УДК 537.533.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ВСТАВКИ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Т.В. Коваль, Ле Ху Зунг

Томский политехнический университет
E-mail: lehuydungvn@gmail.com

Рассмотрена транспортировка низкоэнергетического сильноточного электронного пучка, компенсированного по заряду, в аксиально-симметричном магнитном поле и в несимметричном магнитном поле обратного токопровода при наличии ферромагнитных вставок, расположенных за коллектором. Численно исследовано влияние геометрических размеров и свойств материала цилиндрических вставок (сплошной и полой) на распределение плотности пучка на коллекторе. Показано, что с помощью ферромагнитных вставок можно управлять сечением и распределением плотности электронного пучка на мишени.

Ключевые слова:
Электронный пучок, плазма, канал транспортировки, трансформация, магнитное поле, ферромагнетик.

Key words:
Electron beam, plasma, transport channel, transformation, magnetic field, ferromagnet.

Введение

Низкоэнергетические (10...30 кэВ) сильноточные (до 25 кА) электронные пучки применяют для поверхностной обработки материалов и изделий. В импульсном электронном источнике со взрывоэмисионным катодом [1] получены сильноточные микросекундные (до 5 мкс) электронные пучки с плотностью энергии до 20 Дж/см^2. Одна из важных задач при использовании импульсных электронных источников – это управление формой и распределением плотности электронного пучка на мишени.

Транспортировка сильноточного электронного пучка к мишени в протяженных плазменных каналах с малыми потерями тока возможна только в ведущем магнитном поле (1,5...2 кГс), которое ограничивает самофокусировку пучка собственным магнитным полем (более 1 кГс) [2]. Транспортировка электронного пучка без изменения его формы осуществляется в аксиально-симметричном ведущем магнитном поле [3]. Преобразование формы пучка круглого сечения осуществляется в конце канала транспортировки во избежание потерь тока пучка в аксиально-неоднородном магнитном поле. Неоднородное магнитное поле специальной конфигурации формируется обратным токопроводом, сконструированным в виде прямоугольных пластин или ряда шпилек, прикрепленных к мишени [4–6].

В ряде случаев трудно исключить краевые эффекты соленоида на выходе из трубы дрейфа, которые приводят к увеличению сечения пучка на мишени. В несимметричном магнитном поле обратного токопровода краевые электроны образуют «завихрения» вокруг шпилек или пластин токопровода, что является нежелательным эффектом при формировании прямоугольного сечения пучка на мишени [7]. Для решения обозначенных проблем предлагается использовать ферромагнитную вставку, расположенную за мишенью, которая видоизменяет распределение силовых линий напряженности магнитного поля и оказывает влияние на размеры и распределение плотности электронного пучка на мишени.

В данной работе проводится моделирование транспортировки нерелятивистского сильноточного электронного пучка в аксиально-симметричном и несимметричном магнитных полях при наличии ферромагнитной вставки. Схема канала транспортировки, соответствующая эксперименту, представлена на рис. 1. Моделирование проводится методом огибающей [8] и методом крупных частиц (PIC код KARAT). Исследуется влияние материала и геометрии ферромагнитной вставки на конфигурацию и распределение плотности электронного пучка на мишени.

Считаем, что транспортировка электронного пучка в канале происходит в условиях зарядовой нейтрализации. В этом случае динамику, распределение скоростей и параметры пучка на выходе из трубы дрейфа определяют следующие магнитные поля: аксиальное поле соленоидов, поле токопровода (пластинок или шпилек), поле тока электронов, осаждающихся на проводящую мишень-коллектор, собственное поле пучка, связанное с током электронов, и поле ферромагнетика. Движение слаборелятивистских электронов и формирование огибающей электронного пучка с учетом изменения его радиуса и плотности тока описывается системой уравнений [7]:

$$\frac{\partial \boldsymbol{p}}{\partial t} + (\boldsymbol{v} grad)\boldsymbol{p} = -\frac{e}{c}[\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}]. \qquad (*)$$

Здесь $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{v}$ – импульс и скорость электронов; $\boldsymbol{B}$ – суммарное магнитное поле; e –заряд электрона; c – скорость света. Система (*) в общем случае решается численно с применением пакетов MATLAB и COMSOL Multiphysics. Параметры системы и пучка, используемые в расчетах, соответствуют эксперименту [5, 6]: энергия электронов 27 кэВ; радиус пучка на входе в канал транспортировки r_{b0}=4,25 см; ток пучка I_b=20 кА; радиус трубы

