

01;04;10;12

Формирование и транспортировка низкоэнергетических сильноточных электронных пучков в плазмонаполненном диоде во внешнем магнитном поле

© В.П. Григорьев,¹ Т.В. Коваль,¹ Г.Е. Озур²

¹Томский политехнический университет,
634034 Томск, Россия
e-mail: grig@am.tpu.ru

²Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: ozur@lve.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 18 марта 2009 г.)

Исследованы причины ограничения тока нерелятивистского сильноточного электронного пучка, формируемого в плазмонаполненном диоде во внешнем ведущем магнитном поле, сравнимом по напряженности с собственным магнитным полем пучка. Показано, что ток пучка ограничивается пропускной способностью двойного слоя между катодной и анодной плазмой с одной стороны, а с другой стороны — скоростью зарядовой нейтрализации пучка, а также уменьшением продольной скорости электронов пучка под действием индуцированного электрического поля и собственного магнитного поля пучка. Исследовано влияние собственных полей пучка на распределение плотности тока и энергии пучка в поперечном сечении. Результаты численных расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Введение

Низкоэнергетические (10–30 keV) сильноточные (до 20 kA) электронные пучки (НСЭП) с плотностью энергии (до 20 J/cm²) применяются для модификации поверхностных слоев материалов [1,2]. В то же время многие вопросы их формирования и транспортировки изучены пока недостаточно полно, например, вопросы о токе пучка и распределении плотности тока (энергии) пучка по сечению. Последнее исключительно важно с точки зрения однородности поверхностной обработки материалов и изделий.

Для формирования НСЭП используются плазмонаполненные диоды со взрывоэмиссионным катодом [1,3]. В таких диодах ускоряющим зазором является двойной слой (ДС) между катодной и анодной плазмой, а столб анодной плазмы является каналом транспортировки пучка.¹ Для предотвращения сжатия пучка система помещается в ведущее магнитное поле, создаваемое внешним источником.

Исследованиям процессов формирования и транспортировки сильноточных электронных пучков посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ [4–6]. Однако в подавляющем большинстве случаев исследования проводились с использованием релятивистских пучков (> 300 keV) с длительностью импульса в десятки наносекунд. Транспортировка НСЭП имеет существенные особенности, обусловленные большим влиянием индуцированных пучком полей

на кинетическую энергию электронов пучка. Кроме того, при низких ускоряющих напряжениях отсутствие анодной фольги, обычно разделяющей ускоряющий зазор и пространство дрейфа в системах с релятивистскими пучками, фактически означает, что процессы формирования и транспортировки пучка взаимосвязаны в большей степени, чем при ее наличии. Это следует, в частности, из выражения для тока в ДС, т.е. тока инжекции

$$I_{inj} = A s e n_a \{0.4(2kT_e/M)^{1/2} + v_p\} (M/m)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь s — площадь пучка; n_a , T_e — концентрация и температура электронов анодной плазмы; k — постоянная Больцмана; e и m — заряд и масса электрона соответственно; M — масса иона; v_p — скорость взаимного движения катодной и анодной плазмы.

Выражение (1) без коэффициента A хорошо известно из работ по двойным слоям [7]. Коэффициент $A > 1$, полученный в работе [3], учитывает превышение тока над квазистационарным значением (т.е. при $A = 1$), обусловленное быстрым ростом ускоряющего напряжения (например, на переднем фронте импульса). На квазистационарной стадии ток в ДС не зависит от приложенного напряжения, а определяется эмиссионной способностью плазмы с меньшей концентрацией (обычно это анодная плазма, предварительно заполняющая пространство между катодом и коллектором). Как видно из (1), изменение концентрации анодной плазмы влечет соответствующее изменение тока инжекции.

Очевидно, что ток пучка не может превышать I_{inj} , но это ограничение не является единственным. Дополнительные ограничения тока возникают из-за наличия значительных собственных полей пучка электрического

¹Разумеется, при быстром изменении тока часть приложенного напряжения представляет собой индуктивное падение напряжения на столбе анодной плазмы.

и магнитного, а также полей, индуцируемых пучком в плазме. Под действием этих полей может изменяться не только ток пучка, но и распределение плотности тока (энергии) пучка по сечению. Особенно значительными эти изменения являются для нерелятивистских пучков, а также при условии, что собственное магнитное поле сравнимо по напряженности с ведущим магнитным полем. В настоящей работе экспериментально и теоретически исследуются причины ограничения тока НСЭП в этих условиях, а также влияние собственных полей пучка на его поперечный профиль.

