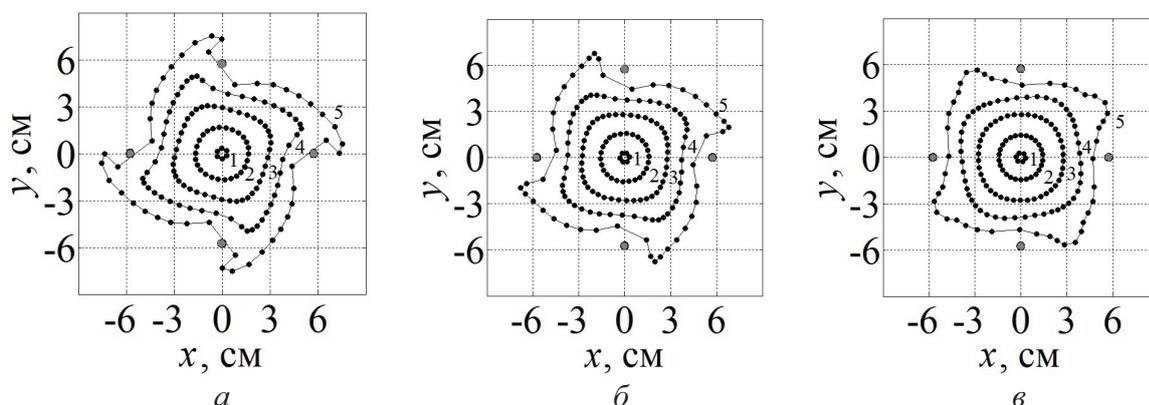


Рис. 5. Автографы пучка на мишени: а) $f_M=1$; б) $f_M=0,555$; в) $f_M=0$

Возбуждение индуцированного на фронте пучка поля E_z обуславливает токовую нейтрализацию, а также уменьшение продольной скорости электронов при транспортировке пучка к мишени, как видно из ур. (3). Представляет интерес влияние уровня токовой нейтрализации f_M – на конфигурацию пучка. Рассмотрим случаи: $f_M=1$ полная токовая нейтрализация, $f_M=0,555$ и $f_M=0$. Автографы пучка с начальным распределением $\rho(r, z=0)=n_{i0}(2-r^2/r_b^2)$ при разных значениях f_M показаны на рис. 4, 5. Из рис. 4, 5 можно видеть также влияние геометрии токопроводов на трансформацию сечения пучка.

На рис. 4 представлены автографы пучка на мишени для токопровода в виде двух шин.

На рис. 5 представлены автографы пучка на мишени для токопровода в виде четырех шпилек для

разных значений токовой нейтрализации. Из сравнения рис. 4, 5 видно, что при токопроводе в виде узких пластин или шпилек наблюдается наибольшее отклонение краевых частиц на мишени от начального радиуса пучка, следовательно происходит наибольшая деформация пучка.

Деформация сечения пучка обуславливает перераспределение плотности электронов. Неоднородное начальное распределение электронов трансформируется за счет изменения конфигурации сечения и становится более пологим, и даже близким к однородному в центральной части пучка (рис. 4, а).

Существенное влияние на автограф пучка оказывает уровень токовой нейтрализации. Чем выше значение токовой нейтрализации, тем больше угол поворота автографа на мишени (рис. 4, 5). При уве-

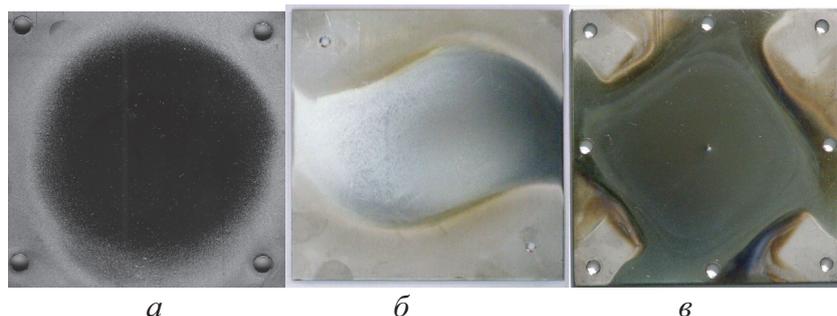


Рис. 6. Автографы пучка на мишени при различных токопроводах: а) аксиально-симметричный; б) 2 пластинки; в) 4 пластинки

личении токовой нейтрализации уменьшается собственное магнитное поле пучка и увеличивается роль радиальной составляющей ведущего магнитного поля на движение краевых электронов. Это обусловлено тем, что при колебательном движении электронов происходит трансформация поперечной скорости в продольную и наоборот, и у краевых электронов поперечная составляющая скорости значительно выше, чем у центральных [3, 4].