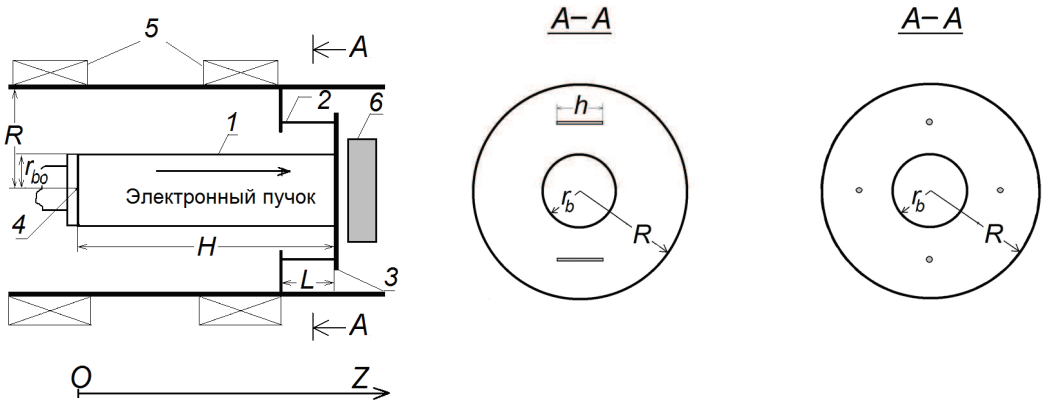

Рис. 1. *Схема канала транспортировки и проекции с токопроводами: 1 – электронный пучок; 2 – обратный токопровод; 3 – мишень; 4 – инжектор; 5 – соленоиды; 6 – ферромагнетик*

дрейфа R=10,3 см; длина трубы дрейфа H=18,5 см. Соленоидами создается ведущее магнитное поле, распределение которого вдоль оси OZ на разных радиусах показано на рис. 2, *а*. Ферромагнитная вставка расположена за мишенью, расстояние между коллектором и вставкой 1 см. Рассматриваются две геометрии вставки: сплошной цилиндр с радиусом R_f=5 см и высотой l=6 см; полый цилиндр с радиусами R_{f1}=4,8 и R_{f2}=8 см и высотой l=4 см. Вставка «стягивает» на себя силовые линии магнитного поля, поэтому может существенно влиять на конфигурацию магнитного поля вблизи коллектора, следовательно, на траектории электронов и распределение плотности пучка на мишени.

Ферромагнитная вставка в аксиально-симметричном магнитном поле

Рассмотрим вначале симметричную систему, в которой отсутствует несимметричный токопровод – 2 (рис. 1). В этом случае распределение суммарного магнитного поля соленоидов и ферромагнитной вставки с намагниченностью $7{,}5\cdot10^5$ А/м представлено на рис. 2, *б*, *в*.

Из рис. 2 видно, что в случае сплошной вставки (*б*) градиент магнитного поля меняет знак по сравнению со случаем без ферромагнетика (*а*), а в случае с полым ферромагнетиком (*в*) смены знака не происходит и градиент магнитного поля даже увеличивается на оси системы. Различие в поведении кривых $B_z(r,z)$ на рис. 2 связано с краевыми эффектами соленоида и ферромагнитной вставки, на краях ферромагнетика происходит увеличение плотности силовых линий магнитного поля и увеличение индукции магнитного поля. Продольное магнитное поле B_z зависит от радиуса: в области соленоида в системе без вставки (рис. 2, *а*) и в конце канала транспортировки для случаев сплошной и полой вставок (рис. 2, *б*, *в*). Это происходит за счет влияния краевых эффектов вставки, превышающих краевые эффекты соленоида.

Рассмотрим влияние намагниченности материала и геометрических размеров вставки на распределение плотности электронного пучка на мишени.

Влияние намагниченности вставки

Численные расчеты показали, что при намагниченности материала вставки меньше, чем 10^4 А/м, практически не происходит изменения начальной плотности электронов пучка. На рис. 3 показано распределение плотности пучка на входе и выходе трубы дрейфа для двух значений намагниченности вставки.