Экспериментальная часть

Эксперименты проводились на установке, схематично представленной на рис. 1. Корпус электронной пушки представлял собой трубу из нержавеющей стали длиной 340 мм и внутренним диаметром 158 мм. Пушка была пристыкована к вакуумной камере диаметром 400 мм. Данная ситуация является типичной при практическом использовании НСЭП для поверхностной обработки изделий. Таким образом, труба дрейфа фактически являлась ступенчатой в отличие от [3], где транспортировка пучка осуществлялась в гладкой трубе диаметром 158 мм. Диаметр эмитирующей части катода составлял 48 мм.

Импульс ускоряющего напряжения, подаваемый на катод электронной пушки, формировался при разряде емкостного накопителя ($3\ \mu\text{F}$) через передающую линию длиной 1 м, состоящую из шести параллельно соединенных отрезков коаксиального кабеля РК-50-9.

Плазменный анод формировался с помощью сильного (120–150 А) отражательного разряда в аргоне при давлении $P = 0.015\text{--}0.07\ \text{Pa}$. Перед напуском рабочего газа производилась откачка камеры паромасляным диффузионным насосом до давления $5 \cdot 10^{-3}\ \text{Pa}$. Зажигание разряда осуществлялось при подаче на анод

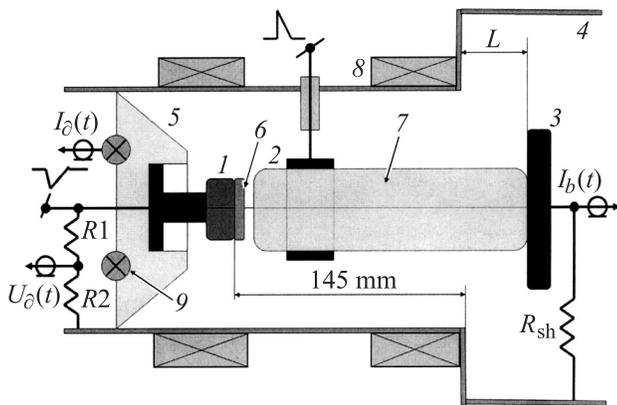


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — взрывоэмиссионный катод; 2 — анод отражательного разряда; 3 — коллектор пучка; 4 — камера; 5 — изолятор; 6 — катодная плазма; 7 — анодная плазма; 8 — соленоид; 9 — пояс Роговского. R_1 , R_2 — делитель напряжения, $R_{sh} = 17\ \text{m}\Omega$ — шунт.

импульса напряжения положительной полярности амплитудой 5 кВ. Анод представлял собой тонкостенное кольцо из нержавеющей стали диаметром 69 мм и длиной 20 мм.

Внешнее ведущее магнитное поле индукцией $B_Z = 0.1\text{--}0.25\ \text{T}$ обеспечивало как зажигание отражательного разряда, так и транспортировку пучка. Обычно считается, что должно выполняться условие $B_Z \gg B_\theta$, где B_θ — индукция собственного магнитного поля. С учетом того, что в нашем случае при токе пучка 10–15 кА величина $B_\theta \approx 0.065\text{--}0.1\ \text{T}$, то B_Z должна составить $\sim 1\ \text{T}$. Однако использование столь высоких магнитных полей создает ряд проблем:

а) резко снижается стабильность зажигания и горения сильноточного отражательного разряда, с помощью которого формируется столб плазмы, заполняющий канал транспортировки пучка;

б) существенно увеличиваются энергетические затраты на создание ведущего поля;

в) снижается порог неустойчивости Пирса, которая может ограничить ток пучка [8].

Исходя из этого величина B_Z была выбрана в вышеуказанном диапазоне.

Для измерения импульсов ускоряющего напряжения использовался резистивный делитель R_1 , R_2 . Ток катода измерялся поясом Роговского 9, а ток пучка на коллектор — малоиндуктивным шунтом. Сигналы с датчиков регистрировались четырехканальным цифровым осциллографом Tektronix TDS-2024 (200 МГц).

В экспериментах исследовались зависимости тока и энергии пучка в импульсе от расстояния L между плоскостью стыка камеры и пушки и плоскостью коллектора. Параметры эксперимента: максимальное значение ведущего магнитного поля $B_Z = 0.13\ \text{T}$, давление аргона $P = 0.04\ \text{Pa}$, $n_a = 4 \cdot 10^{12}\ \text{cm}^{-3}$. При измерении энергии пучка и ее распределения по радиусу коллектором служил калориметр диаметром 110 мм и массой 180 г, перед которым попеременно устанавливались коллимирующие диафрагмы различного диаметра.