Результаты численного исследования находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами. На рис. 6 показаны экспериментальные автографы пучка, полученные в работах [5, 6].

Определение уровня токовой нейтрализации в эксперименте, а также управление токовой нейтрализацией остаются трудной задачей на практике. Однако полученные в численном эксперименте автографы пучка позволяют судить о величине токовой нейтрализации в реальном эксперименте и выработать рекомендации по управлению конфигурацией пучка на мишени. Из сравнения расчетных (рис. 4, 5) и экспериментальных (рис. 6) автографов пучка на мишени можно сделать вывод, что транспортировка в плазменном канале происходит при частичной токовой нейтрализации, которая может быть $\sim 0,4 \dots 0,5$.

Заключение

В сильноточных электронных источниках в конце канала транспортировки можно осуществлять трансформацию круглого сечения пучка в аксиаль-

но-неоднородном магнитном поле, сформированном обратным токопроводом в виде плоских шин или шпилек, прикрепленных к коллектору-мишени.

Математическая модель транспортировки в плазмонаполненном канале нерелятивистского сильноточного электронного пучка позволяет определить влияние токовой нейтрализации и геометрии обратного токопровода на автограф пучка на мишени.

В системе с токопроводами в виде узких пластин или шпилек наблюдается наибольшее изменение формы круглого сечения пучка, на мишени сечение пучка близко к прямоугольному или квадратному соответственно.

Деформация сечения пучка при транспортировке пучка к мишени сопровождается изменением распределения плотности электронов. Однородный на входе в трубу дрейфа пучок при трансформации сечения становится неоднородным по плотности с максимумом в центре. При этом неоднородное начальное распределение электронов за счет изменения конфигурации сечения становится более пологим на мишени и даже близким к однородному в центральной части пучка при высокой токовой нейтрализации.

Полученные в численном эксперименте автографы пучка на мишени позволяют судить о величине токовой нейтрализации в реальном эксперименте и выработать рекомендации по управлению конфигурацией пучка на выходе из канала транспортировки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Markov A.V. Low-Energy, High-Current Electron Beams // *Laser & Particle Beams*. – 2003. – V. 21. – P. 157–174.
2. Ozur G.E., Popov S.A., Lazutkin M.N. Losses of Low-Energy, High-Current Electron beam at its Transportation through Plasma Channel // *Proc. of the 13th Symp. on High Current Electronics*. – Tomsk, Russia, Sept. 21–26, 2008. – Tomsk, 2008. – P. 47–50.
3. Григорьев В.П., Коваль Т.В. Влияние магнитного поля тоководящих систем на движение электронного пучка // *Известия вузов. Физика*. – 2006. – Т. 49. – № 5. – С. 44–47.
4. Коваль Т.В., Ле Х.З. Трансформация в канале транспортировки поперечного сечения электронного пучка компенсированного по заряду // *Известия Томского политехнического университета*. – 2010. – Т. 317. – № 2. – С. 129–132.
5. Grigoriev V.P., Koval T.V., Ozur G.E., Nefyodtsev E.V. High-Current, Low-Energy Electron Beam Transportation through Plasma Channel in a Guide Magnetic Field // *Proc. of 17th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams*. – Xi'an, P.R. China, July 6–11, 2008. – Xi'an, 2008. – P. 186–189.
6. Озур Г.Е., Григорьев В.П., Карлик К.В., Коваль Т.В., Ле Ху Зунг // Управление формой поперечного сечения нерелятивистского сильноточного электронного пучка с помощью обратных токопроводов // *Журнал технической физики*. – 2011. – Т. 81. – Вып. 9. – С. 100–105.
7. Григорьев В.П., Коваль Т.В., Озур Г.Е. // Формирование и транспортировка низкоэнергетических сильноточных электронных пучков в плазмонаполненном диоде во внешнем магнитном поле // *Журнал технической физики*. – 2010. – Т. 80. – Вып. 1. – С. 103–109.

Поступила 20.06.2011 г.