Как видно из рис. 3, с увеличением намагниченности полой вставки, радиус пучка уменьшается и стремится к внутреннему радиусу вставки, на мишени происходит перераспределение плотности по радиусу пучка: плотность в центре пучка уменьшается и на краях увеличивается.

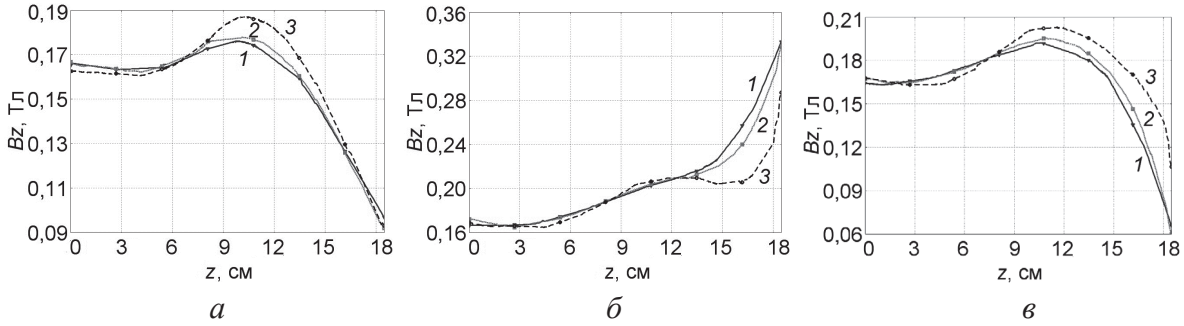

Рис. 2. *Распределение вдоль канала транспортировки магнитного поля соленоидов (а), суммарного магнитного поля соленоидов и ферромагнетика сплошного (б) и полого (в) на разных радиусах, r: 1) 0; 2) 2; 3) 4 см*

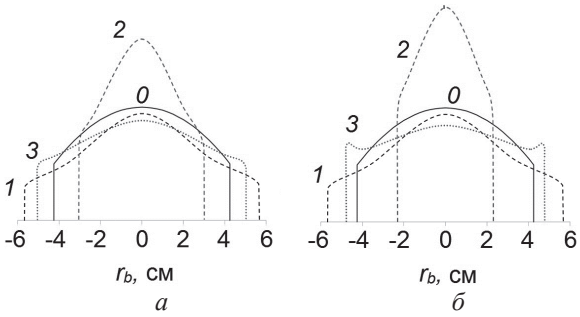

Рис. 3. *Распределение плотности пучка на входе в трубу дрейфа (0), на мишени без ферромагнетика (1), со сплошным (2) и полым (3) ферромагнетиком при различных значениях намагниченности: а) 7,5·10⁵ А/м (CoPt); б) 1,5·10⁶ А/м (Fe_4N)*

С увеличением намагниченности сплошной вставки возрастает положительный градиент магнитного поля в области мишени, поэтому радиус пучка уменьшается на мишени, но перераспределение плотности электронов по радиусу почти не происходит. На рис. 4 показана зависимость относительного радиуса пучка на мишени от намагниченности сплошной вставки. Как следует из рис. 4, при намагниченности вставки M=1,5·10⁶ А/м можно получить сжатие транспортируемого электронного пучка на мишени в два раза с сохранением распределения плотности по радиусу пучка.

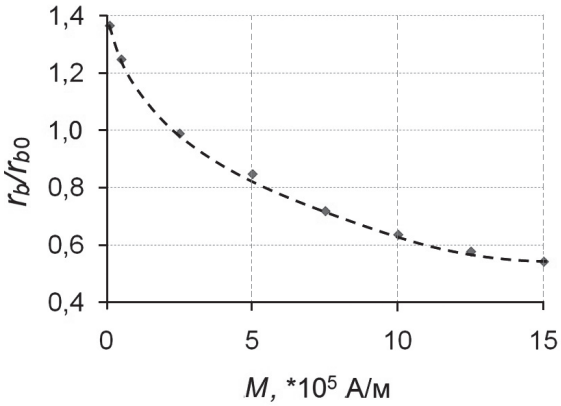

Рис. 4. *Зависимость радиуса автографа от намагниченности ферромагнетика*

Влияние геометрии вставки

Исследуем влияние геометрических размеров ферромагнитной вставки с намагниченностью M=7,5·10⁵ А/м на радиус автографа пучка на мишени. Вначале рассмотрим влияние радиальных размеров вставки на радиус автографа пучка на мишени. На рис. 5 представлены зависимости относительного радиуса автографа пучка от относительного радиуса сплошной ферромагнитной вставки (l=6 см) и относительного внутреннего радиуса полой ферромагнитной вставки (l=4 см, R_{f2}=8 см).