На рис. 2 приведены типичные осциллограммы, полученные для различных расстояний L . Видно, что с ростом L падает амплитуда тока пучка, наблюдается его срыв после достижения некоторого критического значения. В момент срыва на осциллограмме тока пучка наблюдаются высокочастотные осцилляции с большим размахом по амплитуде, которые затухают к концу импульса, т. е. когда ускоряющее напряжение становится меньше 3–5 кВ. Повышение давления рабочего газа несколько сглаживает модуляции, но не радикально. Чем больше L , тем раньше наступает срыв тока пучка. Кроме того, исчезает второй максимум на осциллограмме, т. е. интеграл тока пучка за импульс (заряд) уменьшается еще быстрее, чем амплитуда тока. Таким образом, поведение осциллограмм тока пучка в системе с резким изменением диаметра трубы дрейфа разительно отличается от случая гладкой трубы.

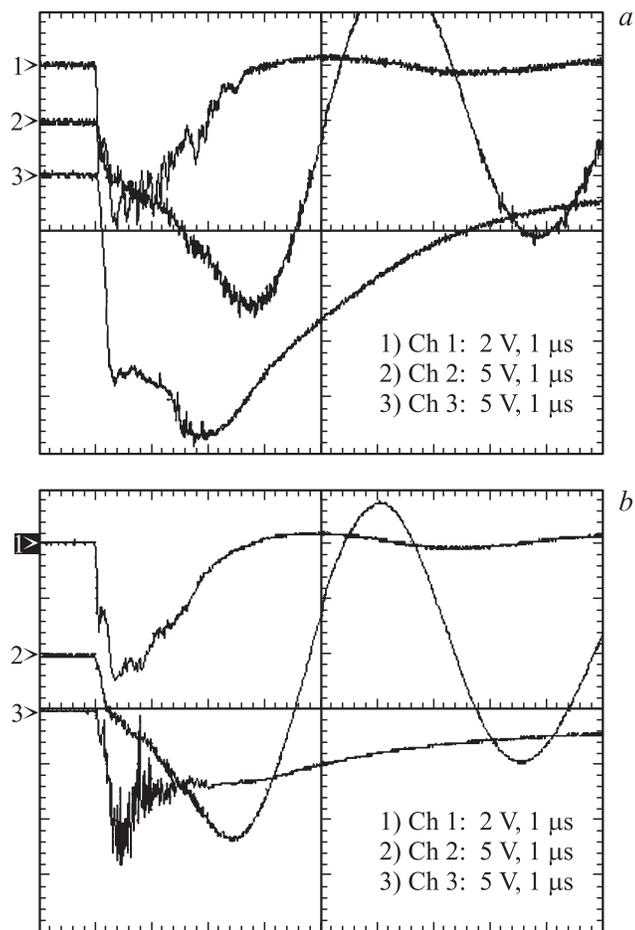


Рис. 2. Осциллограммы ускоряющего напряжения (верхние лучи, 10.6 kV/div), тока катода (средние лучи, 14.4 kA/div) и тока пучка на коллектор (нижние лучи, 3 kA/div), полученные при различных расстояниях L : $L = 0$ (a) и 10 см (b). Осциллограммы при $L = 10$ см усреднены по 12 импульсам.

На основании анализа осциллограмм и calorиметрических измерений были построены зависимости амплитуды тока пучка и его энергии в зависимости от L (рис. 3, 4). Из рис. 3, 4 видно, что ток пучка и его энергия достаточно быстро спадают с увеличением L . Сравнение с результатами [3] показывает, что в ступенчатой трубе дрейфа спад тока и энергии пучка идет быстрее (примерно в 1.5 раза), чем в гладкой.

Полученные результаты указывают на то, что существует ограничение тока пучка, связанное с процессами в пространстве дрейфа.

Исследования распределения плотности энергии по сечению пучка $W_b(r)$, выполненные ранее [9,10], показали, что при транспортировке пучка в плазменном канале (в гладкой трубе дрейфа) в распределении $W_b(r)$ наблюдается ярко выраженный максимум в центральной части пучка. При этом исходное распределение концентрации ионов анодной плазмы было достаточно однородным. Данный эффект связывался в [9,10] с накоплением ионов

анодной плазмы в приосевой области под действием радиального электрического поля, возникающего вследствие неполной компенсации пространственного заряда пучка. Для компенсации этого негативного эффекта в [9,10] было предложено искусственно увеличить концентрацию анодной плазмы в периферийной области по сравнению с центральной областью пучка. В системах с плазменным анодом на основе отражательного разряда это осуществляется путем увеличения тока разряда [10].