Как видно из рис. 5, *а*, если относительный радиус сплошного ферромагнетика $0{,}5<R_f/r_{b0}<5$, то имеет место сжатие пучка на мишени, так как в этом случае градиент суммарного магнитного поля положительный на выходе из трубы дрейфа. При $0{,}1<R_f/r_{b0}<0{,}5$ может происходить перераспределение плотности электронов в сечении пучка (особено в центре сечения) за счет разных знаков градиента суммарного магнитного поля в центре и на краю пучка в области мишени. При радиусе вставки, значительно превышающем радиус пучка $R_f/r_{b0}>5$, магнитное поле ферромагнетика практически однородное в области коллектора, краевые эффекты его не существенны, а отрицательный градиент поля магнитной катушки обуславливает увеличение радиуса пучка на мишени.

В случае полой вставки (рис. 5, *б*) внешний радиус вставки R_{f2} больше радиуса пучка на мишени без вставки r_b (r_b/r_{b0}=1,38) и сжатие пучка на мишени происходит, если $R_{f1}<0{,}7r_b$. Расчеты показали, что в области $0{,}55<R_{f1}/r_b<0{,}9$ распределение плотности электронов на мишени близко к однородному. Увеличение плотности на краях пучка связано с влиянием краевых эффектов внешней границы полой вставки.

Влияние продольных размеров вставки l на радиус автографа пучка отражено на рис. 6, для сплошной (R_f=5 см) и полой вставок (R_{f2}=8 см и R_{f1}=4,8 см); l_0=4 см. С увеличением l уменьшается радиус автографа пучка r_b, однако при $l>l_0$ длина вставки не влияет на r_b. Для параметров численного эксперимента сжатие пучка происходит в слу-

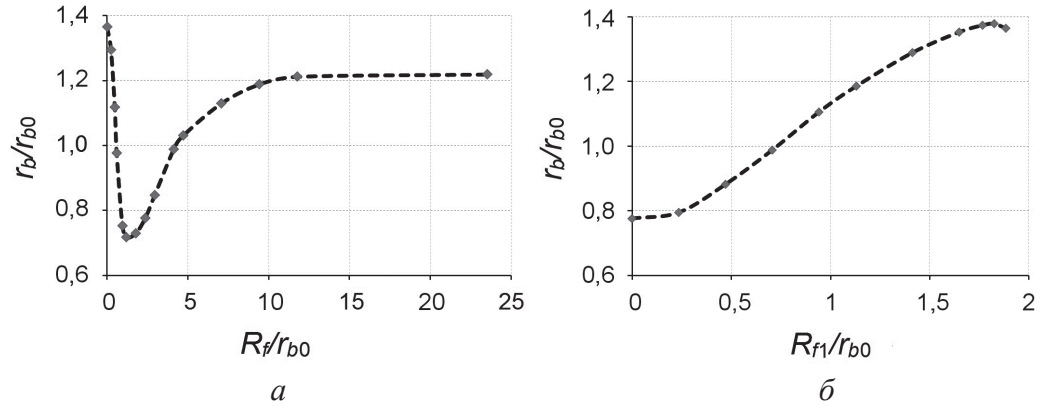

Рис. 5. *Зависимость радиуса автографа пучка от радиуса сплошной (а) и внутреннего радиуса полой (б) ферромагнитной вставки*

чае сплошной вставки при $l \geq 0{,}3l_0$. С увеличением длины полой вставки происходит уменьшение суммарного магнитного поля на оси и увеличение на краях мишени, что приводит к перераспределению плотности электронов пучка на мишени.

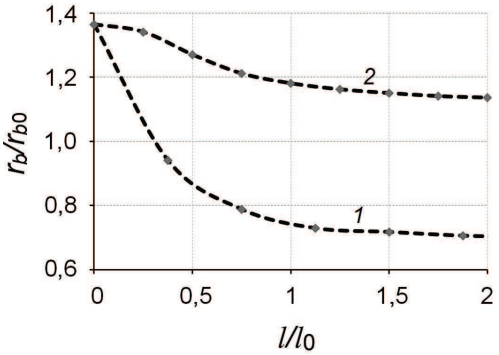

Рис. 6. *Зависимость относительного радиуса автографа пучка от относительной длины сплошной (1) и полой (2) вставки*

Из анализа результатов численных экспериментов следует, что геометрические размеры вставок влияют на радиус и распределение плотности пучка на мишени. Если радиус сплошной вставки меньше радиуса пучка без вставки, то происходит фокусировка пучка на мишени, которая усиливается с увеличением длины вставки, без изменения радиального профиля пучка.

Если внешний радиус полой вставки больше радиуса пучка без вставки, то радиальное распределение плотности электронов пучка зависит от внутреннего радиуса и длины полой вставки, радиус автографа пучка стремится к внутреннему радиусу вставки.

Зависимость радиуса автографа пучка от длины вставки имеет насыщение, обусловленное определяющей ролью поперечных размеров вставок на изменение радиуса пучка на мишени.

Из результатов численного моделирования следует, что если сама мишень имеет свойства ферромагнетика, то может происходить фокусировка пучка на поверхности мишени, если ее радиус меньше радиуса пучка на входе в трубу дрейфа. При обработке электронным пучком поверхности мишени со свойствами ферромагнетика следует учитывать также ее неоднородность, которая может привести к неоднородности плотности тока пучка на коллекторе.

Ферромагнитная вставка в аксиально-несимметричном магнитном поле

В работах [4–7] экспериментально и численно показано, что в сильноточных электронных источниках в конце канала транспортировки можно осуществлять трансформацию электронного пучка круглого сечения в квазипрямоугольный в аксиально-неоднородном магнитном поле, сформированном обратным токопроводом в виде плоских шин или шпилек, прикрепленных к коллектору-мишени.

На рис. 7 представлены автографы пучка на мишени (*а*, *б*, *в*), полученные из численного решения системы (*) и методом крупных частиц (*г*, *д*) для геометрии системы без ферромагнитных вставок (рис. 1). В расчетах рассматривались токопроводы: симметричный токопровод (труба дрейфа); две плоские параллельные шины длиной L=4 см и шириной h=3 см (ток в каждой шине I=10 кА); четыре параллельные шпильки длиной L=4 см и диаметром 0,5 см (ток в каждой шпильке 5 кА) (рис. 1).

Без ферромагнитных вставок на краю соленоида увеличивается радиальная составляющая ведущего магнитного поля (рис. 2, *а*), в результате увеличивается радиус пучка и краевые электроны попадают под более сильное воздействие магнитного поля токопровода, по сравнению с центральными электронами. Расчет магнитного поля токопроводов (рис. 1, 7) показывает, что на расстоянии 0,5 см от шины магнитное поле ~ 600 Гс, а от шпильки ~ 1100 Гс, значения собственного магнитного поля на краю пучка и ведущее магнитное поле около мишени ~ 950 Гс. Краевые электроны, двигающиеся вблизи поверхности токопровода, ответственны за «завихрение» на автографе пучка на мишени (рис. 7, *б–д*).

Ферромагнитные вставки меняют градиент магнитного поля в области мишени (рис. 2, *б*, *в*) и токопровода, поэтому можно устранить этот нежелательный эффект. На рис. 8 показаны автографы пучка при наличии ферромагнитных вставок (M=7,5·10^5 А/м):

- сплошная вставка – радиус 5 см, высота 6 см;
- полая вставка – внешний радиус 8 см, внутренний радиус 4,8 см, высота 4 см.