В настоящей работе проведены измерения $W_b(r)$ для ступенчатой трубы дрейфа.

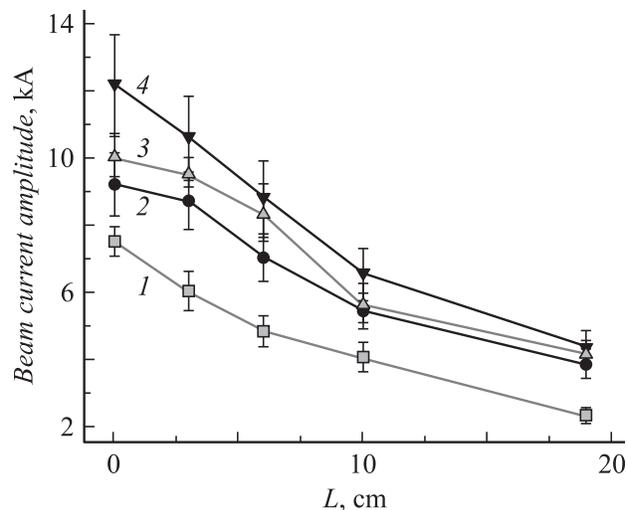


Рис. 3. Зависимости амплитуды тока пучка от расстояния L для различных значений зарядного напряжения емкостного накопителя. 1 — 10, 2 — 15, 3 — 20, 4 — 30 kV.

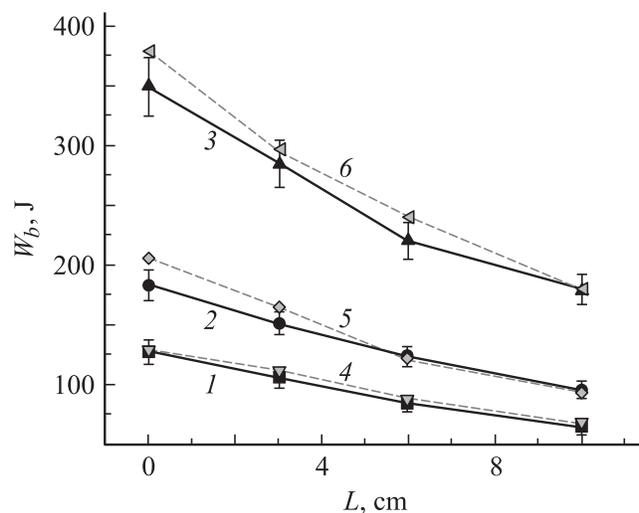


Рис. 4. Зависимость энергии пучка в импульсе от расстояния L для различных значений зарядного напряжения емкостного накопителя: 1, 4 — 15; 2, 5 — 20, 3, 6 — 30 kV. Кривые 1–3 построены по данным calorиметрических измерений, кривые 4–6 — по данным интегрирования осциллограмм ускоряющего напряжения и тока пучка.

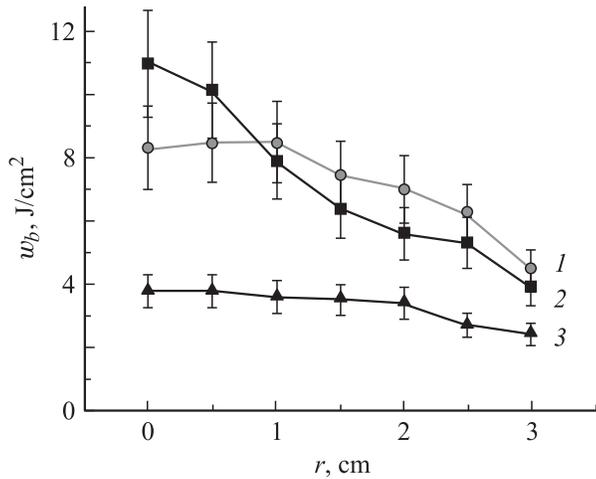


Рис. 5. Распределения плотности энергии по сечению пучка для различных значений тока отражательного разряда: 80 А (1) и 150 А (2, 3); 1, 2 — $L = 0$, 3 — 10 см.

Распределение плотности энергии по сечению пучка при зарядном напряжении емкостного накопителя 30 кВ, $B_Z = 0.2$ Т и $P = 0.06$ Па для различных значений тока отражательного разряда показано на рис. 5.

Математическая модель и обсуждение результатов

На стадии нарастания тока основными причинами ограничения тока пучка являются запаздывание процесса зарядовой нейтрализации вследствие конечного времени ухода избыточных плазменных электронов на торцы, а также торможение электронов пучка под действием индуцированного электрического поля и уменьшение продольной скорости краевых электронов при взаимодействии с собственным магнитным полем пучка [6, 11].

Транспортировка электронного пучка происходит в условиях частичной зарядовой и токовой нейтрализации в ведущем B_z и собственном B_θ магнитных полях. Динамика скоростей пучка и плазмы описывается системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_{r\alpha}}{\partial t} - u_{\theta\alpha} \dot{\theta}_\alpha (\mathbf{u} \text{ grad})_\alpha u_{r\alpha} \\ = \frac{ez_\alpha}{m_\alpha} E_r + \frac{ez_\alpha}{cm_\alpha} (u_{\theta\alpha} B_z - u_{z\alpha} B_\theta), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_{\theta\alpha}}{\partial t} + u_{r\alpha} \dot{\theta}_\alpha + (\mathbf{u} \text{ grad})_\alpha u_{\theta\alpha} = -\frac{ez_\alpha}{cm_\alpha} u_{r\alpha} B_z, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_{z\alpha}}{\partial t} + (\mathbf{u} \text{ grad})_\alpha u_{z\alpha} = \frac{ez_\alpha}{m_\alpha} (E_z + E_{Z\text{ind}}) + \frac{ez_\alpha}{cm_\alpha} u_{r\alpha} B_\theta, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \text{div}(\rho_\alpha \mathbf{u}_\alpha) = 0, \quad (5)$$

$$\Delta \Phi = -4\pi(\rho_i + \rho_e + \rho_b). \quad (6)$$

Здесь индекс $\alpha = i, e, b$ означает ионы, электроны плазмы и электроны пучка соответственно; $z_{e,b} = -1$ — для электронов; $z_b = 1$ — для ионов; $\rho_\alpha(t, r, z)$ — плотность заряда частиц сорта α ($\rho_e < 0$, $\rho_b < 0$, $\rho_i > 0$); Φ — потенциал,

$$B_{\theta\text{max}} = \frac{2I_b(t)}{r_b c}, \quad E_{Z\text{ind}} = \frac{2\pi r_b^2 \rho_e \beta z}{c t_{\text{fr}}} \left[\frac{1}{2} - \frac{r^2}{2r_b^2} + \ln \frac{R_C}{r_b} \right]; \quad (7)$$

$E_{Z\text{ind}}$ — электрическое поле, появление которого может быть связано с индуктивными явлениями на фронтах пучка и возбуждением неустойчивости при транспортировке пучка в плазме; $E_z = -\text{grad} \Phi$ — электрическое поле пространственного заряда; r_b — радиус пучка; t_{fr} — длительность фронта тока пучка; R_C — радиус трубы дрейфа; m_α — масса частицы с индексом α ; c — скорость света. Уровень токовой нейтрализации определялся численно из решения системы (2)–(7) и оценок по данным [12] для плазмы с начальной концентрацией $n_{\alpha 0} = (3-7) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ с учетом дополнительной ионизации рабочего газа (аргон) электронным пучком при давлении 0.02–0.07 Па.

Уравнения (2)–(6) допускают аналитические оценки в предположении, что значения скорости и плотности зарядов равномерны в пространстве. В общем случае система уравнений (2)–(6) решается численно.

Расчеты проводились как для гладкой трубы дрейфа, так и для трубы со ступенчатым увеличением диаметра, размеры которых соответствовали условиям эксперимента.

Закон изменения тока описывался кусочно-линейной функцией. Плотность тока пучка в плоскости инжекции ($z = 0$) рассматривалась однородной. Значения начальной поперечной скорости электронов равны нулю, концентрация частиц плазмы при $t = 0$ считалась равномерной по всему объему канала транспортировки. Диаметр столба плазмы равнялся диаметру трубы.

При численном исследовании транспортировки низкоэнергетических сильноточных электронных пучков в ограниченных каналах можно выделить основные эффекты, влияющие на динамику и распределение скорости, токовую нейтрализацию и параметры пучка на выходе. Эти эффекты обусловлены следующими полями.