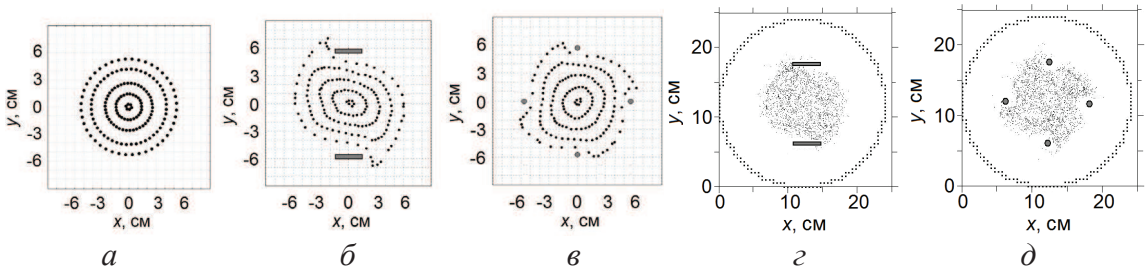

Рис. 7. *Автографы пучка на мишени, полученные мотодом огибающей (а, б, в) и PIC-методом (г, д), для разной геометрии токопровода: а – симметричный; б, г – две шины; в, д – четыре шпильки*

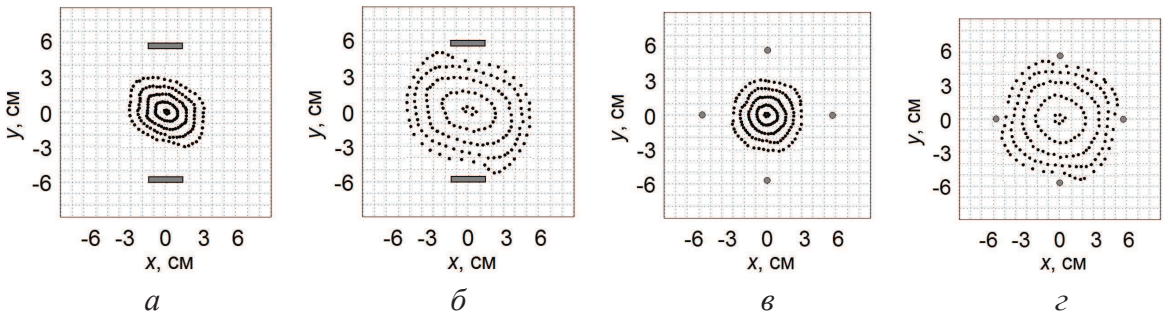

Рис. 8. *Автографы пучка на мишени при наличии сплошной (а, в) и полой (б, г) ферромагнитной вставки для разной геометрии токопровода: а, б – две шины; в, д – четыре шпильки*

Как видно из сравнения рис. 7 и 8, магнитное поле вставок не меняет форму поперечного сечения пучка по сравнению со случаем без вставок, меняется распределение плотности электронов вблизи токопровода на мишени. Как и для симметричного токопровода (рис. 3), полая вставка оказывает наибольшее влияние на перераспределение плотности электронов в сечении пучка на мишени. Таким образом, устранить «завихрения» электронов вблизи токопровода при трансформации сечения пучка можно с помощью ферромагнитной вставки, подбирая ее геометрию и свойства материала.

Заключение

Численное моделирование методом огибающей и методом крупных частиц показало, что с помощью ферромагнитной вставки, расположенной за коллектором, можно управлять распределением плотности низкоэнергетического сильноточного электронного пучка на мишени.

Из результатов численного моделирования следует, что на мишени со свойствами ферромагнетика может происходить фокусировка пучка, если радиус мишени меньше радиуса пучка на входе в трубу дрейфа. Кроме того, следует учитывать неоднородность плотности тока пучка на мишени, которая будет иметь место при обрабатываемой неоднородной поверхности мишени со свойствами ферромагнетика.

Авторы благодарят Г.Е. Озура за плодотворное обсуждение и полезные советы. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 12-08-00251-а и 12-08-00213-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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, 2008, Sept 21–26. – Tomsk, 2008. – P. 47–50.
2. Григорьев В.П., Коваль Т.В. Влияние магнитного поля токоотводящих систем на движение электронного пучка // Известия вузов. Физика. – 2006. – Т. 49. – № 5. – С. 44–47.
3. 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.
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. Коваль Т.В., Ле Ху Зунг. Влияние токовой нейтрализации и геометрии обратного токопровода на трансформацию низкоэнергетического сильноточного пучка в плазменном канале // Известия Томского политехнического университета. – 2012. – Т. 320. – № 2. – С. 43–47.

Поступила 21.01.2013 г.