1. Полем пространственного заряда $\mathbf{E}_C = -\text{grad} \Phi$ (некомпенсированное поле пучка), обусловленным запаздыванием выхода электронов пучка из области транспортировки на переднем фронте при наличии сильного ведущего магнитного поля.

2. Полем, индуцированным на фронте пучка $E_{Z\text{ind}} \propto dI_t/dt$, где $I_t = I(1 - f_M)$ полный ток в канале транспортировки (f_M — степень токовой нейтрализации).

3. Собственным магнитным полем $B_\theta(t, r, z)$, связанным с полным током I_t .

4. Ведущим магнитным полем $\mathbf{B} = \{B_z, B_r\}$.

Численные исследования показали, что при плотности плазмы, значительно превышающей плотность электро-

нов пучка $n_e \gg n_b$, поддерживается режим практически полной зарядовой нейтрализации. Так, предельный вакуумный ток для параметров эксперимента составляет ~ 21 А, а собственное поле, связанное с пространственным зарядом этого тока, на краю пучка с учетом граничных условий — $E_C \sim 2$ кВ/см. В плазмонаполненной трубе дрейфа длиной 14.5 см электроны плазмы под действием этого поля выходят из трубы дрейфа менее чем за 10 ns, компенсируя тем самым поле пространственного заряда пучка. Это время характеризует скорость и степень зарядовой нейтрализации и согласуется со временем переходного процесса τ_n [7]. В дальнейшем движение электронов плазмы определяется индуцированным полем $|E_{Z\text{ind}}| \gg |E_C|$.

Что касается движения ионов в собственных полях пучка и внешнем магнитном поле при неполной компенсации заряда (т.е. при $n_i < n_b + n_e$ в области пучка), то, как показали численные расчеты, ионы могли бы переместиться к оси на 1 см за 100 ns при наличии электростатического поля вышеуказанной величины. Сравнив это время с временным масштабом зарядовой нейтрализации за счет выхода электронов плазмы из пучка, можно считать несущественным движение ионов.

Поле, индуцированное на фронте пучка $E_{Z\text{ind}}$ в этих условиях, определяет величину торможения электронов пучка и ускорения электронов плазмы, а также влияет на распределение энергии электронов по радиусу. В отличие от систем с релятивистскими пучками, при транспортировке пучков с энергией 15–30 кэВ изменение продольных скоростей электронов при больших скоростях нарастания тока является более заметным.

При проведении численных расчетов прохождения пучка в пространстве дрейфа нами учитывалась неоднородность собственного магнитного поля $B_\theta(z, r)$, связанная с изменением полного тока вдоль оси системы. В ограниченной системе на правом торце трубы дрейфа ($z = L$) на переднем фронте импульса ($E_{Z\text{ind}} < 0$) все электроны плазмы имеют нулевую скорость и поэтому $I_t = I_b$, а на левом торце дрейфа ($z = 0$): $I_t = I_b - I_e$. На заднем фронте ($E_{Z\text{ind}} > 0$) на левом торце $I_t = I_b$, а на правом $I_t = I_b + I_e$. Таким образом, электроны пучка в течение всего импульса тока испытывают воздействие неоднородного собственного магнитного поля, у которого $dB_\theta/dz > 0$.

В неоднородных электрическом $E_{Z\text{ind}}$ и магнитном $B_\theta(z, r)$ полях происходит торможение электронов пучка на переднем фронте и перераспределение энергии электронов в сечении пучка вдоль продольной координаты.

Так как ток пучка $I \propto v_z$ при постоянной площади сечения пучка, то при однородном ведущем магнитном поле изменение тока вдоль трубы дрейфа определяется изменением продольной скорости электронов. В эксперименте со ступенчатой трубой дрейфа имеет место неоднородность ведущего магнитного поля, связанная с расхождением силовых линий, начиная с середины

последней по ходу пучка катушки соленоида. Эта неоднородность влияет на перераспределение продольной скорости в поперечную и играет наиболее существенную роль в изменении тока пучка в трубе дрейфа и может быть ответственна за срыв тока пучка.

На рис. 6–8 приведены результаты численного расчета для параметров: $B_{Z\text{max}} = 0.13$ Т, $r_b = 2.4$ см, импульсы тока и напряжения брались согласно осциллограммам рис. 2.

На рис. 6, а показано изменение относительной продольной скорости электронов, инжектируемых с разных радиусов r_0 ($z = 0$) в гладкой трубе длиной 25 см в случае однородного магнитного поля $B_z = 0.13$ Т. Колебания продольной скорости связаны с переходом продольной энергии электрона в поперечную и обратно. Как следует из рис. 6, а, в электрическом поле $E_{Z\text{ind}}$ уменьшение продольной скорости у краевых электронов происходит быстрее, чем у приосевых. Если ток инжекции составляет 15 кА, то ток пучка на выходе из трубы ~ 10 кА, при этом распределение плотности энергии электронов на выходе из трубы дрейфа имеет максимум в центре пучка. Распределение плотности энергии в

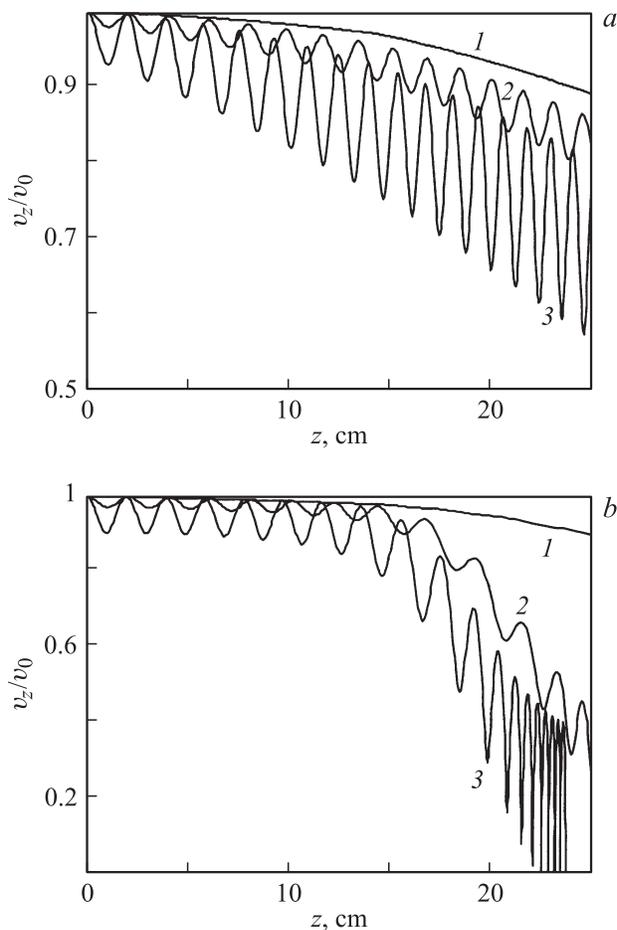


Рис. 6. Зависимость относительной продольной скорости электронов пучка от координаты z : а — гладкая труба, б — труба со ступенькой.

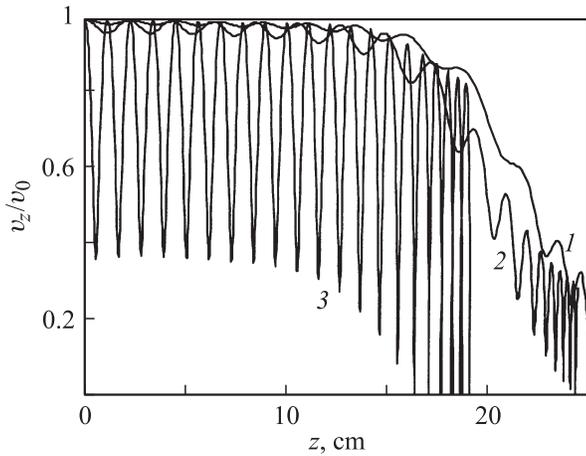


Рис. 7. Распределение продольной скорости краевых электронов пучка при разных токах инжекции.

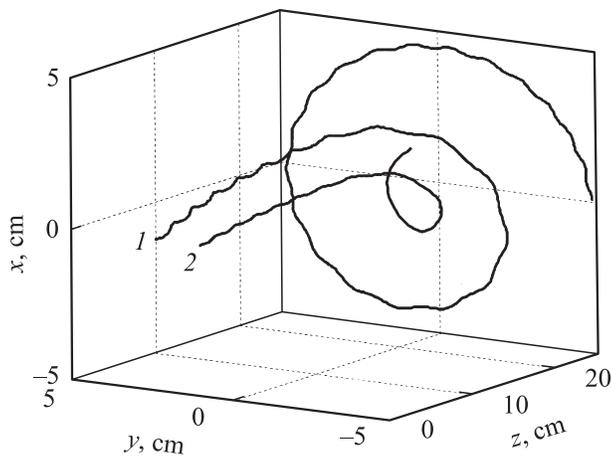


Рис. 8. Траектории электронов.

эксперименте (рис. 5) согласуется с теоретическими результатами (рис. 6, а).

На рис. 6, б показано изменение относительной продольной скорости в трубе со ступенькой при $L = 10$ см (рис. 1). Краевые электроны в собственном магнитном поле пучка приобретают наибольшие поперечные скорости, поэтому радиальная составляющая внешнего магнитного поля оказывает наиболее сильное воздействие на трансформацию продольной скорости в поперечную. Краевые электроны практически теряют продольную скорость, медленно продвигаясь к выходу трубы дрейфа, и при увеличении собственного магнитного поля под действием электрического индуцированного поля могут повернуть обратно (пинч-эффект). Расчетный ток пучка на выходе составляет ~ 6 кА, что согласуется с экспериментом (осциллограмма 2, рис. 2).

На рис. 7 показаны распределения продольной скорости краевых электронов в трубе со ступенькой в разные моменты времени фронта тока инжекции ($t = 100, 300$ и 500 нс). Из рис. 7 видно, что при увеличении тока

инжекции увеличиваются колебания продольной скорости электронов, что отражается на осциллограмме $I_b(t)$ (рис. 2, б). Колебания тока могут быть обусловлены большой поперечной составляющей скорости электронов пучка в собственном магнитном поле $B_\theta \sim B_{z\max}$ и в неоднородном магнитном поле на краю катушки. Численные исследования показали, что в однородном магнитном поле при изменении вдоль трубы дрейфа продольной скорости электронов пучка и соответственно тока пучка не происходит изменения площади сечения пучка. В трубе с расширением имеет место градиент магнитного поля, приводящий к расширению пучка.

На рис. 8 показаны траектории двух электронов пучка, инжектируемых в трубу со ступенькой с разных радиусов r_0 ($z = 0$) при максимальном значении тока инжекции $I_b(t) = 15$ кА, $B_z = 0.13$ Т.

Заключение

Численные расчеты и эксперименты показали следующее.

1. В ограниченных по размерам и заполненных плазмой каналах транспортировки нерелятивистских сильноточных электронных пучков на фронтах тока пучка формируется неоднородное собственное магнитное поле.

2. Продольная скорость электронов нерелятивистского сильноточного пучка при движении в трубе дрейфа существенно уменьшается под действием неоднородного собственного магнитного поля и индуцированного электрического поля, что обуславливает уменьшение тока пучка вдоль канала транспортировки. Указанные эффекты являются доминирующими в гладкой трубе дрейфа. В ступенчатой трубе дополнительной причиной снижения тока является неоднородность ведущего магнитного поля, которая ответственна за срыв тока пучка.

3. Под действием собственного магнитного поля происходит перераспределение плотности энергии пучка электронов в пользу центральной области его поперечного сечения. В условиях нашего эксперимента электрическое индуцированное поле играет меньшую роль в перераспределении плотности тока, чем собственное магнитное поле.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-02-96905 р-офи).

Список литературы

- [1] Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Markov A.B. // Laser & Particle Beams. 2003. Vol. 21. N 2. P. 157–174.
- [2] Raharjo P., Uemura K., Okada A., Uno Y. // Proc. 7th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, Russia, July 25–29, 2004. P. 263–266.
- [3] Ozur G.E., Popov S.A., and Lazutkin M.N. // Proc. 13th Symp. on High Current Electronics. Tomsk, Russia, July 25–29, 2004. P. 60–63.

- [4] Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977. 277 с.
- [5] Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980. 168 с.
- [6] Кременцов В.И., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 6. С. 936–944.
- [7] Луценко Е.И., Середя Н.Д., Целуйко А.Ф. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 7. С. 1299–1309.
- [8] Игнатов А.М., Рухадзе А.А. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 1. С. 112–114.
- [9] Назаров Д.С., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. // ПТЭ. 1996. № 4. С. 83–88.
- [10] Ozur G.E., Proskurovsky D.I., and Karlik K.V. // Proc. 5th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, Russia, September 24–29, 2000. P. 139–142.
- [11] Grigoriev V.P., Koval T.V., Ozur G.E., Nefyodtsev E.V. // Proc 15th Symp. on High Current Electronics. Tomsk, Russia, September 21–26, 2008. P. 47–50.
- [12] Grigoriev V.P., Koval T.V., Potashev A.G. // Proc. 13th Int. Symp. on High-Current Electronics. Tomsk, Russia, July 25–29, 2004. P. 33–38.